UNIVERSITÉ DE TOURS

ÉCOLE DOCTORALE : EMSTU
Groupe de REcherche en Matériaux, Microélectronique, Acoustique et Nanotechnologies (GREMAN UMR 7347 CNRS)

THÈSE présentée par :

Paul ROCHE

soutenue le : **04 décembre 2024**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Tours**
Discipline/ Spécialité : Électronique

ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE D'UNE INTERFACE DE CONVERSION D'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE ADAPTÉE AUX CMUT POUR UNE APPLICATION DE TRANSFERT D'ÉNERGIE ACOUSTIQUE

THÈSE dirigée par :

Guylaine POULIN-VITTRANT	Directrice de recherche, CNRS
Kevin NADAUD	Maître de conférences, Université de Tours
Jean-Charles LE BUNETEL	Professeur des universités, Université de Tours

RAPPORTEURS :

Dejan VASIC	Professeur des universités, CY Cergy Paris Université, Rapporteur
Mickaël LALLART	Professeur des universités, INSA Lyon, Rapporteur

---

JURY :

Guylaine POULIN-VITTRANT	Directrice de recherche, CNRS
Kevin NADAUD	Maître de conférences, Université de Tours
Jean-Charles LE BUNETEL	Professeur des universités, Université de Tours
Dejan VASIC	Professeur des universités, CY Cergy Paris Université
Mickaël LALLART	Professeur des universités, INSA Lyon
Dimitri GALAYKO	Professeur des universités, Sorbonne Université
Adrien BADEL (Président)	Professeur des universités, Université Savoie Mont Blanc

INVITÉ :

Dominique CERTON	Professeur des universités, Université de Tours

Remerciements

On m'a souvent dit que j'avais le grand défaut de trop remercier les gens qui m'entourent. En fin de compte, ces mercis, qui sont pour moi de vrais sentiments de gratitude, se perdent parfois dans ce que l'on pourrait prendre pour de la simple politesse. Je suis donc heureux, avec ces quelques mots, d'exprimer clairement la gratitude que je ressens à l'égard des nombreuses personnes qui m'ont aidé pendant ces trois années de thèse.

Cette thèse a été réalisée au sein du laboratoire GREMAN, dirigé par Franck Levassort et Jérôme Billoué. Je leur suis reconnaissant de m'avoir accueilli dans leur laboratoire ainsi que de m'avoir offert les moyens de réaliser les travaux présentés dans ce manuscrit.

Je voudrais dédier les lignes suivantes à mes encadrants de thèse, que je citerai dans l'ordre dans lequel je les ai rencontrés.

Guylaine Poulin-Vittrant, quand je t'ai contactée pour savoir si tu avais dans la manche un sujet de thèse en lien avec les MEMS et la récupération d'énergie, je ne savais pas à quel point j'avais frappé à la bonne porte. Non seulement le sujet que tu m'as proposé s'est avéré riche de possibilités et d'intérêts mais tu as aussi été pendant les trois années qui ont suivi, une directrice inspirante et une fidèle garante du bon déroulement de la thèse. D'un point de vue moral comme technique, tu t'es toujours assurée que les choses allaient bon train. J'ai donc pu profiter de tes qualités d'écoute, de synthèse et de ta gentillesse, qui m'ont rassuré lors de mes difficultés, mais qui ont surtout rendu agréables nos échanges, en les ponctuant de rires et de partages.

Jean-Charles Le Bunetel, j'admire beaucoup ta manière de travailler. Je n'ai pas totalement réussi à la suivre quand il a fallu modéliser notre CMUT, mais je suis conscient qu'on serait allé beaucoup plus loin avec tes méthodes, somme toute plus pragmatiques que les miennes. Au fur et à mesure de nos échanges, j'ai pu apprécier la joie que tu mets dans la recherche, ton humanité et ton ouverture d'esprit. Je te remercie aussi beaucoup d'avoir continué à me suivre malgré tes nouvelles fonctions.

Kevin Nadaud, enfin, quand on s'est rencontrés, je ne savais pas du tout (et toi non plus, j'imagine) que j'allais aussi régulièrement te demander tes lumières. J'aurais été bête de ne pas en profiter : quelles que soient les questions que je te présentais (quelle que soit l'heure de la journée, surtout), tu as toujours été capable de bien comprendre ma problématique, d'y répondre clairement tout en m'emmenant au bout de ma propre question. Cerise sur le gâteau, ta disponibilité à mon égard et tes capacités techniques ont été accompagnées d'une très grande franchise : nos réflexions avaient le mérite d'être efficaces.

Enfin, je vous remercie tous les trois pour le travail d'équipe dont vous avez fait preuve dans cet encadrement. Cette thèse n'aurait pas été la même sans nos réunions quasi-hebdomadaires, et sans votre complémentarité que je crois avoir réussi à utiliser à bon escient.

Je souhaite aussi adresser mes sincères remerciements aux membres du jury pour avoir accepté d'examiner ces travaux. Je remercie tout particulièrement Dejan Vasic et Mickaël Lallart, dont la richesse des rapports a permis de développer des échanges particulièrement intéressants et enrichissants durant la soutenance.

Merci aussi à Dominique Certon pour nos très nombreux échanges. La modélisation de nos dispositifs a été beaucoup plus laborieuse qu'on ne l'aurait imaginé, et le début de la thèse n'a donc pas été aisé. Avec du recul, je me rends compte que c'était un passage obligatoire pour que je comprenne le fonctionnement de nos dispositifs. Tu m'y as accompagné en m'octroyant beaucoup de ton temps, de ta réflexion et de ton optimisme. Je te remercie beaucoup.

Merci à Dimitri Galayko pour nos nombreux échanges autour des transducteurs électrostatiques. Nos discussions et tes conseils ont été précieux : tu m'as aidé à faire le lien entre les transducteurs électrostatiques basse fréquence, dont la littérature scientifique est très riche, et les CMUT, largement documentés pour de l'imagerie mais moins pour du transfert d'énergie.

Merci aussi à François Vander Meulen, qui est venu plusieurs fois m'aider à caractériser les émetteurs acoustiques. Pour l'électronicien que je suis, cette partie a été plutôt laborieuse, et tu es venu à mon aide avec beaucoup de patience et de disponibilité. Merci beaucoup.

Samuel Callé, également, merci d'avoir porté le projet qui a donné naissance à cette thèse. C'est toujours un plaisir d'échanger avec toi et je suis heureux de savoir que ce n'est pas terminé. La thèse est finie, mais le projet demeure.

Merci aussi à Laurent, Thierry et Flavien de m'avoir assisté pendant cette thèse. Travailler avec vous a été une expérience enrichissante, mais surtout très agréable. Sans vos idées et votre disponibilité, le projet n'aurait pas été le même.

J'ai aussi eu l'occasion de participer à l'encadrement des stages de Thomas Pesseau, Gaston Audebrand et Alexis Arnoult. C'était la première fois que j'encadrais les travaux d'autres personnes que les miens. Votre avidité, votre envie de comprendre et de créer ont été très enrichissantes. Merci !

Merci à tous les amis du laboratoire. C'est pendant la thèse que nous nous sommes rencontrés, que nous avons pris le temps de nous connaître, de partager nos joies, nos difficultés, nos différences et nos conseils. Les avancées de la vie se voient à travers notre travail, mais aussi à travers l'évolution de nos amitiés, et ces trois années en ont été un bon exemple. Merci pour votre franchise de relation, pour votre gentillesse, votre humour, pour les pauses cafés et les apéros auxquels je compte participer plus assidûment ! Merci Raphaël pour avoir partagé le début de ce projet avec moi. Tu t'es avéré être un compagnon de route fidèle et d'une bonhommie sans faille ! Merci aussi Nathan, pour nos nombreuses discussions. À force de refaire le monde, tu finiras bien par en faire quelque chose et au bout du compte, c'est nos différences qui nous enrichissent.

Je souhaite bien sûr remercier mes chers parents qui ont eu la chance de m'élever. J'ai bien conscience qu'il n'y a pas de préféré chez vos nombreux enfants, sachez néanmoins que vous êtes les préférés de mes deux parents. Grandissant dans une ambiance très festive où la prise de parole à table est plus valorisée que les résultats scolaires, vous m'avez curieusement appris à avancer sans être trop sûr de moi. Encore aujourd'hui, j'essaie de faire une qualité de ce trait de caractère, et cette thèse est une preuve,

je pense, de mes avancées en la matière.

Enfin, merci à ma chère et tendre, Alexandra. Si tu n'avais pas accepté de prendre aussi souvent ma part de travail dans la gestion de nos terreurs Eliott et Roxane, ces trois années auraient été au moins aussi chaotiques que leur chambre. Je te remercie aussi pour ton constant soutien et ton dynamisme, qui m'ont toujours porté vers le haut. Pendant ces trois ans, tu as été le repère stable et rassurant qu'on retrouve chez les meilleurs psychologues, mais aussi le repère de la bonne humeur et des bonnes blagues, qu'on retrouve en particulier chez toi.

Enfin, de son vil échafaud,
Le clown sauta si haut, si haut
Qu'il creva le plafond de toiles
Au son du cor et du tambour,
Et, le cœur dévoré d'amour,
Alla rouler dans les étoiles.

Le saut du tremplin, *Théodore de Banville*

Je dédie cette thèse à Alexandra, à Roxane, à Eliott
et à ...

Résumé

Le transfert d'énergie sans fil est un domaine essentiel de l'ingénierie biomédicale. D'une part, il réduit le besoin de dispositifs de stockage d'énergie dans les implants médicaux et d'autre part, il permet d'accroître leur consommation et donc leur performance. Pour recharger une batterie implantée sous la peau, le transfert d'énergie acoustique est une méthode performante car elle est peu limitée en puissance et permet d'accéder à des profondeurs élevées. Les Transducteurs Ultrasonores Micro-usinés Capacitifs (CMUT) sont compétitifs par rapport aux technologies piézoélectriques, notamment car ils sont sans plomb, large bande et ils bénéficient des procédés d'industrialisation à grande échelle de la technologie MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems).

C'est dans ce contexte et sur la base de l'expérience de notre laboratoire sur cette technologie que s'est inscrit ce travail de thèse. À partir d'une mesure de l'impédance d'un dispositif CMUT polarisé et immergé dans l'eau, un modèle de type circuit est conçu pour permettre d'étudier l'architecture électronique la plus adaptée à un transfert d'énergie sous la peau avec un CMUT polarisé. Ainsi, nous avons pu simuler les effets de différents circuits électroniques de transfert d'énergie sur un dispositif réel de notre laboratoire et déterminer la nature du circuit le plus optimal. Pour prendre en compte le dispositif CMUT dans sa globalité, la méthode de modélisation a été réitérée successivement pour différentes tensions de polarisation du dispositif CMUT que nous utilisions. Ainsi, un modèle de type circuit électrique plus complet a pu être créé. Ce modèle a ensuite été utilisé pour valider une méthode originale de mesure de l'efficacité d'un transducteur CMUT à convertir une énergie ultrasonore en énergie électrique.

Enfin, l'un des freins majeurs à l'utilisation de dispositifs CMUT pour du transfert d'énergie ultrasonore est la nécessité de les polariser à une tension proche de leur tension de collapse (20-150 V) alors qu'ils sont implantés. Pour relever ce défi, nous avons proposé un circuit électrique fait de composants discrets qui, à partir d'un procédé de rétroaction et d'une tension initiale minime (0.5-2 V), permet au dispositif de s'autopolariser à une tension proche de la tension de collapse, tout en transférant de l'énergie au système de stockage d'énergie de l'implant médical. Ainsi, cette thèse aboutit à la compréhension des caractéristiques clefs des CMUTs pour la conversion d'énergie acoustique en énergie électrique, et à un circuit électronique complet qui permet d'élever les performances de la technologie CMUT au niveau de la technologie piézoélectrique pour le transfert d'énergie acoustique sous la peau.

Abstract

Wireless energy transfer is an essential field of biomedical engineering. Not only does it reduce the need for energy storage devices in medical implants, but it also increases their power consumption and hence, their performances. To recharge a battery implanted under the skin, acoustic energy transfer is a high-performance method because it is less power-limited than inductive methods and allows access to great depths of power transfer. Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers (CMUTs) are competitive with piezoelectric technologies, particularly because they are lead-free, broadband and benefit from the large-scale industrialisation process of MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) technology.

It is in this context, and on the basis of our laboratory's experience with the CMUT technology, that this PhD thesis was carried out. Based on a measurement of the impedance of a polarised CMUT device immersed in water, a circuit-type model was designed to allow us to study the electronic architecture most suited to an energy transfer under the skin with a biased CMUT. As a result, we were able to simulate the effects of different electrical energy transfer circuits on a real device from our laboratory and determine the nature of the optimum circuit. To consider the CMUT device in its globality, the modelling method was successively repeated for different bias voltages of our CMUT device. This enabled a more complete circuit model to be created. This model was then used to validate an original method of measurement of the efficiency of a CMUT transducer in converting ultrasonic energy into electrical energy.

Finally, one of the major obstacles to the use of CMUT devices for ultrasonic energy transfer is the need to bias them at a voltage close to their collapse voltage (20-150 V) when they are implanted. To meet this challenge, we have proposed an electrical circuit made up of discrete components which, using a feedback process and a minimal initial voltage (0.5-2 V), enables the CMUT device to self-bias to a value close to the collapse voltage while transferring electrical energy to the implanted battery. The result of this thesis is an understanding of the key characteristics of CMUTs for acoustic-to-electric energy conversion and a complete electronic circuit that raises the performance of CMUT technology for acoustic energy transfer, to the level of piezoelectric technology.

Table des matières

1 Généralités **5**
- 1.1 Transfert d'énergie à travers la peau . . . 5
  - 1.1.1 Transfert d'énergie par champs magnétiques et électriques . . . 5
  - 1.1.2 Transfert d'énergie acoustique à travers la peau . . . 6
- 1.2 Technologie des Transducteurs Capacitifs Micro-Usinés . . . 8
  - 1.2.1 Historique de la technologie CMUT et ses applications . . . 8
  - 1.2.2 Topologie d'un dispositif CMUT . . . 10
  - 1.2.3 Description comportementale d'un CMUT . . . 11
  - 1.2.4 Modélisation complète d'un réseau de CMUT . . . 26
  - 1.2.5 Conclusion sur les transducteurs CMUTs . . . 29
- 1.3 Circuit d'interface . . . 29
  - 1.3.1 Interfaces passives . . . 30
  - 1.3.2 Circuits actifs . . . 36
  - 1.3.3 Conclusion sur les interfaces . . . 46
- 1.4 Conclusion du chapitre . . . 47

2 Modèle piston d'un récepteur CMUT **49**
- 2.1 Présentation des dispositifs modélisés . . . 50
- 2.2 Présentation du banc de mesure d'impédance . . . 51
- 2.3 Modèle non-linéaire à partir de l'architecture . . . 52
- 2.4 Modèle linéaire par une mesure d'impédance . . . 58
  - 2.4.1 Explication de la méthode . . . 58
  - 2.4.2 Extraction des paramètres du modèle piston . . . 61
  - 2.4.3 Schéma LT-spice du modèle linéarisé . . . 66
- 2.5 Validation expérimentale du modèle linéarisé . . . 67
  - 2.5.1 Caractérisation de l'émetteur ultrasonore . . . 67
  - 2.5.2 Validation expérimentale du modèle . . . 70
  - 2.5.3 Synthèse des deux méthodes . . . 77
  - 2.5.4 Schéma Lt-Spice du modèle de transducteur CMUT non-linéarisé 80
- 2.6 Conclusion du chapitre . . . 81

3 Interfaces de transfert d'énergie **83**
- 3.1 Caractéristiques du dispositif CMUT utilisé . . . 83
  - 3.1.1 Données du modèle piston équivalent . . . 83
  - 3.1.2 Couplage électromécanique . . . 84
  - 3.1.3 Puissance limite extractible . . . 85
- 3.2 Comparaison d'interfaces active et passive . . . 86
  - 3.2.1 Théorie de l'interface SSHI . . . 87
  - 3.2.2 Théorie de l'adaptation d'impédance passive . . . 90
  - 3.2.3 Paramètres de simulation LT-spice . . . 95

3.2.4 Résultats de simulation . . . 95
3.2.5 Résultat expérimental de l'interface passive . . . 99
3.2.6 Conclusion sur la comparaison des deux interfaces . . . 99
3.3 Prise en compte du coefficient ϕ dans l'interface passive . . . 100
3.3.1 Présentation du modèle utilisé . . . 100
3.3.2 Étude de la tension V en circuit ouvert . . . 101
3.3.3 Étude de la puissance dissipée dans une résistance R_L . . . 106
3.4 Conclusion du chapitre . . . 110

4 Circuit d'auto-polarisation et transfert d'énergie **113**
4.1 Circuit d'auto-polarisation de dispositif CMUT . . . 113
4.1.1 Théorie . . . 114
4.1.2 Étude du circuit en simulation . . . 120
4.1.3 Résultats expérimentaux . . . 123
4.1.4 Conclusion sur le circuit d'auto-polarisation . . . 126
4.2 Circuit d'auto-polarisation et transfert d'énergie . . . 127
4.2.1 Problématique du double usage de la batterie . . . 127
4.2.2 Présentation du circuit de transfert d'énergie . . . 128
4.2.3 Résultats de simulation . . . 130
4.3 Tests expérimentaux du circuit final . . . 132
4.3.1 Présentation du dispositif CMUT connecté au circuit électrique . . . 132
4.3.2 Résultats . . . 133
4.4 Conclusion du chapitre . . . 136

Annexes **I**
A Effet de la pression atmosphérique sur un piston . . . I
B Modélisation avec les pertes diélectriques . . . V
C Schéma explicatif du chapitre 2 . . . VII
D Choix de l'inductance pour le démonstrateur . . . VIII
E Implémentation des modèles de CMUT avec LT-spice . . . IX
E.1 Modèle linéarisé . . . IX
E.2 Modèle non linéarisé . . . X
F Circuit d'auto-polarisation LT-spice . . . XIII

Introduction et objectifs

Avec l'invention de l'induction électromagnétique le 29 août 1831 par Michael Faraday, Nikola Tesla espérait pouvoir alimenter des bâtiments en électricité sans recourir à des câbles électriques. Son invention, à l'origine d'un brevet en 1897, [1] permettait de transmettre de l'énergie à distance en utilisant la terre et l'air ambiant comme canal de transmission. Le domaine de la transmission d'énergie sans fil n'a pas présenté de réel succès à cette époque. Cependant, il a continué d'intéresser la communauté scientifique avec, par exemple, l'essor de la technologie RFID (Radio Frequency Identification) dont la première invention date de 1973, mais surtout grâce au développement des dispositifs médicaux implantés.

En 1947, Greatbatch et Chardack ont mené, grâce à l'arrivée des transistors, les premiers essais de pacemakers implantés et, en 1960, des humains ont pu en bénéficier [1]. Néanmoins, les batteries de l'époque n'étant pas assez performantes, un système de transfert d'énergie par induction permettait de les recharger [2]. À titre indicatif, un utilisateur devait recharger son pacemaker une fois par semaine pendant quatre-vingt-dix minutes. Très vite, l'essor des batteries non rechargeables a permis de faire fonctionner les pacemakers pendant cinq ans, sans avoir à les recharger, et les systèmes de recharge, trop contraignants pour les utilisateurs, ont été abandonnés. Par la suite, d'autre dispositifs implantés ont vu le jour comme les défibrillateurs, les pompes à insuline, puis les implants cochléaires, rétiniens, et bien plus récemment, les implants cérébraux [3].

Néanmoins, la taille des éléments de stockage d'énergie embarqués dans les implants médicaux reste, et sera toujours, une limite à dépasser pour la communauté scientifique. En fonction de l'emplacement de l'implant, son volume peut être fortement limité tandis que son potentiel d'action, lui, doit s'étendre à des fonctions de stimulation, de communication et parfois même de stockage de données. Par exemple, les pacemakers et défibrillateurs d'aujourd'hui communiquent avec un transmetteur qui envoie les données enregistrées au cardiologue. Ainsi, les anomalies qui ne sont pas toujours visibles en consultation sont visibles en différé par le médecin, et en fonction de l'urgence des anomalies, les secours peuvent être alertés plus rapidement. Enfin, les remplacements réguliers des implants coûtent cher, présentent un risque d'infection et ne sont pas sans risque pour le patient qui se trouve dépourvu d'assistance pendant une partie de l'opération.

Pour toutes ces raisons, le transfert d'énergie sans fil (WPT - Wireless Power Transfer) est un des domaines phares de la communauté scientifique et ne cesse d'être enrichi de nouveaux exploits. Entre les transferts d'énergie par champ magnétique, champ électrique, ondes radios ou ultrasonores, les possibilités sont vastes et présentent cha-

1. Brevet numéro US645576A. URL : https://worldwide.espacenet.com/patent/search/family/047758101/publication/GB189724421A?q=pn%3DUS645576A

cune leurs avantages et inconvénients. Pour des transferts de puissance de l'ordre du milliwatt, à de faibles profondeurs, les transferts d'énergie par induction sont efficaces mais limités par les échauffements qu'ils provoquent dans les tissus [4]. Les transferts d'énergie par champ électrique sont aussi efficaces mais nécessitent une large surface de récepteur [5]. Grâce aux propriétés acoustiques de la peau, proches de celle de l'eau, les ondes de pression acoustique se propagent efficacement pour un échauffement moindre des tissus. Il s'en suit que les transferts d'énergie par ultrasons sont d'une efficacité proche de l'induction et permettent d'alimenter des capteurs à de plus grandes profondeurs sous la peau [6].

Dans le domaine de la conversion d'énergie acoustique, les matériaux piézoélectriques sont étudiés et utilisés depuis la découverte de leurs propriétés de transduction par Pierre et Jacques Curie en 1880. Les premières images écho-graphiques ont été faites avec des transducteurs piézoélectriques au début des années 1950 et n'ont cessé de s'améliorer. Dans le domaine du transfert d'énergie acoustique, c'est aussi les matériaux piézoélectriques qui ont montré les premiers résultats. Cependant, depuis 2006, la norme RoHS (Restriction of Hazardous Substances) restreint l'utilisation de certains matériaux dans l'industrie, dont le plomb, très utilisé dans les matériaux composites piézoélectriques. C'est ainsi que la technologie CMUT (Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducer) est devenue une solution de choix pour relever les nouveaux défis de l'imagerie. Les CMUT sont des transducteurs électrostatiques de taille micro-métrique qui, pour convertir l'énergie acoustique en énergie électrique, nécessitent d'être polarisés au préalable. Ils ne sont pas constitués de plomb et sont conçus par des procédés issus de l'industrie des MEMS, ce qui facilite leur industrialisation à grande échelle. Pour qu'un dispositif CMUT puisse convertir des niveaux de pression acoustique suffisants, des dizaines, des centaines et parfois des milliers de CMUTs sont connectés en parallèle. Dans le domaine de l'imagerie médicale, cette technologie a déjà fait ses preuves, et présente ses propres avantages par rapport aux dispositifs piézoélectriques. Néanmoins, dans le domaine du transfert d'énergie ultrasonore, peu de chercheurs ont utilisé des dispositifs CMUT [7] [8] [9] [10] et beaucoup de verrous sont encore à lever.

C'est dans ce contexte que les laboratoires GREMAN et iBrain de l'université de Tours se sont associés pour développer et promouvoir un dispositif de transfert d'énergie utilisant la technologie CMUT. L'objectif est d'établir les caractéristiques des CMUT propres au transfert d'énergie et de concevoir un dispositif d'efficacité comparable aux transducteurs piézoélectriques [11] [12] pouvant être implanté. Le circuit électrique associé aux CMUT doit donc répondre à la fois à la problématique de transfert d'énergie vers la batterie de l'implant médical, mais aussi à la nécessité de polariser les CMUT à une tension suffisamment élevée (20-100V) pour que leur efficacité soit maximale.

Ce document comprend quatre chapitres qui décrivent autant la technologie CMUT que les circuits électroniques qui lui sont associés dans le cas d'un transfert d'énergie.

Dans un premier chapitre, nous détaillerons les connaissances et résultats actuels de la communauté scientifique liés au sujet de cette thèse. Une première sous-partie restituera l'état de l'art des performances de transfert d'énergie à travers la peau. Dans la deuxième sous-partie, nous nous concentrerons sur les dispositifs CMUT à travers leur histoire, le détail technique de leur fonctionnement et l'état de l'art des méthodes de modélisation de dispositifs CMUT. Cette partie permettra de déterminer et comprendre le modèle le plus basique d'un transducteur CMUT immergé et les équations qui le gouvernent. Des notions essentielles comme l'impédance de rayonnement

acoustique et la puissance maximale extractible d'un transducteur seront présentées. Enfin, dans une troisième sous-partie, nous nous concentrerons sur l'état de l'art des interfaces de récupération et de transfert d'énergie, indispensables à l'optimisation de la puissance transférée.

Le deuxième chapitre s'attaquera à la modélisation d'un transducteur CMUT de notre laboratoire. Une première méthode, basée sur les caractéristiques géométriques du dispositif, permettra d'aboutir à un modèle de transducteur complet. Néanmoins, pour pallier le manque de précision de cette méthode, nous en proposerons une autre où chacun des paramètres du modèle est extrait à partir d'une mesure d'impédance. Cette deuxième méthode, plus réaliste et plus précise, ne permet pas d'accéder à tous les éléments du modèle. Elle sera donc associée à la première afin d'aboutir à un modèle complet et fidèle. Dans l'optique de valider expérimentalement nos résultats, ce chapitre présentera aussi la calibration d'une source ultrasonore. Des courbes expérimentales de tension et de puissance électrique seront comparées à notre modèle, au travers de simulations LT-Spice pour une tension de polarisation précise.

L'objectif étant d'aboutir à un transfert d'énergie optimal, le troisième chapitre comparera une architecture passive de transfert d'énergie à une architecture active bien connue de l'état de l'art et performante pour les transducteurs faiblement couplés que sont les CMUT. Ensuite, les performances d'un transducteur CMUT, relié à une inductance adaptée à son impédance, seront exprimées théoriquement en fonction du coefficient électroacoustique. Ce chapitre montrera une méthode qui permet de déterminer la puissance maximale que peut fournir un transducteur. Basées sur la mesure d'un point de fonctionnement optimal en circuit ouvert, des études théoriques et expérimentales montreront le lien entre ce point de fonctionnement et la puissance maximale que fournira le transducteur.

Enfin, le dernier chapitre présentera un circuit électronique inspiré de l'état de l'art des interfaces pour transducteurs électrostatiques basses fréquences. À partir d'un faible apport initial d'énergie, ce circuit permet de polariser un dispositif CMUT à la tension nécessaire à son fonctionnement optimal. Les différents principes du circuit seront détaillés dans une étude analytique en circuit ouvert puis en circuit fermé. Ensuite, des études menées à l'aide de simulation LT-spice et des mesures expérimentales permettront de confirmer les résultats analytiques et notamment le bon contrôle du circuit. Ce chapitre expliquera également comment ce type d'interface électrique peut être connecté à une interface de transfert d'énergie. Pour la première fois dans l'état actuel de nos connaissances, une recharge de batterie utilisant un dispositif CMUT auto-polarisé sera présentée. Ces performances seront comparées à l'état de l'art et la fin de ce chapitre ouvrira sur les possibilités d'industrialisation et de miniaturisation du circuit complet présenté.

La conclusion de ce manuscrit rappelle les apports de chaque chapitre, puis propose des ouvertures en imaginant les suites possibles de cette thèse.

Nota bene : Tout au long de nos travaux, nous avons souhaité valider expérimentalement les calculs analytiques et les résultats de simulations LT-spice que nous avons obtenus. Pour que ces résultats soient bien différenciés, nous avons légendé chacune des figures de la façon suivante : [an] indique un résultat analytique, [spice] un résultat de simulation LT-spice, et [exp] un résultat expérimental.

Chapitre 1

Généralités

1.1 Transfert d'énergie à travers la peau

Depuis la création des premiers implants médicaux dans les années 1930, la communauté scientifique s'est attachée à réduire leur volume tout en augmentant leurs possibilités techniques. De nos jours, les circuits intégrés ont acquis de telles performances que la batterie des implants médicaux, nécessaire à leur fonctionnement, représente la plus grande partie de leur volume total. Pour continuer à diminuer ce volume, des méthodes de recharge sans fil à travers la peau émergent et s'améliorent depuis de nombreuses années. La peau étant composée d'environ 70% d'eau [13], elle lui emprunte bon nombre de propriétés qui, d'une part, limitent l'efficacité du transfert d'énergie et, d'autre part, provoquent des phénomènes d'échauffements qui peuvent nuire à son propriétaire. Les parties suivantes présentent les derniers résultats de transfert d'énergie par champ électrique, magnétique puis ultrasonore tout en précisant les normes de sécurité définies par les organismes concernés.

1.1.1 Transfert d'énergie par champs magnétiques et électriques

En 2021, *Dinis et al* [14] ont publié dans le journal "Biosensors and Bioelectronics" un rapport sur les dernières méthodes publiées dans la littérature scientifique. L'utilisation d'ondes électromagnétiques à travers un couplage inductif est la solution la plus ancienne et, semble-t-il, la plus établie [15] [3]. Néanmoins, une des ses principales limites réside dans les risques qu'elle génère pour le corps humain [16]. Le Débit d'Absorption Spécifique (DAS -SAR en anglais) a été suggéré en 1960 pour décrire le niveau d'interaction entre un organisme et des ondes électromagnétiques. Il est fixé à 0,4W/kg pour les émissions en continu par l'International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection (ICNIRP). En 2007, *Lenaerts et al* [17] présentent un transfert d'énergie de 150mW sur un récepteur d'environ $1cm^3$ en mesurant un DAS de 1,6W/kg. Cependant, un blindage de la bobine émettrice a permis de réduire le DAS en deçà de la limite de 0,4W/kg en supprimant les effets dus au champ électrique. En 2017, *Yang et al* [18] présentent un transfert de puissance par induction magnétique de 53mW à une distance de 1cm sous la peau, le DAS ayant été mesuré à 1W/kg. En 2017, *Monti et al* [19], dans l'optique de permettre la recharge de pacemakers, transfèrent une puissance de 118mW en calculant un DAS inférieur à 2W/kg. Plus tard, en 2020, *Hussain et al* [4] parviennent à transférer une puissance de 100mW à une distance de 3cm sous

Groupe	Année	Puissance électrique	Surface ou volume du récepteur	Profondeur	DAS	Méthode
Lenaerts et al [17]	2007	150mW	$1cm^3$		1.6W/kg	Inductive
Yang et al [18]	2017	53mW	$0,25cm^2$	10mm	1W/kg	Inductive
Monti et al [19]	2017	118mW			2W/kg	Inductive
Hussain et al [4]	2020	100mW		3cm	<2W/kg	Inductive
Jegadeesan et al [20]	2017	100mW	$4cm^2$	3mm	<2W/kg	Capacitive

TABLE 1.1 – Résultats de la communauté scientifique de transfert d'énergie sous la peau avec des méthodes inductives et capacitives.

la peau en mesurant un DAS de 2W/kg. Il semble donc qu'en raison des normes électromagnétiques sur le corps humain, le transfert de puissance inductif ne dépasse pas 150mW.

Dans la même catégorie, *Dinis et al* [14] montrent les résultats de couplages capacitifs à travers la peau. Moins étudiée que le couplage inductif, cette méthode nécessite une surface non négligeable de récepteur et présente les mêmes limites que le couplage électromagnétique. *Aldaoud et al* comparent le transfert capacitif avec le transfert inductif et expliquent que le DAS est habituellement très supérieur dans le cas du couplage capacitif. Néanmoins, en 2017, *Jegadeesan et al* [20] parviennent à transférer une puissance de 100mW à un récepteur de surface de 4cm² à une distance proche de 3mm environ en maintenant un DAS inférieur à 2W/kg. Pour arriver à de telles performances, la taille des récepteurs est fortement accrue (>2cm²).

D'autres méthodes plus complexes ont vu le jour, comme le couplage magnétostrictif qui allie les propriétés des transducteurs magnétoélectriques et piézoélectriques [21], ou comme de simples cellules photovoltaïques placées sous le derme [22]. Enfin, comme de nombreux articles l'expliquent [23] [24], le transfert d'énergie acoustique est décrit comme un moyen efficace et peu volumineux permettant d'accéder à des profondeurs de transfert d'énergie plus élevées.

1.1.2 Transfert d'énergie acoustique à travers la peau

Les ondes acoustiques semblent constituer le meilleur moyen de transmission d'énergie sous l'eau [25]. En effet, la différence majeure entre les ondes électromagnétiques et les ondes sonores est que ces dernières nécessitent un support matériel pour se propager. Or, plus la densité du milieu traversé est élevée, plus la propagation est aisée. Par ailleurs, l'atténuation des ondes sonores dans l'eau est beaucoup plus faible que pour les ondes électromagnétiques. C'est ainsi que Paul Langevin, le physicien Français à l'origine de l'invention du sonar, a développé les premiers travaux sérieux de la propagation d'ondes acoustiques dans l'eau [26]. Les impédances acoustiques de la peau, des muscles et du sang étant assez proches de celle de l'eau [27], un transfert

d'énergie à travers la peau comprend des caractéristiques d'atténuation et d'absorption semblables à un transfert d'énergie dans l'eau. Ainsi, en considérant des ondes acoustiques planes, l'intensité acoustique I_r, envoyée à travers la peau par un émetteur, se calcule en fonction du champ de pression et de l'impédance acoustique Z_m de ce milieu exprimée par :

$$Z_m = \rho_0 c \qquad I_r = \frac{p^2}{Z_m} \tag{1.1}$$

Les différentes composantes étant décrites dans le tableau 1.2 [28, p. 114,125]

grandeurs	unité	définition
Z_m	Rayls $\sim$ Pa s m^{-1}	impédance de rayonnement du milieu
c	m s^{-1}	vitesse des ultrasons dans le milieu
I_r	Wm^{-2}	intensité acoustique des ultrasons dans le milieu
ρ_0	kgm^{-3}	densité acoustique du milieu
p	Pa $\sim$ kgm^{-1}s^{-2}	pression acoustique rayonnée dans le milieu (valeur efficace)

TABLE 1.2 – Caractéristiques acoustiques d'un milieu

Dans le domaine du transfert d'énergie ultrasonore à travers la peau, l'intensité acoustique est principalement utilisée pour connaître la puissance délivrée au récepteur par unité de surface, et établir son rendement par rapport à la puissance électrique qu'il convertit. D'autre part, l'intensité acoustique est une des principales grandeurs permettant de fixer les limites biologiques qui bornent les puissances maximales autorisées dans le corps. Celles-ci sont fixées par la "Food and Drug Administration" [29]. Y sont distingués plusieurs types d'intensités limites dont nous ne retiendrons qu'une seule grandeur : l'I_{SPTA} (Spatial peak temporal average) qui correspond à l'intensité maximale mesurée en tout point du faisceau ultrasonore, moyennée sur la période de répétition des impulsions. Comme nous le verrons, c'est la grandeur limite la plus régulièrement utilisée dans la littérature. Elle est fixée à 720mW/cm² pour des diagnostics ultrasonores qui concernent les vaisseaux sanguins périphériques et descend à 94mW/cm² dans le cas de l'imagerie de fœtus ou autres régions plus sensibles [30].

En 2010, *Ozeri et al* [11] montrent des transferts de puissance par transducteur piézoélectrique de 56 mW/cm^2 et 37 mW/cm^2 pour des profondeurs d'émetteurs respectives de 5mm et 10mm. L'intensité acoustique émise dans la peau y est d'environ 480 mW/cm^2, valeur inférieure à la limite de 720mW/cm². En 2013, *Luo et al* [31] montrent une solution de stimulateur neuronal alimenté par un canal ultrasonore piézoélectrique transférant une puissance électrique de 7mW/cm² à une profondeur de 5cm. En 2015, *Song et al* [32] publient leurs travaux sur un transfert d'énergie acoustique à une profondeur de 20cm. Ils présentent des puissances électriques transférées de 20mW/cm² et de 150mW/cm² pour les intensités acoustiques limites de 94mW/cm² et 720mW/cm² données par la Food and Drug Administration (ou FDA). En 2019, *Basaeri et al* [12] présentent un transfert de puissance avec un MEMS piézoélectrique (appelé PMUT) en guise de récepteur. Avec une intensité acoustique de 320mW/cm² à une profondeur de 4cm, ils transfèrent une puissance électrique de 5,75mW/cm². En 2019, *Young et al* [9] présentent à l'International Ultrasonics Symposium (IUS) un transfert d'énergie dans la peau avec un transducteur CMUT. Bien que nécessitant une polarisation externe de 49V, le transducteur produit une puissance de 1,11mW pour une

surface de 3mm² et une intensité acoustique de 500mW/cm². Ceci correspond à une puissance électrique de 37mW/cm². Toujours sur des CMUT, à la conférence "Wireless Power Transfer" en 2021, *Kawasaki et al* [10] présentent un transfert de puissance utilisant des CMUT préchargés, donc n'ayant pas besoin de polarisation externe. La puissance électrique produite par unité de surface du récepteur est de 12mW/cm² à une profondeur de 7 cm du récepteur et pour une intensité acoustique incidente de 26mW/cm², très inférieure aux limites données par la FDA. En 2021, *Kim et al* [8] présentent un transfert de puissance de 5,7mW/cm² à une distance de 1,85cm pour une intensité acoustique de 215mW/cm². Tous ces résultats sont reportés dans le tableau 1.3.

Référence	Année	Type	profondeur [cm]	I_r $[mW/cm^2]$	P_{moy} $[mW/cm^2]$	Rendement [%]
Ozeri et al [11]	2010	piézo-électrique	0,5	480	56	11,6
Song et al [32]	2015	piézoé-lectrique	20	94	20	21,27
Basaeri et al [33]	2019	PMUT	4	320	5,75	1,79
Young et al [9]	2019	CMUT		500	37	7,4
Kawasaki et al [10]	2021	CMUT	7	46	12	26
Kim et al [8]	2021	CMUT	1.85		5.7	

TABLE 1.3 – Résultats de la communauté scientifique de transferts d'énergie sous la peau avec des méthodes acoustiques.

À ce jour, les performances de transfert de puissance utilisant des CMUT sont semblables aux transducteurs piézoélectriques. Néanmoins, de nombreux verrous peuvent encore être levés pour accroître la place des dispositifs CMUT dans ce domaine. En plus d'améliorer l'architecture des dispositifs, il est aussi possible de penser des interfaces électriques spécialement conçues pour le transfert d'énergie et la polarisation des dispositifs.

1.2 Technologie des Transducteurs Capacitifs Micro-Usinés

1.2.1 Historique de la technologie CMUT et ses applications

Les CMUT tirent probablement le début de leur histoire de la première guerre mondiale. À cette époque, le développement de l'écoute sous-marine est crucial pour les différentes forces navales. Le physicien français Paul Langevin, alors directeur de l'école de Physique et Chimie Industrielles de Paris (ECPI), fut choisi pour mettre en application l'idée selon laquelle on pouvait détecter les obstacles sous-marins par ultrasons. Sa première action fut de se séparer des microphones pré-sentis par ses collègues pour utiliser le premier ancêtre du CMUT qu'il appelait alors le "condensateur chantant" et avec lequel il réussit à obtenir une puissance acoustique de $0,3W/cm^2$ à une fréquence de 100kHz [34](Fig.1.1). Néanmoins, ce dernier fut très vite remplacé au profit du quartz qui offrait un meilleur rendement. À titre indicatif, les champs de pression obtenus avec des quartz étaient si forts que les poissons présents dans le faisceau

d'ultrasons furent tués instantanément [35]. Selon P.Langevin, pour prétendre à de tels niveaux de pression avec des condensateurs chantants, le champ électrique nécessaire devait dépasser $10^6 V/cm$. À cette époque, ces derniers n'avaient pour seul objectif que la transmission d'énergie sous-marine et, bien que la réception acoustique était possible avec des amplificateurs à lampes, d'autres applications n'étaient guère envisageables. Ainsi délaissés aux profits des matériaux piézoélectriques, il fallut l'avènement de technologies MEMS (Micro Electro-Mecanical Systems) au début des années 1970 pour permettre de réelles applications aux transducteurs électrostatiques.

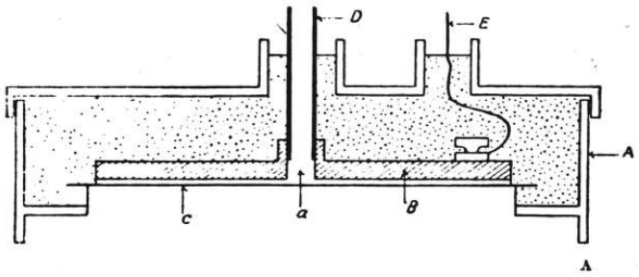
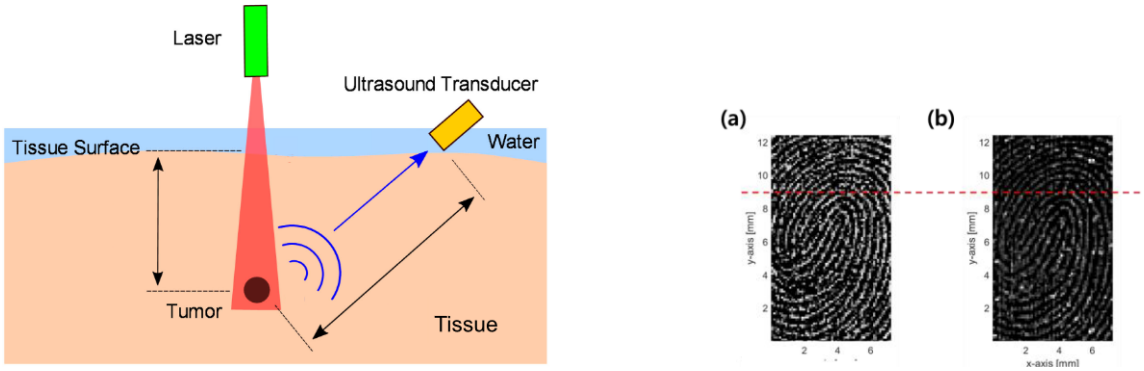


FIGURE 1.1 – Condensateur chantant de Paul Langevin [34].

Depuis le condensateur chantant jusqu'à aujourd'hui, la structure globale des transducteurs électrostatiques n'a pas vraiment changé : une cavité séparant deux électrodes, l'une mobile et l'autre fixe. Cependant, grâce aux technologies MEMS, la taille des cavités et l'épaisseur des électrodes sont si bien affinées que les champs électriques nécessaires à leur fonctionnement deviennent envisageables [36].

Grâce à l'accroissement de la sensibilité des transducteurs électrostatiques, de nombreuses applications ont pu voir le jour. Par exemple, l'imagerie médicale n'a cessé d'accroître ses performances depuis la première image faite en 1952 grâces aux transducteurs piézoélectriques. Cependant, les récentes normes RoHS (Restriction of Hazardous Substances) limites l'utilisation de certaines substances nocives, ce qui pousse la communauté scientifique vers l'utilisation de dispositifs CMUT qui sont une très bonne alternative aux transducteurs piézoélectriques souvent conçus avec du plomb. La bande passante d'un dispositif CMUT étant particulièrement large, la résolution des images est meilleure et les fréquences d'utilisations multiples.



(a) (b)

FIGURE 1.2 – a) Description de l'utilisation de HIFU (High Intensity Focused Ultrasound) pour le traitement de tumeurs et b) Résultat d'imagerie d'empreinte digitale *a*-par méthode classique et *b*-par imagerie ultrasonore.

La combinaison des technologies laser et acoustique a permis d'obtenir un nouveau

domaine d'imagerie appelée l'imagerie photo-acoustique (PAI). L'envoi d'un pulse laser sur les tissus visés provoque une expansion thermo-élastique de ces derniers et donc module le champ de pression acoustique qu'ils rayonnent (illustration figure 1.2a). Même si la profondeur d'imagerie est limitée par l'atténuation du laser dans la peau à environ 5 cm, cette méthode d'imagerie permet d'obtenir des caractéristiques physiologiques supplémentaires et peut être utilisée dans des domaines de pointe comme la détection précoce de cancers, l'imagerie du cerveau et la visualisation des vaisseaux sanguins.

La focalisation de l'énergie ultrasonore sert aussi à stimuler les neurones dans le cas des traitements de la douleur et dans le domaine de la recherche neuronale [37], mais aussi au traitement des tumeurs. Ce dernier cas nécessite des ondes de pression intenses et ciblées, nommées HIFU (high-intensity focused ultrasound), qui permettent de détruire localement les cellules visées [38]. Ces fortes intensités acoustiques peuvent aussi aider à l'administration de médicaments dans des zones très localisées du cerveau grâce à des micro-bulles servant de moyen de transport au traitement. Une fois les micro-bulles présentes dans la zone désirée, l'utilisation d'un champ de pression suffisant permet de les faire exploser afin que leur contenu se déverse dans la zone désirée [39].

Le développement des CMUT dans le domaine médical n'est pas leur seul succès. Ils sont aussi utilisés pour l'imagerie d'empreintes digitales [40] et, comme le milieu dans lequel les dispositifs CMUT sont plongés interfère sur leur comportement, ils sont aussi utilisé comme détecteurs de gaz [41] et comme outils de mesure de viscosité et d'impédance acoustique. Pour mieux comprendre ce que sont devenus les dispositifs CMUT, la suite de ce chapitre est dédiée à présenter leur topologie et leur fonctionnement.

1.2.2 Topologie d'un dispositif CMUT

La figure 1.3 montre la photo d'un CMUT seul vu en coupe et vu de haut. On y distingue deux électrodes séparées par une cavité et une couche d'isolant qui constitue la membrane mobile. Selon les applications, la cavité peut-être soit maintenue à la pression atmosphérique normale, ce qui permet aux membranes de ne pas être précontraintes par la pression atmosphérique, soit vides. Dans ce dernier cas, la pression atmosphérique appuie sur les membranes et diminue l'épaisseur de la cavité. La membrane supérieure est métallisée soit partiellement soit totalement pour former l'électrode supérieure. Sur la photo, figure 1.3, on peut voir par exemple que la couche d'aluminium qui constitue l'électrode supérieure ne recouvre pas la totalité de la surface. L'objectif de ce type de métallisation partielle est de diminuer la capacité parasite qui participe à détériorer le coefficient de couplage électromécanique du CMUT. Cette capacité est produite par les surfaces métallisées qui sont les moins mobiles comme par exemple les surfaces situées sur les bords des cellules.

En pratique, la surface mobile d'un CMUT seul est à l'échelle micrométrique et l'onde de pression qu'elle produit ou reçoit ne peut être exploitée pour de l'imagerie ou du transfert d'énergie. Néanmoins, la mise en parallèle de centaines ou de milliers de CMUT (comme montré sur la figure 1.4) permet d'aboutir à des dispositifs dont les performances sont semblables aux transducteurs piézoélectriques.

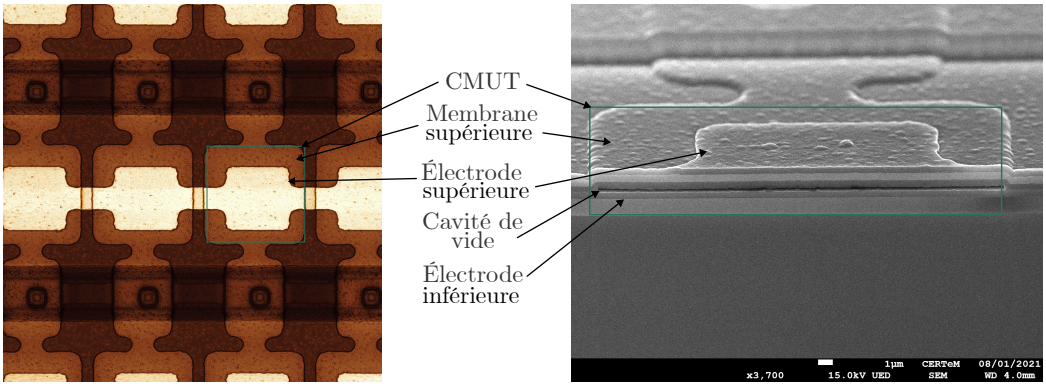


FIGURE 1.3 – Photo d'un CMUT seul vu de haut (à gauche) et en coupe (à droite).

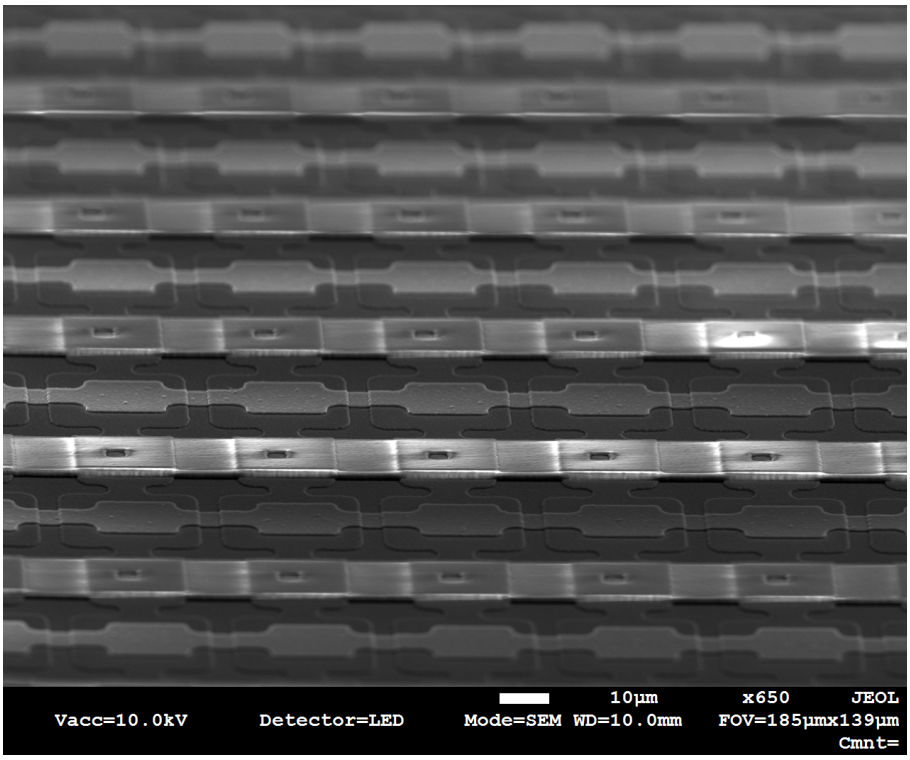


FIGURE 1.4 – Photo d'une grille de CMUT vue de haut.

1.2.3 Description comportementale d'un CMUT

Un transducteur, dans sa définition la plus simple, est un dispositif permettant de transformer une grandeur physique en une autre. Un transducteur de type CMUT, à l'instar des transducteurs piézoélectriques hautes fréquences, permet de convertir une grandeur électrique en une grandeur acoustique et inversement. La figure 1.5 présente le dessin d'un transducteur CMUT. Il est composé de deux électrodes de surface S, séparées par une cavité, formant ainsi une capacité $C(t) = \epsilon_0 S/x(t)$. L'une des électrodes est fixe et l'autre mobile selon sa déformée mécanique moyenne exprimée à travers $x(t)$. En émission, quand le CMUT émet des ondes ultrasonores à partir d'une tension électrique alternative, la variation de la force électrostatique induite provoque le déplacement de la membrane donnant ainsi naissance à une onde ultrasonore. Cependant, dans le cas inverse où la membrane mobile est mue par un changement de pression acoustique, la variation de capacité $C(t)$ induite ne produit pas d'énergie électrique. Par contre, si la capacité est au préalable chargée par une tension constante V_{DC}, elle

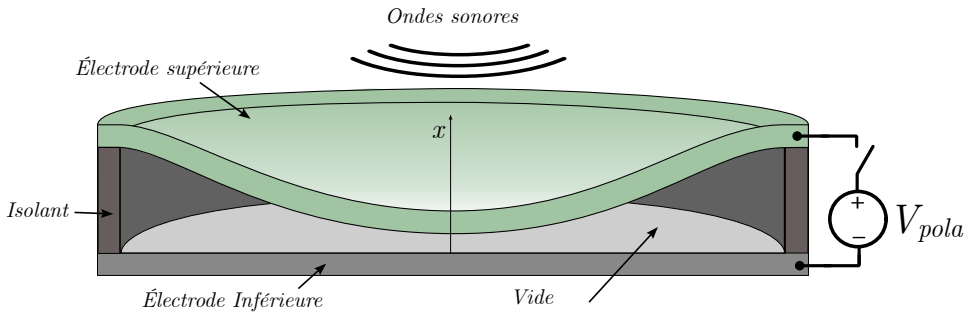


FIGURE 1.5 – Schéma d'un CMUT avec une source de polarisation externe.

contient une énergie potentielle électrostatique $E_t(t) = \frac{1}{2}C(t)V_{DC}^2$ qui va varier suivant la variation de $C(t)$ et permettre la conversion de l'énergie acoustique incidente en une énergie électrique qui peut être récupérée pour alimenter un dispositif électrique[1]. Par exemple, dans la littérature, les méthodes de récupération d'énergie vibratoire avec des transducteurs électrostatiques [42] font état de méthodes de récupération de l'énergie $E_t(t)$ à tension constante ou à charge constante. Dans le premier cas, la tension aux bornes du transducteur est maintenue constante durant la variation d'énergie et un courant est induit dans le circuit de récupération. Dans le second cas, le transducteur est maintenu à charge constante (déconnecté de tout circuit électrique), la tension à ses bornes varie.

Dans la réalité, nous verrons que la polarisation d'un dispositif CMUT est nécessaire au bon fonctionnement du transducteur (section 1.2.3.6). Autrement dit : les conditions statiques appliquées au dispositif influent sur son efficacité à convertir les grandeurs dynamiques de pression qui l'environnent. Pour comprendre le fonctionnement, que ce soit en statique ou en dynamique, d'un transducteur de type CMUT, la section suivante présente la description technique d'un modèle de CMUT simplifié appelé le modèle piston dans le vide.

Préambule au modèle piston

Le modèle équivalent piston décrit ici, bien qu'il reproduise en partie le fonctionnement réel d'un CMUT, reste néanmoins très simpliste. Dans ce modèle, la membrane est considérée comme une plaque infiniment rigide. La courbure de sa membrane et ses modes de vibrations ne sont donc pas pris en compte. Or, ces derniers complexifient le comportement de la branche mécanique du modèle [43]. De nombreux auteurs comme *Yaralioglu et al* et *Certon et al* [44] [45] proposent des approches par éléments finis ou par différences finies qui permettent de prendre en compte ces éléments. Plus récemment, *Mao et al* [46] proposent une méthode qui exprime tous les modes de vibrations d'une membrane souple dans le modèle d'une cellule. Cependant, plutôt que d'utiliser ces méthodes de calculs très longues, il est beaucoup plus simple de simuler un modèle circuit, de la forme du modèle piston, qui prenne en compte la courbure de la membrane. Ainsi, les travaux menés par *Koymen et al* [47] permettent une meilleure compréhension de l'effet de cette courbure sur les paramètres du modèle. Ils montrent que la valeur efficace de la vitesse de la membrane permet d'exprimer les composants du modèle circuit.

1. Notons que ce point est une des différences avec les matériaux piézoélectriques qui eux, contiennent intrinsèquement un champ de polarisation interne qui leur procure une propriété de piézoélectricité

Tous ces travaux de modélisation sont basés sur des calculs qui sont nécessaires dans le cas de l'imagerie ultrasonore mais qui nous ont semblé surdimensionnés pour un transfert d'énergie. Les méthodes de modélisation que nous proposons dans le chapitre 2 s'appuient donc sur le modèle piston qui est plus simple à mettre en œuvre. En premier lieu, nous établirons son fonctionnement dans le vide afin de comprendre les mécanismes mis en jeu dans chaque cellule lorsqu'elles ne sont pas contraintes par le milieu dans lequel elles se situent. Ensuite, la section 1.2.3.2 détaillera la manière dont le milieu qui environne les cellules modifie le modèle piston.

1.2.3.1 Description du modèle piston dans le vide

Dans cette représentation, la courbure de la cellule n'est pas prise en compte. Une cellule y est plutôt représentée comme deux plaques infiniment rigides séparées par une cavité de hauteur d. L'une d'entre elles est mobile et l'autre fixe.

Le déplacement de la plaque mobile suit le modèle d'un oscillateur amorti, donc constitué d'une raideur k, d'une masse m et d'un facteur d'amortissement μ. Ce modèle est très bien décrit dans [48] et représenté sur la figure 1.6.

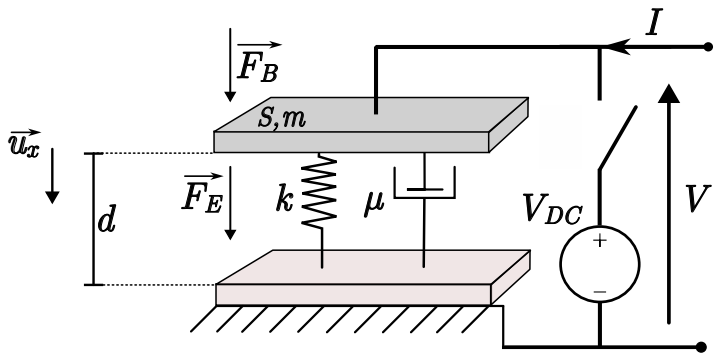


FIGURE 1.6 – Schéma équivalent masse-ressort du modèle piston.

où la figure 1.6 montre que :
— La force $\vec{F_E}$ est la force électrostatique induite par les charges électriques Q réparties sur les membranes.
— La force $\vec{F_B}$ est une force incidente alternative qui s'applique sur la plaque mobile. Sur un dispositif CMUT, elle résulte d'une variation de la pression acoustique à proximité de la membrane.

Étude statique
Deux plaques de surface S séparées par une cavité de vide de hauteur $d - x$ forment une capacité C de valeur :

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{(d - x)} \tag{1.2}$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide et x la position de la plaque mobile par rapport à la plaque fixe.

L'application d'une différence de potentiel constante V_{DC} entre les deux plaques a pour effets de créer un champ électrique E entre elles et d'apporter une quantité de charges Q à chacune des plaques. En résulte la force électrostatique F_E qui tend à rapprocher les plaques l'une de l'autre [44].

$$F_E = \frac{1}{2}QE \qquad E = \frac{V_{DC}}{d - x_{DC}} \tag{1.3}$$

La position x_{DC} de la membrane est déterminée par l'équilibre qui s'établit entre la force de rappel élastique $F_{elast} = -kx_{DC}$ et la force électrostatique F_E qui s'opposent :

$$F_E = F_{elast} \tag{1.4}$$

Comme la quantité de charge Q est le produit de la capacité formée par les deux plaques et de la différence de potentiel V_{DC} entre elles, la force F_E s'écrit :

$$F_E = \frac{1}{2}\frac{C(x_{DC})}{(d - x_{DC})}{V_{DC}}^2 \tag{1.5}$$

et donc l'équilibre des deux forces F_E et F_{elast} se traduit par :

$$\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{2\,(d - x_{DC})^2} = kx_{DC} \tag{1.6}$$

$$\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{2k} = x_{DC}\,(d - x_{DC})^2 \tag{1.7}$$

Cette dernière équation, qui donne la position d'équilibre x_{DC} en fonction de la tension de polarisation V_{DC}, est d'ordre 3 et donc n'est pas soluble analytiquement. La méthode de Cardan permet de simplifier l'équation et d'apporter des solutions analytiques. Cependant, comme présenté sur la figure 1.7 , il est plus simple de résoudre graphiquement cette équation pour comprendre le phénomène :

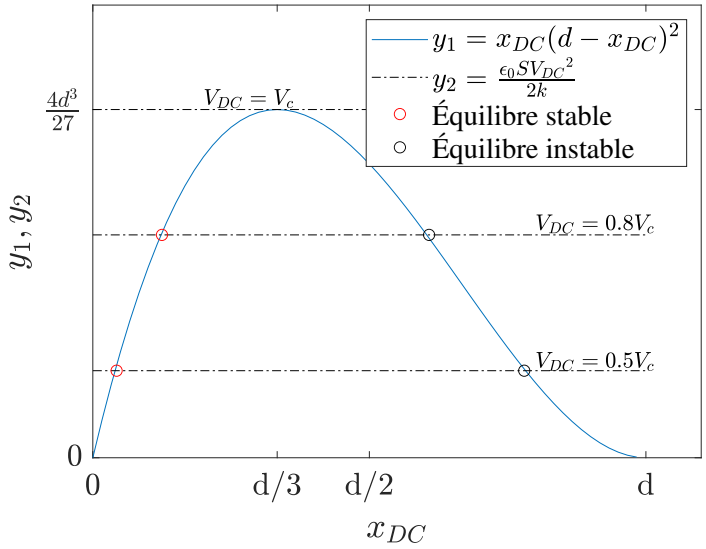


FIGURE 1.7 – Résolution graphique de l'équation du 3ème ordre (1.7) [48][an].

Dans l'intervalle [0,d], la fonction $y = x_{DC}(d - x_{DC})^2$ est une cloche qui croise l'axe des abscisses à $x_{DC} = 0$ et $x_{DC} = d$ et dont le maximum se trouve à $x_{DC} = \frac{d}{3}$. La fonction $y = \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{2k}$ est une droite indépendante de x_{DC} qui croise la cloche en deux points si elle est d'ordonnée inférieure à son sommet placé à :

$$y = \frac{d}{3}(d - \frac{d}{3})^2 = \frac{4d^3}{27} \tag{1.8}$$

En fin de compte, l'équation 1.4 n'a plus de solution si :

$$\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{2k} > \frac{4d^3}{27} \tag{1.9}$$

et donc si la tension de polarisation est telle que :

$$V_{DC} > \sqrt{\frac{8kd^3}{27\epsilon_0 S}} \tag{1.10}$$

Dans ce cas-là, l'équation d'équilibre n'est physiquement plus possible. C'est donc que la force électrostatique induite par V_{DC} est telle que la force de rappel n'est plus suffisante pour apporter un équilibre et que la plaque mobile "s'écroule" et se "colle" à la plaque fixe. Ce phénomène s'appelle le "collapse" et la tension maximum donnée par (55) est appelée la tension de "collapse" et notée V_{col}.

$$V_C = \sqrt{\frac{8kd^3}{27\epsilon_0 S}} \qquad x_c = \frac{1}{3}d, \tag{1.11}$$

Les positions placées dans l'intervalle [0, d/3] sont les positions d'équilibres dites stables, car elles peuvent perdurer dans le temps et les positions de l'intervalle [d/3,d] sont dites instables, car elles induisent systématiquement un phénomène de collapse.

En résumé, quand les conditions statiques d'un dispositif CMUT sont proches des positions et tensions de collapse, la force de rappel élastique est compensée par la force électrostatique, ce qui favorise le déplacement des membranes excitées par des forces ou tensions dynamiques.

Étude dynamique

Pour étudier le comportement dynamique d'une cellule de CMUT à travers le modèle piston, on considère un couple (V, x) (respectivement tension et position) formé d'une composante statique et d'une composante dynamique.

$$\begin{cases} V = V_{DC} + V_{ac} \\ x = x_{DC} + x_{ac} \end{cases} \tag{1.12}$$

Le dispositif exprimé par le modèle piston est décrit dans le domaine mécanique à travers le principe fondamental de la dynamique appliqué à la plaque mobile, et dans le domaine électrique à travers l'équation du courant $I(t)$ qui arrive dans le dispositif.

$$F_B\vec{u_x} - kx\vec{u_x} - \mu\dot{x}\vec{u_x} - F_E\vec{u_x} = m\ddot{x}\vec{u_x} \tag{1.13}$$

$$I = \dot{Q} \tag{1.14}$$

où $F_\mu = -\mu\dot{x}$ est une force opposée à la vitesse de la membrane qui traduit les pertes mécaniques par l'échauffement de la membrane mobile, et F_B est une force d'excitation alternative incidente sur la plaque mobile.

Comme les variations de tension et de déplacement sont très petites devant les valeurs statiques, $(V_{ac} << V_{DC})$ $(x_{ac} << x_{DC})$, il est possible de linéariser l'expression de la force électrostatique autour de ces valeurs par un développement de Taylor d'ordre 1 [45]

$$F_E(x,V) = F_E(x_{DC},V_{DC}) + \left.\frac{\partial F_E(x,V)}{\partial x}\right|_{x_{DC},V_{DC}} \cdot x_{ac} + \left.\frac{\partial F_E(x,V)}{\partial V}\right|_{x_{DC},V_{DC}} \cdot V_{ac} \tag{1.15}$$

La partie dynamique de la force électrostatique est donc exprimée autour des valeurs statiques :

$$\begin{aligned} F_{Edyn} &= F_E(x,V) - F_E(x_{DC},V_{DC}) \\ &= \left.\frac{\partial F_E(x,V)}{\partial x}\right|_{x_{DC},V_{DC}} \cdot x_{ac} + \left.\frac{\partial F_E(x,V)}{\partial V}\right|_{x_{DC},V_{DC}} \cdot V_{ac} \\ &= \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(d-x_{DC})^3} x_{ac} + \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(d-x_{DC})^2} V_{ac} \end{aligned} \tag{1.16}$$

Ainsi, la linéarisation de la force électrostatique autour d'un point de fonctionnement statique (x_{DC}, V_{DC}) fait apparaître deux termes statiques qui ont un impact sur les grandeurs dynamiques (x_{ac}, V_{ac}) liées au CMUT. Le premier terme, à l'instar de la raideur k, agit sur le déplacement x_{ac} et le second sur la tension V_{ac}. En rapportant le résultat de la linéarisation à l'équation (1.13), on obtient donc :

$$F_B + \left(\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(d-x_{DC})^3} - k\right) x_{ac} + \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(d-x_{DC})^2} V_{ac} - \mu\dot{x}_{ac} = m\ddot{x}_{ac} \tag{1.17}$$

Où l'on simplifiera l'impact des valeurs statiques par deux nouvelles grandeurs :

$$\begin{aligned} k_{soft} &= \left(k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(d-x_{DC})^3}\right) \\ \phi &= \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(d-x_{DC})^2} \end{aligned} \tag{1.18}$$

k_{soft} est un terme dit de softening, qui s'apparente à une raideur mécanique équivalente qui diminue, alors que la tension de polarisation augmente. ϕ est le coefficient de transformation électroacoustique qui, multiplié à une tension alternative V_{ac}, induit une force qui agit sur la membrane.

De même, le courant rentrant I est développé en linéarisant la charge dynamique Q_{dyn} autour de ses valeurs statiques :

$$\begin{aligned} Q_{dyn} &= Q(x,V) - Q\left(x_{DC}, V_{DC}\right) \\ &= \left.\frac{\partial Q(x,V)}{\partial x}\right|_{x_{DC},V_{DC}} \cdot x_{ac} + \left.\frac{\partial Q(x,V)}{\partial V}\right|_{x_{DC},V_{DC}} \cdot V_{ac} \\ &= \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(d-x_{DC})^2} x_{ac} + \frac{\epsilon_0 S}{(d-x_{DC})} V_{ac} \end{aligned} \tag{1.19}$$

où l'on simplifie les caractéristiques statiques dépendantes du couple (x_{DC}, V_{DC}) à travers les variables ϕ et C_{DC}.

$$Q_{dyn} = \phi x_{ac} + C_{DC} V_{ac} \tag{1.20}$$

Ainsi, les équations (1.13) et (1.14) qui régissent le comportement électromécanique du modèle piston linéarisé s'écrivent grâce aux nouvelles grandeurs statiques ϕ, C_{DC} et k_{soft} telles que :

$$I = \phi \dot{x}_{ac} + C_{DC} \dot{V}_{ac} \tag{1.21}$$

$$F_B - k_{Soft} x_{ac} + \phi V_{ac} - \mu \dot{x}_{ac} = m \ddot{x}_{ac} \tag{1.22}$$

1.2.3.2 Impact du milieu environnant sur le modèle

Notion d'impédance de rayonnement d'un piston

Jusqu'ici le comportement des cellules CMUT a été expliqué dans le vide avec un modèle piston. Néanmoins, comme les ondes ultrasonores nécessitent un support matériel pour se propager, cette représentation dans le vide n'a pas de sens, et la force F_B ne peut être causée par une pression acoustique. C'est là un point de rupture entre la modélisation des transducteurs adaptés aux ultrasons [49] et celle des transducteurs adaptés à l'énergie mécanique vibratoire [50][2]. Quand une cellule de CMUT est plongée dans un milieu fluide, sa membrane est couplée à ce milieu. Il en résulte qu'un champ de pression incident dans le milieu provoque le déplacement de sa membrane et que réciproquement, le déplacement de sa membrane rayonne un champ de pression dans le milieu. La propriété qui détermine la vitesse de déplacement v d'un piston plongé dans un fluide et mu par une force F_R s'appelle l'impédance de rayonnement, noté Z_r. Elle est dépendante de la densité du milieu ρ_0, de la fréquence des ultrasons et, contrairement à l'impédance acoustique du milieu (définie section 1.1.2), de la géométrie du piston.

$$Z_r = \frac{F_R}{v} \tag{1.23}$$

L'impédance de rayonnement amenée par l'eau sur un piston est composée d'une partie réelle et d'une partie imaginaire qui se décomposent en fonction de $R_1(2ka)$ et

2. Dans le cas de la récupération d'énergie, les dimensions et la masse du transducteur sont si grands, la fréquence de vibration si petite, que son déplacement n'est pas impacté par le milieu environnant. Ainsi, la branche mécanique du modèle s'exprime seulement par les propriétés mécaniques du transducteur (masse, raideur et pertes mécaniques).

$X_1(2ka)$, les fonctions de résistance et de réactance d'un piston de géométrie circulaire, de rayon a. Les comportements de R_1 et X_1 diffèrent en fonction de la planéité de l'onde de pression sur la source et sont présentés dans la figure 1.8 [28, p 186] :

$$Z_r = \rho_0 c S[R_1(2ka) + iX_1(2ka)] = R_r + iX_r \tag{1.24}$$

où, k est le nombre d'onde, c, la vitesse des ondes dans le milieu dans lequel est immergé le piston et S, la surface du piston.

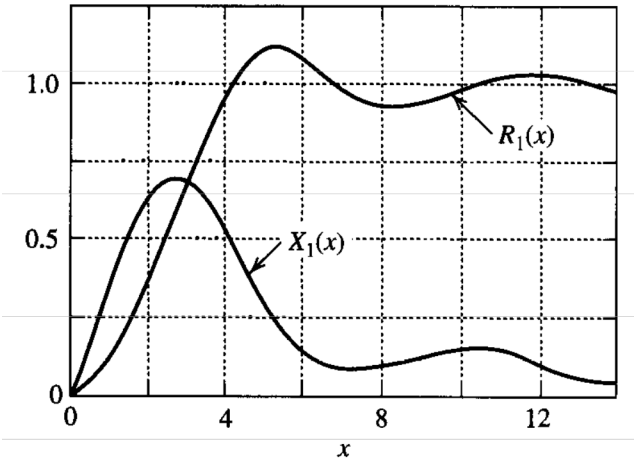


FIGURE 1.8 – Résistance et réactance de radiation d'un piston circulaire de rayon a qui rayonne des ondes sonores de nombre d'onde k (ici, $x = 2ka$) [28].

Dans un régime où le rayon du piston est très petit devant la longueur d'onde ($ka << 1$), l'impédance de rayonnement se simplifie :

$$R_r \approx \frac{1}{2}\rho_0 c S(ka)^2 \qquad X_r \approx \rho_0 c S k \frac{8a}{3\pi} \tag{1.25}$$

À noter que, dans ce régime, la réactance augmente avec la fréquence comme une masse m de telle manière que :

$$m = X_r/\omega = \rho_0 S \frac{8a}{3\pi} \tag{1.26}$$

Ainsi dans la limite des basses fréquences, le piston est chargé d'une masse d'eau de volume $S\frac{8a}{3\pi}$.

Dans une régime où le rayon du piston est grand devant la longueur d'onde ($ka >> 1$), *Kinsler et al* [28, p 187] expliquent que la partie imaginaire tend à devenir négligeable de telle manière que l'impédance de rayonnement soit purement réelle et de valeur constante telle que :

$$Z_r \approx R_r = S\rho_0 c \tag{1.27}$$

Ce régime s'apparente à un régime en onde plane dans la mesure où l'impédance de rayonnement du piston devient linéaire par rapport à l'impédance acoustique qui elle, ne se définit que dans le cas des ondes planes.

Impédance de rayonnement d'un dispositif CMUT
Une cellule de CMUT seule agit globalement comme un piston de rayon très inférieur à la longueur d'onde. Elle est donc dans un régime "basse fréquence" tel que $(ka << 1)$. Par contre, dans un dispositif CMUT constitué de milliers de cellules (comme c'est souvent le cas [51]), l'impédance de rayonnement globale, liée à l'ensemble des cellules, est plus complexe car elle dépend des interactions acoustiques entre cellules. Néanmoins, de façon collective, leur comportement peut à nouveau être assimilé à celui d'un "grand piston" mais cette fois dont le rayon serait comparable voire plus grand que les longueurs d'ondes mises en jeu, donnant lieu à un régime "haute fréquence" [52]. Ainsi, pour un dispositif CMUT complet, on peut se considérer dans le régime "haute fréquence" où l'impédance Z_r est purement réelle (équation (1.27)). Cependant, dans ce cas, l'énergie dissipée mécaniquement devient négligeable par rapport à l'énergie rayonnée dans le milieu $(\mu << R_r)$ et n'est donc plus prise en compte dans le modèle.

Enfin, les équations du principe fondamental vu jusqu'alors 1.13 1.22 (équations respectivement non-linéarisées et linéarisées) ne sont plus conformes si le piston qu'elles décrivent est plongé dans un fluide. Les équations suivantes ajoutent les effets du fluide sur le piston dans le cas où son rayon est élevé devant la longueur d'onde, tout en négligeant les pertes mécaniques par échauffement.

$$F_B\vec{u_x} - kx\vec{u_x} - R_r\dot{x}\vec{u_x} - F_E\vec{u_x} = m\ddot{x}\vec{u_x} \tag{1.28}$$

$$F_B - k_{Soft}x_{ac} + \phi V_{ac} - R_r\dot{x}_{ac} = m\ddot{x}_{ac} \tag{1.29}$$

1.2.3.3 Schéma électromécanique équivalent

Dans l'analogie électromécanique, la vitesse de déplacement et la force sont respectivement homogènes à un courant et à une tension. Ainsi, de même qu'un ressort qui se comprime ou s'étire sous l'effet d'une force, et qui emmagasine une énergie potentielle mécanique, un condensateur qui se charge sous l'effet d'une tension emmagasine une énergie potentielle électrique. De même qu'une masse, par sa vitesse, emmagasine une énergie cinétique mécanique, une inductance, par le courant qui la traverse, emmagasine une énergie cinétique magnétique au travers du courant électrique qui la traverse.

Ainsi, l'équation (1.29) peut se réécrire électriquement et se coupler au circuit électrique décrit par l'équation du courant I arrivant dans le transducteur (1.21). Le schéma électrique de la figure 1.9 représente ces deux équations dans un formalisme purement électrique. Les équations (1.29) et (1.21) sont reliées grâce au coefficient de transformation électroacoustique ϕ, et exprimées à partir des générateurs de courant $\phi\dot{x}$ et de tension ϕV_{ac}. Les pertes mécaniques μ liées à la dissipation sont négligées, la pression acoustique incidente sur la plaque mobile est exprimée à travers la force F_B, l'énergie rayonnée par le piston dans le milieu est exprimée à travers la force F_R. Comme ce modèle reproduit les équations linéarisées autour d'un point de fonctionnement statique (x_{DC}, V_{DC}), on fera référence à ce modèle comme un modèle piston linéarisé.

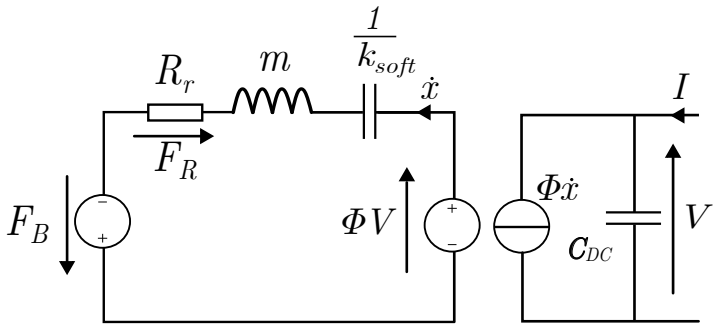


FIGURE 1.9 – Modèle piston linéarisé d'un dispositif CMUT dans le cas où le rayon du piston est grand devant la longueur d'onde.

1.2.3.4 Impédance du modèle piston

Dans une mesure d'impédance, le dispositif mesuré est placé dans son milieu et excité avec une tension et un courant alternatifs V et I.

L'impédance électrique Z_{elec} du modèle piston s'exprime avec $\tilde{V}$ et $\tilde{I}$, les tension et courant V et I dans le domaine de Fourier :

$$Z_{elec} = \frac{\tilde{V}}{\tilde{I}} \tag{1.30}$$

Pour exprimer cette impédance, il faut partir du modèle en émission où la force d'excitation acoustique F_B est nulle. Ainsi, la relation entre les parties mécanique et électrique définies par (1.21) et (1.22) s'exprime dans le domaine de Fourier comme :

$$\tilde{I} = j\omega(\phi\tilde{x} + C_{DC}\tilde{V}) \tag{1.31}$$

$$m\omega^2\tilde{x} - k_{Soft}\tilde{x} - R_r j\omega\tilde{x} + \phi\tilde{V} = 0 \tag{1.32}$$

De l'équation (1.32) découle une expression de la position x qui, réinjectée dans l'équation (1.31), permet d'exprimer le courant électrique en prenant en compte la branche mécanique du modèle :

$$\tilde{x} = -\frac{\phi\tilde{V}}{m\omega^2 - k_{Soft} - R_r j\omega} \tag{1.33}$$

$$\tilde{I} = j\omega\left(C_{DC} - \frac{\phi^2}{m\omega^2 - k_{Soft} - R_r j\omega}\right)\tilde{V} \tag{1.34}$$

Et ainsi, l'équation de l'admittance électrique $Y_{elec} = I/V$ correspond à l'impédance d'une capacité dépendante de la fréquence $C(w)$:

$$Y_{elec} = j\omega\left(C_{DC} - \frac{\phi^2}{m\omega^2 - k_{Soft} - R_r j\omega}\right) = j\omega C(\omega) \tag{1.35}$$

À partir de la formule de l'admittance électrique d'un CMUT, il est aussi possible de déterminer plusieurs paramètres caractéristiques :

— La fréquence de résonance f_r est la fréquence pour laquelle la masse et la raideur mécanique se compensent. C'est donc la fréquence pour laquelle l'admittance tendrait vers l'infini si la vitesse de la membrane n'était pas ralentie par le milieu qui l'environne, donc si elle se déplaçait dans le vide :

$$f_r = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_{soft}}{m}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(d-x_{DC})^3}}{m}} \tag{1.36}$$

Ainsi, le terme de softening a un impact sur la fréquence de résonance au même titre qu'il impacte la raideur de la membrane.

— La fréquence d'anti-résonance f_a est la fréquence pour laquelle le courant I est nul et donc où l'admittance électrique est nulle. Si la vitesse de la membrane n'était pas ralentie par le milieu qui l'environne $(R_r = 0)$, elle se calculerait telle que :

$$Y_{elec} = 0 \Leftrightarrow C_{DC} = \frac{\phi^2}{m\omega^2 - k_{soft}} \tag{1.37}$$

La fréquence qui vérifie cette équation est la fréquence f_a qui devient :

$$f_a = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\phi^2 + k_{soft} C_{DC}}{m C_{DC}}} \tag{1.38}$$

en remplaçant les termes ϕ, k_{soft} et C_{DC} par leurs expressions,

$$f_a = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\frac{1}{m}\frac{\frac{(\epsilon_0 S V_{DC})^2}{(d-x_{DC})^4} + k\frac{\epsilon_0 S}{d-x_{DC}} - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(d-x_{DC})^3}\frac{\epsilon_0 S}{d-x_{DC}}}{\frac{\epsilon_0 S}{d-x_{DC}}}}} \tag{1.39}$$

f_a devient :

$$f_a = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \tag{1.40}$$

— En haute fréquence, la capacité $C(\omega)$ correspond à la capacité C_{DC} et en basse fréquence, elle correspond à la capacité C_{DC} augmentée du terme $\frac{\phi^2}{k_{soft}}$. Dans le chapitre suivant, nous montrerons comment déterminer précisément ces deux capacités à partir d'une mesure d'impédance d'un dispositif constitué d'une multitude de CMUT en parallèle.

$$\lim_{\omega\to\infty} C(\omega) = C_{DC} = \frac{\epsilon_0 S}{(d - x_{DC})} \tag{1.41}$$

$$\lim_{\omega\to 0} C(\omega) = C_{DC} + \frac{\varphi^2}{k_{soft}} = \frac{\epsilon_0 S}{(d - 3x_{DC})} \tag{1.42}$$

1.2.3.5 Force incidente sur un piston

Pour construire un modèle en réception d'un piston, il faut que la source ultrasonore incidente F_B permette de reproduire fidèlement la réalité. Dans le cas d'un matériau piézoélectrique, où l'on considère que le rayon du capteur est grand devant les longueurs d'onde mises en jeu, on peut conserver le formalisme de modélisation en ondes partielles. En d'autres termes, on considère une onde de pression incidente, une onde de pression réfléchie, et une onde de pression transmise en volume dans le matériau piézoélectrique (figure 1.10 à droite) [53]. Cette onde transmise interagit ensuite avec le matériau piézoélectrique, donc donnera naissance à une variation de charges électriques.

Dans le cas d'un piston, on ne peut conserver ce formalisme en ondes partielles car l'énergie ultrasonore met en mouvement le piston, sans transfert en volume dans le matériau. La figure 1.10 (à gauche) montre l'exemple d'une cellule de CMUT constituée d'une cavité de vide séparant les électrodes. La cavité ne pouvant pas propager d'ondes sonores, la part d'ondes transmises est infime voire nulle. Le mouvement de la membrane est donc causé par le travail des ondes de pression incidentes et réfléchies à la surface de la membrane et nullement par la transmission d'ondes dans le matériau. Il faut donc transformer le problème et remplacer l'onde partielle incidente par son générateur de pression équivalent. Cette analogie a été proposée par Foldy [54] qui a permis de construire le modèle de Thevenin équivalent.

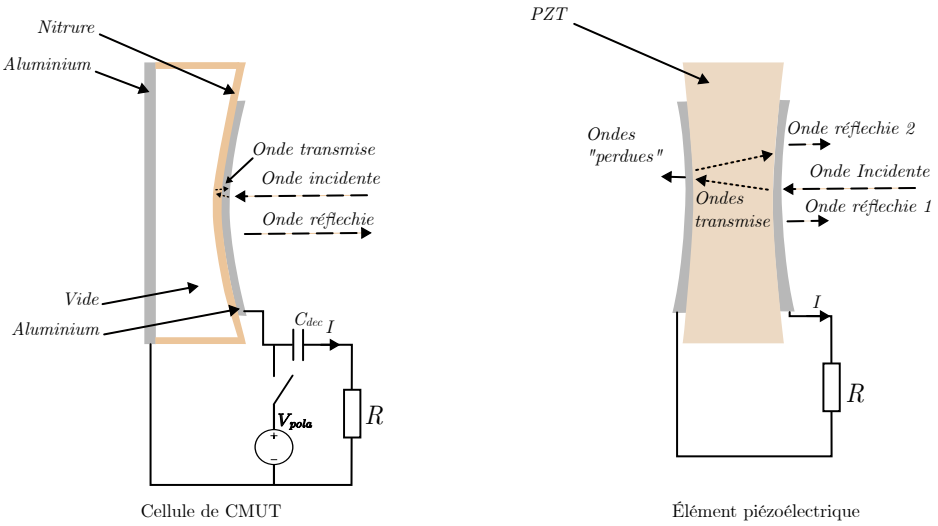


FIGURE 1.10 – Impact des ondes de pression ultrasonores sur une cellule CMUT (à gauche) et sur un élément piézoélectrique (à droite).

En utilisant les fonctions de Green qui permettent de projeter la pression acoustique p en chaque point d'un milieu à partir de la pression en un point r', Foldy exprime la pression en chaque point r à la surface d'un transducteur telle que :

$$p(r) = p_0(r) - \frac{1}{4\pi}\int_S G(r,r')\partial\frac{p_0(r')}{\partial n}dr' - \frac{i\omega\rho}{4\pi}\int_S G(r,r')v_n(r')dr' \tag{1.43}$$

Dans son analyse, il montre que si la taille du récepteur est grande devant la longueur d'onde, l'impédance interne du générateur n'est autre que l'impédance de rayonnement de la source, et que la pression équivalente du générateur, est égale à deux fois

la pression incidente.

La pression $p_0(r)$ est la pression incidente reçue au point r en l'absence du transducteur, $\partial p/\partial n$ est la dérivée normale de p sur la surface S, v_n est la vitesse des particules du milieu (normale à S) et ρ la densité du milieu. Le deuxième terme du membre de droite exprime la pression réfléchie dans le cas où la membrane du CMUT serait bloquée et le 3ème terme est une perte de pression due au déplacement de la membrane. Dans notre modèle où la taille du récepteur est grande devant la longueur d'onde, les deux premiers termes expriment la pression qui, ramenée à la surface du piston, produisent ce que *Foldy* appelle la force bloquée F_B. Elle est le résultat de la pression réfléchie qui s'additionne à la pression incidente dans le cas où la membrane est mécaniquement bloquée. On note donc :

$$F_B = 2p_0(r)S \tag{1.44}$$

Le dernier terme, fonction de la vitesse particulaire au niveau de la membrane, n'est autre que la chute de pression produite par l'impédance de rayonnement de la source.

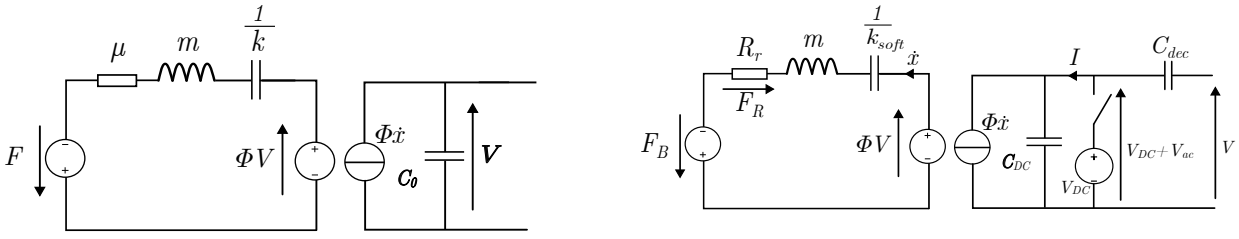
1.2.3.6 Nécessité de la capacité de découplage pour la conservation du couplage électromécanique

Pour exprimer simplement l'efficacité d'un transducteur à convertir une énergie mécanique en une énergie électrique, la communauté scientifique utilise le coefficient de couplage électromécanique qui a l'avantage d'être une grandeur sans dimension.

Dans le cas des matériaux piézoélectriques, il est défini par l'American National Standards Institute (ANSI) [55], pour un cycle de compression — décompression mécanique, comme la racine carrée du rapport entre le travail converti W_c sur le travail total W emmagasiné dans le matériau par unité de volume.

$$k_{t(piezo)} = \sqrt{\frac{W_c}{W}} \tag{1.45}$$

À noter que l'indice t définit le couplage électromécanique dans le cas où la compression du matériau est transverse au champ électrique.



(a) (b)

FIGURE 1.11 – a) Modèle de transducteur piézoélectrique et b) Modèle piston linéarisé d'un dispositif CMUT avec sa capacité de découplage et sa source de polarisation externe.

Le modèle d'un transducteur piézoélectrique présenté sur la figure 1.11a est semblable à celui du modèle piston, à l'exception près qu'il fonctionne sans polarisation. Ainsi, la capacité C_0 est constante et la raideur n'est pas adoucie par un effet de polarisation [56].

Lors d'une compression des électrodes d'un matériau piézoélectrique préalablement au repos, le déplacement Δx induit une accumulation de charges Q sur la capacité C_0 formée par les électrodes, et ainsi une énergie électrique W_e y est stockée [56] :

$$W_e = \frac{Q^2}{2C_0} = \frac{(\phi \Delta x)^2}{2C_0} \tag{1.46}$$

De même, le déplacement Δx induit une énergie mécanique W_m emmagasinée à travers la raideur k telle que

$$W_m = \frac{k(\Delta x)^2}{2} \tag{1.47}$$

Ainsi, l'expression du couplage électromécanique k_t donné par (1.45) devient pour un transducteur piézoélectrique :

$$k^2_{t(piezo)} = \frac{\frac{(\phi \Delta x)^2}{2C_0}}{\frac{(\phi \Delta x)^2}{2C_0} + \frac{1}{2}k(\Delta x)^2} \tag{1.48}$$

$$k^2_{t(piezo)} = \frac{1}{1 + \frac{C_0}{\phi^2/k}} \tag{1.49}$$

Or, dans le cas d'un transducteur électrostatique, la tension de polarisation V_{DC}, nécessaire au transfert d'énergie du transducteur, apporte une première énergie électrique $W_{e1} = \epsilon_0 S V^2_{DC}/2d_0$ stockée par les plaques. La distance entre les plaques d_0, à la différence du modèle du transducteur piézoélectrique, est dépendante de V_{DC}. Comme dans le cas précédent, si une force extérieure pousse la plaque mobile sur une distance Δx, l'énergie électrique emmagasinée sur les plaques devient :

$$W_{e2} = \frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 S V^2_{DC}}{d_0 - \Delta x} \tag{1.50}$$

Ainsi, l'énergie totale électrique produite par le déplacement des plaques Δx sur le transducteur polarisé devient :

$$W_{ee} = W_{e2} - W_{e1} = \frac{V^2_{DC}}{2}\left(\frac{\epsilon_0 S}{d_0} - \frac{\epsilon_0 S}{d_0 - \Delta x}\right) = \frac{V^2_{DC}}{2}\frac{\Delta C_{DC}}{\Delta x}\Delta x \tag{1.51}$$

Cette énergie totale n'est autre que l'effet de la force électrostatique multipliée par le déplacement Δx tel que :

$$W_{ee} = \frac{1}{2}\phi V_{DC}\Delta x \tag{1.52}$$

Sous l'effet de la poussée, de même que pour le transducteur piézoélectrique, l'énergie mécanique emmagasinée devient :

$$W_{me} = \frac{k(\Delta x)^2}{2} \tag{1.53}$$

Par conséquent, l'expression du couplage électromécanique k_t donné par (1.45) devient pour un transducteur électrostatique :

$$k^2_{t(elec)} = \frac{\frac{1}{2}\phi V_{DC}\Delta x}{\frac{1}{2}\phi V_{DC}\Delta x + \frac{k(\Delta x)^2}{2}} \tag{1.54}$$

$$k^2_{t(elec)} = \frac{1}{1 + \frac{k\Delta x}{\phi V_{DC}}} \tag{1.55}$$

Le coefficient de couplage $k_{t(elec)}$ d'un transducteur électrostatique, contrairement à celui d'un transducteur piézoélectrique, est donc fonction d'une tension V_{DC} nécessaire au fonctionnement du transducteur.

Cependant, bien que cette définition du couplage électromécanique soit vraie dans le cas particulier des dispositifs CMUT, elle n'est pas pour autant utilisée par la communauté scientifique qui préfère utiliser les équations linéarisées autour d'un point de fonctionnement statique [57]. En effet, les transducteurs acoustiques fonctionnent dans des conditions dynamiques où la tension de polarisation est perçue comme une constante dans le dispositif CMUT. Ainsi par exemple, dans les hautes fréquences des ultrasons, on utilise une capacité de découplage qui permet de maintenir la tension de polarisation V_{DC} tout en étant une impédance invisible à l'énergie alternative délivrée par le dispositif excité (figure 1.11b). Le couplage électromécanique du système complet se fait en prenant en compte que les charges statiques apportées par la polarisation ne sont pas prises en compte car emprisonnées dans le dispositif. Ainsi, comme pour un matériau piézoélectrique (équation (1.46)), le déplacement Δx induit une accumulation supplémentaire de charges Q sur la capacité C_{DC} formée par les électrodes et donc une énergie électrique supplémentaire W_e y est stockée. De plus, l'énergie mécanique stockée par l'effet de la raideur sur le déplacement est semblable à (1.47). En fin de compte, le couplage électromécanique d'un transducteur CMUT découplé est le même que pour un transducteur piézoélectrique. Cependant, pour que cette grandeur puisse être utilisée en pratique, il est nécessaire que la capacité de découplage soit très grande devant la capacité C_{DC} afin que son impédance soit négligeable à la fréquence de vibration des membranes.

De même que pour un transducteur piézoélectrique, le coefficient de couplage électromécanique d'un CMUT est noté k_t (t signifiant "transverse") car le déplacement des membranes est aussi transverse au champ électrique [58]. Il est noté dans la littérature en fonction des fréquences de résonance f_r et d'anti-résonance f_a du piston linéarisé autour d'un point de fonctionnement statique (1.36) (1.40) :

$$k^2_{t(elec)} = \frac{E_{\text{mech}}}{E_{\text{total}}} = \frac{1}{1 + \frac{E_{\text{elec}}}{E_{\text{mech}}}} = 1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)^2 = \frac{2x_{DC}}{(d - x_{DC})} \tag{1.56}$$

Cette dernière expression du coefficient de couplage électromécanique indique un coefficient de couplage maximum pour un déplacement statique de l'électrode mobile de $x_{DC} = \frac{1}{3}d$ qui correspond à la position de collapse. Ainsi, pour que le coefficient de couplage soit maximal, le transducteur doit être polarisé au plus proche de la tension de collapse.

1.2.4 Modélisation complète d'un réseau de CMUT

L'extension de la modélisation d'un seul CMUT à tout un réseau n'est pas simple. Les cellules placées les unes à côté des autres interagissent ensemble à travers ce qu'on appelle les interactions acoustiques mutuelles [52]. Néanmoins, en étendant les modèles piston à un réseau de CMUT et en quantifiant les couplages inter-cellules, les modèles distribués sont fiables [59]. Cependant, la réduction des temps de calcul reste une nécessité. À la suite de *Meynier et al* et *Caronti et al* [59] [60], *Boulmé et al* [61] montrent à travers un modèle distribué que si le nombre de CMUT est grand et qu'ils sont répartis périodiquement, on peut considérer qu'ils ont tous la même réponse acoustique. Cependant, dans le cas où le nombre de CMUT n'est pas suffisant (répartition équivalente en hauteur et en largeur), la modélisation doit prendre en compte les couplages de tous les CMUT entre eux. Plus tard, *Merrien et al* [62] en 2022 ont publié un article apportant de nouvelles solutions à la complexité des calculs mais cette fois en traitant chaque CMUT de manière individuel. Dans ce modèle, l'équation de l'admittance électrique équivalente devient :

$$Y_{elec} = j\omega N C_0 + \frac{|\phi_p|^2}{Z_{mp} + Z_{rp}} \tag{1.57}$$

Avec comme paramètres, N pour le nombre de CMUT, ϕ_p le nouveau coefficient de transformation électroacoustique du modèle équivalent, C_0 la capacité statique, Z_{mp} et Z_{rp} les impédances équivalentes mécaniques et de radiation décrites d'après la définition de Foldy [63] :

$$\begin{cases} Z_{mp} = \dfrac{2W_m(\omega)}{|\dot{u}_p|^2} \\ Z_{rp} = \dfrac{2W_r(\omega)}{|\dot{u}_p|^2} \end{cases} \tag{1.58}$$

Où W_m est la puissance acoustique absorbée par le réseau de CMUT et W_r la puissance de radiation acoustique. Ce modèle implique un nouveau schéma électroacoustique équivalent présenté figure 1.12.

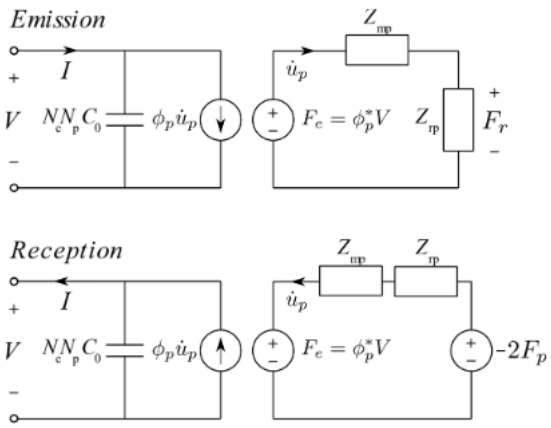
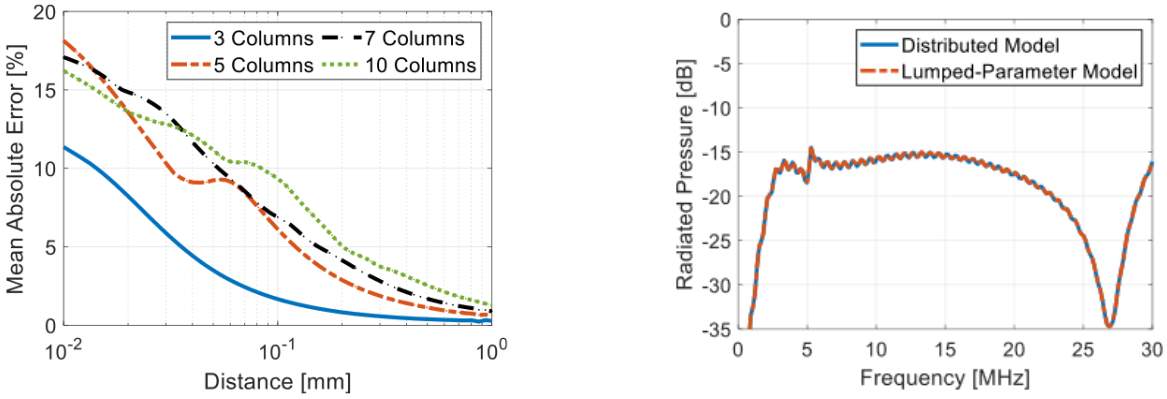


FIGURE 1.12 – Schéma électrique équivalent d'un réseau de CMUT en réception et en émission [62].

Ce modèle est comparé au modèle distribué en faisant varier la distance entre l'émetteur et le récepteur. Le résultat montre que le piston équivalent fournit la même

pression que le réseau de CMUTs au bout de quelques longueurs d'ondes propagées 1.13a.



(a) (b)

FIGURE 1.13 – a) Erreur moyenne du modèle équivalent par rapport au modèle distribué en fonction de la distance entre l'émetteur et le récepteur. La tension de polarisation vaut $V_{DC} = 0.8V_{col}$. b) Pression acoustique en fonction de la fréquence, comparaison du modèle distribué au modèle équivalent à une distance de 1 mm de l'émetteur. La tension de polarisation vaut $V_{DC} = 0.8V_{col}$.

L'impédance de radiation Z_{rp} est ensuite séparée en deux parties. La première modélise la réponse du réseau de CMUT couplée avec son milieu fluide sans les effets de couplage inter-cellules et la deuxième ne présente que l'impédance équivalente aux effets de couplages mutuels. La puissance acoustique totale est alors séparée en 2 termes. Le premier est fonction de l'impédance mécanique de la membrane elle-même et de l'impédance de radiation dans son milieu, le second est fonction du couplage entre les éléments du réseau dans leur milieu. Grâce à ce modèle, on comprend qu'il est possible de simplifier fidèlement un réseau de CMUT en un piston équivalent. Par contre, bien que ce modèle soit performant pour de l'imagerie, il est trop complexe pour qualifier un transfert d'énergie : les composantes de masse et de raideur des impédances Z_{rp} et Z_{rr} ne sont pas toujours constantes quand la fréquence varie et ne sont donc pas implantables dans un modèle circuit.

Par contre, *Savoia et al* [64] en 2020 expriment un réseau de quelques CMUT sous la forme d'un modèle circuit. Ainsi, le circuit vérifié permet de concevoir une interface de récupération d'énergie adaptée et de simuler simplement le transfert d'énergie par simulation Spice. Bien que la démarche proposée pour définir les composants du circuit soit basée sur la méthode des éléments finis, elle permet d'exploiter ces modèles pour simuler fidèlement un transfert d'énergie.

1.2.4.1 Puissance maximale extractible

Hehn and Manoli [56] et *Badel and Lefeuvre* [65] expriment la puissance maximale que peut fournir un transducteur piézoélectrique lorsqu'il est soumis à une force extérieure. Ils utilisent le modèle d'oscillateur présenté sur la figure 1.14 où l'effet de la conversion d'énergie opérée par le transducteur est remplacé par un effet d'amortissement supplémentaire à travers la variable D_H. Dans ce modèle, le terme D_L représente les pertes mécaniques du système masse ressort, M représente la masse et K la raideur.

La force incidente est exprimée par le déplacement forcé de l'armature à laquelle est rattaché l'oscillateur. En résulte une force $M\ddot{y}$ qui agit sur la masse de l'oscillateur.

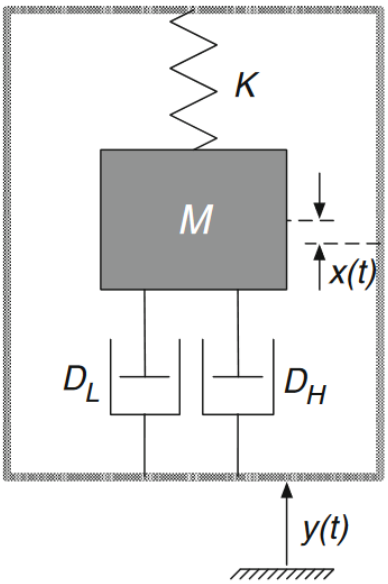


FIGURE 1.14 – Modèle d'oscillateur de *Badel et Lefeuvre* [65].

Pour cet oscillateur doublement amorti, le principe fondamental de la dynamique est exprimé tel que :

$$M\ddot{x} + (D_H + D_L)\,\dot{x} + Kx = -M\ddot{y} \tag{1.59}$$

En exprimant dans le domaine fréquentiel la puissance dissipée dans l'amortisseur D_H, cette puissance est maximale à la fréquence de résonance mécanique $\omega_0 = \sqrt{K/M}$ et pour une valeur de l'amortissement électrique égale à l'amortissement mécanique ($D_L = D_H$). Ainsi :

$$P_{\text{lim}} = \frac{D_H \omega^2 x_M^2}{2} = \frac{M\ddot{y}^2}{16\omega_0 \xi_L} \tag{1.60}$$

Avec ξ_L un coefficient d'amortissement normalisé tel que $\xi_L = \frac{D_L}{2m\omega_0}$.

Dans le cas d'une cellule de CMUT, on exprime la force incidente comme la force bloquée F_B (cf. section 1.2.3.5). Ainsi, en remplaçant l'action du déplacement de l'armature sur la masse par F_B et en remplaçant le terme d'amortissement D_L par son équivalent R_r (cf. section 1.2.3.2) pour une cellule de CMUT immergée dans l'eau, l'expression de la puissance maximale extraite devient :

$$P_{\text{lim}} = \frac{F_B^2}{8R_r} \tag{1.61}$$

Qui est l'expression de la puissance maximale que peut fournir un transducteur CMUT excité par la force bloquée F_B.

1.2.5 Conclusion sur les transducteurs CMUTs

La description du modèle piston nous a permis de comprendre le fonctionnement bidirectionnel d'un transducteur CMUT et l'importance des points de fonctionnement statiques sur les performances de transfert d'énergie d'un CMUT. Un circuit équivalent électrique a été décrit et l'origine de chacun des composants du circuit s'explique à travers les études du modèle en condition statique et en condition dynamique. Nous avons ensuite évoqué une différence entre les transducteurs électrostatiques basse fréquence (pour la récupération d'énergie vibratoire) et les transducteurs CMUT haute fréquence en précisant l'impact de la densité du milieu qui environne les transducteurs. Il en ressort que le milieu environnant le CMUT, contrairement aux transducteurs électrostatiques basse fréquence, rajoute des composants à la branche mécanique du modèle piston. Sous réserve d'être en onde plane, l'impact du milieu environnant est supposé constant en fréquence. Ensuite, l'expression du couplage électromécanique a été explicitée pour un transducteur piézoélectrique et pour un transducteur électrostatique, ce qui a permis de justifier la modélisation des transducteurs CMUT comme des transducteurs piézoélectriques au moyen d'une capacité de découplage en série avec le dispositif. Cette dernière permet de conserver la tension de polarisation à ses bornes et donc de maintenir un coefficient de couplage électromécanique satisfaisant. En dernier lieu, la littérature scientifique des transducteurs basse fréquence a permis d'exprimer la puissance maximale que peut fournir une cellule de CMUT immergée modélisée simplement par un modèle piston.

L'état de l'art sur la modélisation des dispositifs CMUT a permis de comprendre que la modélisation est maîtrisée grâce à des calculs par éléments finis ou par différences finis. D'autre part, nous avons vu que ces modèles peuvent permettre de générer un circuit électrique équivalent au modèle piston. Dans le cas du transfert d'énergie, la modélisation d'un réseau de CMUT par un circuit électrique équivalent est primordiale. Elle permet de s'appuyer sur les nombreux travaux de transfert et de récupération d'énergie mécanique par des transducteurs piézoélectriques, mais aussi d'utiliser des outils de simulation électrique spice pour comparer différents CMUT ou différentes interfaces électriques entre le dispositif CMUT et la batterie à recharger.

1.3 Circuit d'interface

Le circuit électronique qui fait l'interface entre un transducteur et une charge électrique a pour rôle premier d'accroître le rendement entre la puissance électrique fournie à la charge et la puissance mécanique incidente sur le transducteur. La figure 1.15 représente le schéma d'un transducteur qui convertit l'énergie mécanique en énergie électrique dans un formalisme électromécanique. Il est alimenté par une tension d'amplitude F (analogue à une force) et composé d'une résistance et d'une réactance interne R_t et X_t (analogue à un amortissement, une raideur et une masse). Dans un transfert de puissance vers une charge électrique, la puissance fournie par le transducteur est limitée par l'impédance du générateur. L'interface et la charge à alimenter sont "perçues" par le générateur comme une résistance R_l et une réactance X_l. On dit que les impédances du générateur et de l'interface connectées à la batterie sont adaptées si $X_l = -X_t$ et $R_l = R_t = R$. Ainsi, la puissance réactive stockée dans les réactances s'annule et la puissance dissipée dans la charge R_l est maximum telle que $P_{max} = \frac{F}{8R}$. Si l'interface est performante, la puissance P_{max} n'est pas dissipée, mais entièrement

transférée au système à alimenter [56].

Bien souvent l'énergie nécessaire à ces systèmes doit être délivrée par une tension et un courant continu. Ainsi, les interfaces ont aussi pour rôle de convertir l'énergie électrique alternative en une énergie électrique continue conforme aux exigences dues à la charge.

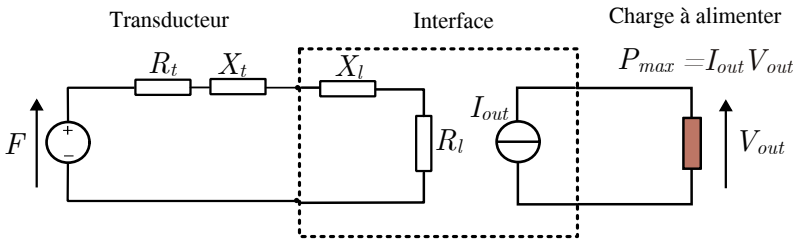


FIGURE 1.15 – Schéma d'une interface parfaite.

La modélisation des CMUTs vue dans le chapitre 1.2 a permis de comprendre que ces derniers, tout en étant des transducteurs électrostatiques, peuvent-être utilisés comme les transducteurs piézoélectriques. La condition étant qu'ils soient au préalable polarisés par une source d'énergie externe et découplés par une capacité série qui maintient les charges statiques de la polarisation tout en laissant passer les charges dynamiques induites par le déplacement de la membrane 1.2.3.6. Ainsi, l'étude de l'état de l'art des circuits d'interface placés entre les dispositifs CMUT et les charges à alimenter, doit inclure les travaux basés sur des transducteurs piézoélectriques.

D'autre part, la communauté scientifique a aussi beaucoup étudié les circuits d'interfaces liés à la récupération d'énergie vibratoire [66]. En basse fréquence les valeurs et donc les tailles des inductances ou des condensateurs nécessaires pour compenser les pertes réactives d'un transducteur sont démesurément grandes et donc non réalistes. Ainsi, pour palier l'impossibilité d'adapter l'impédance avec des composants passifs, des interfaces actives sont proposées. Elles permettent de diminuer l'énergie réactive contenue dans les transducteurs en actionnant des interrupteurs synchronisés aux fréquences d'excitation des transducteurs. Comme la littérature est riche de ces circuits, qu'ils sont performants et reconnus par la communauté scientifique, que les modèles électromécaniques de ces transducteurs sont les mêmes que les transducteurs en haute fréquence, notre étude portera aussi sur les méthodes actives d'adaptation d'impédance.

Enfin, comme les fréquences de travail des transducteurs CMUT permettent l'utilisation d'interfaces d'adaptation d'impédance passive, l'étude de l'état de l'art portera d'abord sur ces circuits afin de comparer les avantages et inconvénients de chacune des méthodes.

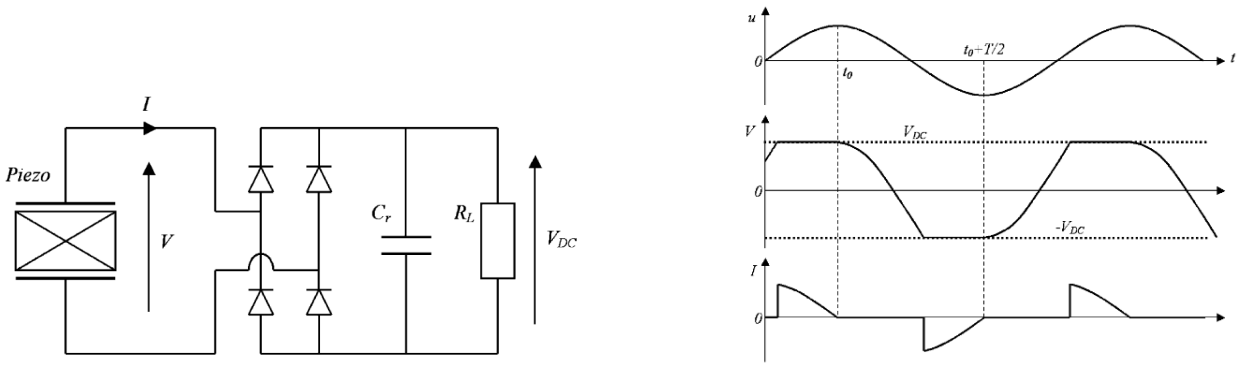
1.3.1 Interfaces passives

Nous appelons "passif" un circuit d'interface qui ne nécessite pas d'électronique de commande permettant de piloter des interrupteurs. L'encombrement et la consommation des électroniques de commande n'étant pas négligeables pour des récupérations d'énergie de l'ordre du micro-watt [67], les circuits passifs sont très largement étudiés dans la littérature. Il convient donc d'explorer leurs caractéristiques et leur fonctionne-

ment afin de pouvoir discuter de l'utilité d'un circuit actif et d'effectuer des comparaisons en termes d'efficacité.

1.3.1.1 Circuit récupérateur d'énergie standard

Dans la littérature le récupérateur d'énergie vibratoire standard (SEH - standard energy harvester [68]) est l'interface constituée d'un redresseur simple composé d'un pont de diodes et d'une capacité de lissage C_r. L'avantage d'un tel circuit réside dans sa simplicité de fonctionnement et son faible encombrement (figure 1.16a). Pour présenter cette méthode, nous nous appuyons sur les travaux de *Lefeuvre et al* [69] qui le comparent à plusieurs autres topologies que nous verrons par la suite. À noter que ces travaux ont été menés pour de la récupération d'énergie vibratoire avec des récupérateurs piézoélectriques. Aux fréquences de travail, ceux-ci présentent de fortes variations de tension en circuit ouvert, ce qui justifie que les seuils des diodes soient négligés.



(a) (b)

FIGURE 1.16 – a) Circuit de conditionnement SEH appliqué à un transducteur piézoélectrique et b) déplacement mécanique, tension et courant associés [69].

La capacité de sortie C_r est choisie pour que la constante de temps $R_L C_r$ soit grande devant la période d'excitation mécanique. Ainsi, en régime établi, la tension de sortie V_{DC} est considérée comme constante.

Sous l'effet d'une force sinusoïdale qui déforme le transducteur piézoélectrique, l'énergie qu'il contient varie. Tant qu'il n'est pas connecté à une charge, la variation d'énergie provoque une variation de la tension $V(t)$ qui évolue conjointement avec le déplacement u des électrodes du transducteur. Connecté à un circuit SEH, si $V(t)$ est inférieure à la tension de sortie V_{DC}, le pont de diode est bloqué et la tension V évolue en circuit ouvert, donc comme une sinusoïde de fréquence égale à la fréquence d'excitation. Quand cette tension dépasse la tension V_{DC}, une des branches du pont de diode devient passante et l'énergie induite par le déplacement du récupérateur est transférée sous la forme du courant I à la tension constante V_{DC}. Enfin, le déplacement u continuant sa course, la tension V passe sous la tension V_{DC} et les diodes se bloquent jusqu'à ce que la branche complémentaire devienne, à son tour, passante. Les courbes du déplacement u, de la tension du récupérateur V et de son courant I sont présentées sur la figure 1.16b.

Le SEH présente donc deux phases de récupération par période d'excitation. Entre ces deux phases, l'énergie du récupérateur n'est donc pas extraite tant que la tension

V_{DC} n'est pas atteinte. Pour que cette tension puisse être dépassée le plus tôt possible à chaque demi-période d'oscillation mécanique, la tension V_{DC} doit être faible et donc la charge R_L doit être adaptée. De ce fait, cette solution nécessite un étage de conversion DC/DC permettant de simuler une charge optimale et donc d'extraire un maximum d'énergie du récupérateur.

La puissance maximale de cette architecture est exprimée dans [70] comme suit :

$$\begin{aligned} P_{standard} &= \frac{R\alpha^2}{\left(RC_0\omega + (\pi/2)\right)^2}\omega^2 u_{\mathrm{M}}^2 \\ \left(R_{\mathrm{opt}}\right)_{\mathrm{stand}} &= \frac{\pi}{2C_0\omega} \\ \left(P_{standard}\right)_{\max} &= \frac{\alpha^2}{2\pi C_0}\omega u_{\mathrm{M}}^2 \end{aligned} \tag{1.62}$$

Où R est la charge électrique qui dissipe la puissance $P_{standart}$, u_M est l'amplitude du déplacement u, C_0 la capacité statique du transducteur, α le coefficient de couplage électromécanique et ω la pulsation de la force d'excitation [56]. Enfin, il est montré que ce circuit est capable de récupérer la puissance limite extractible d'un transducteur fortement couplé.

1.3.1.2 Adaptation d'impédance

Les interfaces constituées d'étages d'adaptation d'impédance passifs sont principalement présentes dans le transfert d'énergie acoustique. En 2010, *Ozeri et al* [11] présentent un étage d'adaptation pour un transfert d'énergie acoustique par transducteurs piézoélectriques composé d'une boucle de résonance et de deux diodes de redressement (figure 1.17). L'architecture de redressement permet d'utiliser les deux alternances de la tension alternative en utilisant seulement deux diodes.

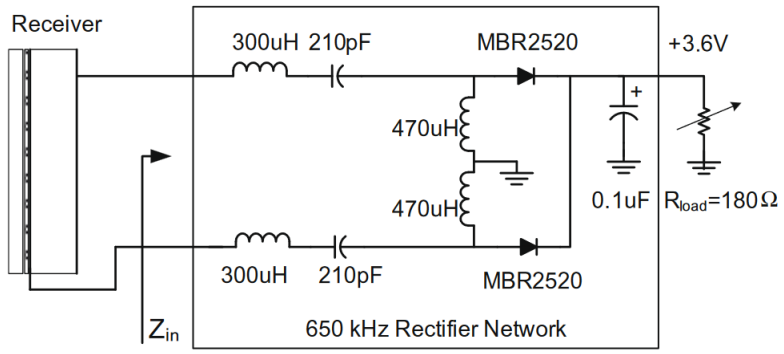
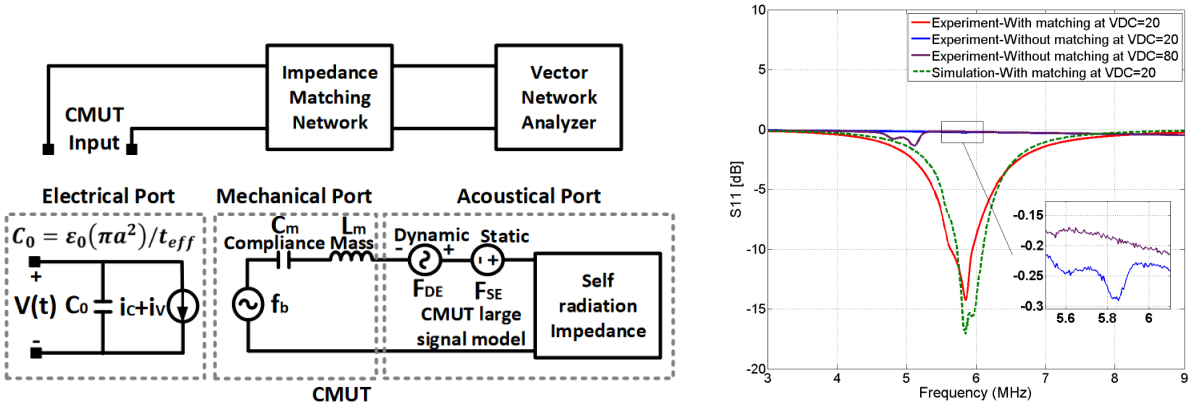


FIGURE 1.17 – Interface d'adaptation d'impédance passive présentée par *Ozeri et al* [11].

En 2015, *Maadi et al* [71] présentent l'effet de l'adaptation d'impédance électrique d'une cellule de CMUT à travers une simulation de l'amplitude et de la phase d'un dispositif adapté (Figure 1.18a). Puis, la vitesse des membranes d'un dispositif de 36 cellules est mesurée avec et sans adaptation d'impédance pour une excitation électrique donnée et différentes tensions de collapse. Comme présenté sur la figure 1.18b,



(a) (b)

FIGURE 1.18 – a) Schéma électrique du dispositif CMUT connecté à un analyseur d'impédance à travers un réseau d'adaptation. b) Coefficient de réflexion S_{11} mesuré pour différentes tensions de polarisation et pour différentes configurations d'adaptation d'impédance [71].

l'effet de l'adaptation électrique est souligné par la réduction drastique du coefficient de réflexion S_{11}.

En 2022, les équipes de *Rong et al* [72] et *Herrera et al* [73] ont présenté des interfaces d'adaptation d'impédance et de redresseurs sur des transducteurs piezoelectriques micro-usinés (PMUT). En comparant plusieurs réseaux d'adaptation d'impédance, *Rong et al* expliquent que l'impact de la résistance série de l'inductance d'adaptation est minimisé quand elle est placée en parallèle du transducteur. Enfin, ils utilisent un étage multiplicateur pour redresser et augmenter le niveau de la tension continue.

Dans un autre style d'adaptation d'impédance, *Herrera et al* modélisent des transferts de puissance sur PMUT en utilisant des résonateurs piézoélectriques en guise d'adaptation d'impédance. En effet, entre les fréquences de résonance et d'antirésonance des piézoélectriques suffisamment couplés, ces derniers se comportent comme des inductances. Bien que la puissance transmise à la charge à travers une adaptation par résonateur n'atteigne pas l'efficacité d'une simple inductance, la tension efficace produite a été augmentée d'un facteur 10. Au regard des faibles amplitudes de tension produites par les PMUTs, cette solution a été gardée par *Herrera et al* et validée expérimentalement (figure 1.19).

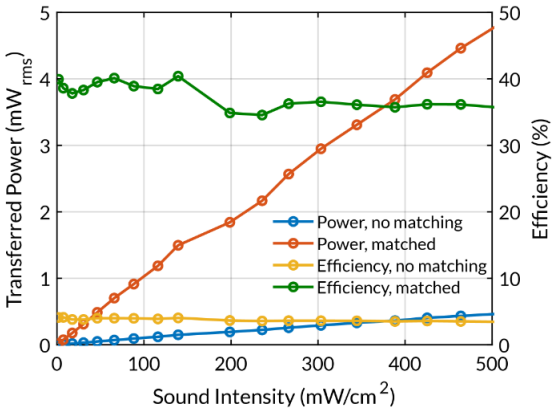


FIGURE 1.19 – Impact des étages d'adaptation d'impédance passifs lors d'un transfert d'énergie acoustique utilisant des PMUTs [73].

1.3.1.3 Circuit à pompe de charge

Le fonctionnement du circuit à pompe de charge passif a été décrit par *Galayko et al* [74]. Spécialement conçu pour les transducteurs électrostatiques basses fréquences, il est constitué d'un transducteur électrostatique représenté par la capacité variable C_t, d'une source d'énergie $C_{res} >> C_t$, d'un élément de stockage d'énergie $C_{st} > C_t$ et de deux diodes D1 et D2 (figure 1.20a).

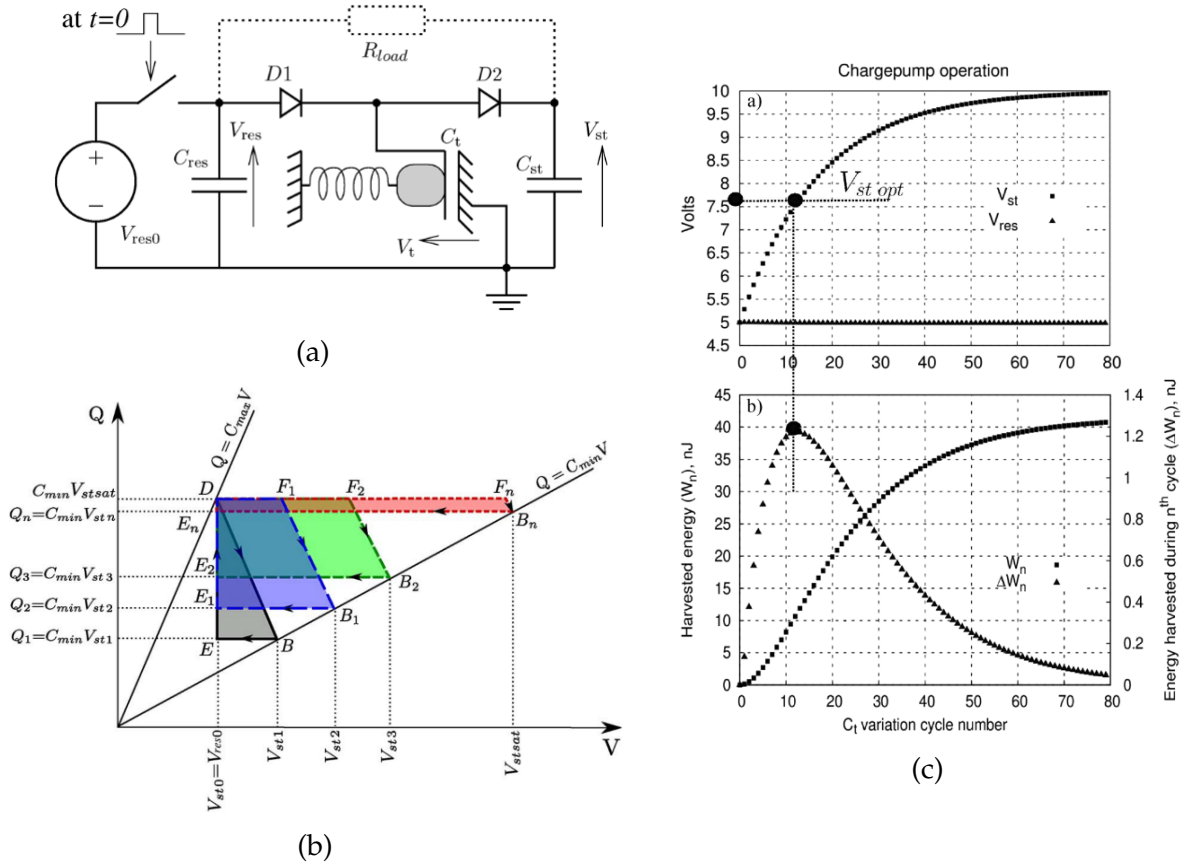


FIGURE 1.20 – a) Schéma du circuit à pompe de charge et b) Succession de cycles charge-tension commençant à l'état $V_{st} = V_{res}$ (D) c) Évolution du circuit à pompe de charge sans résistance R_{load} avec a) V_{st} et V_{res} b) Énergie totale (W_n) et énergie convertie par cycle (ΔW_n). La simulation a été faite avec $C_{\min} = 200\text{pF}, C_{\max} = 400\text{pF}, C_{st} = 3.3\text{nF}, C_{\text{res}} = \infty$, $f_e = 300$ Hz [42]

La compréhension d'un tel circuit se fait aisément à l'aide du diagramme QV de la figure 1.20b. Ces diagrammes sont très bien expliqués dans la thèse de *Guillemet* [75, p. 26]. Ils permettent entre autres de calculer l'énergie extraite par un transducteur à chacun des cycles de conversion. Sous l'effet de la force extérieure de fréquence f appliquée au transducteur, l'armature mobile se déplace autour de sa position statique à la fréquence f et la capacité C_t varie. Un cycle de conversion correspond à une révolution complète de la position de l'armature mobile du transducteur.

On considère un instant $t = 0$ où les armatures sont le plus proche l'une de l'autre ($C_t = C_{max}$). À cet instant (D), l'interrupteur est brièvement fermé et les 3 capacités C_{res}, C_t et C_{st} sont chargées au potentiel V_{res0} à travers les diodes D1 et D2. La charge répartie sur les armatures de C_t est alors $Q_0 = C_{max} V_{res0}$. La demie période qui s'ensuit voit les armatures s'éloigner et donc la capacité C_t diminuer. À charge constante, la tension V_t croît quand C_t diminue, néanmoins, au premier cycle de conversion, $V_{st} = V_t$ et l'énergie créée par le déplacement de l'armature entraîne la charge de C_{st} à travers la

diode D2 jusqu'à la tension V_{st1} où l'armature commence à se déplacer dans l'autre sens (D→B). À la fin de ce processus, C_{st} présente une charge $Q_1 = C_{min}V_{st1}$. Quand C_t recommence à augmenter le processus inverse commence, la diode D2 se bloque et le potentiel V_t diminue jusqu'à ce que la diode D1 devienne passante (B→E) et que la capacité C_t se charge au potentiel $V_t = V_{res0}$ (E→D). Pendant le cycle suivant où C_t diminue, la capacité C_{st} ne commence à se charger que quand la tension V_t dépasse la tension V_{st} où D2 devient passante (D→ F_1).

Ainsi, à chaque période, la tension V_{st} augmente, ce qui change la forme du cycle de conversion et donc l'énergie convertie. Le CMUT récupère à chaque fois de l'énergie de la capacité réservoir C_{res} et de l'énergie venant du déplacement de la membrane.

Le maximum d'énergie $E_{n_{max}}$ récupéré dans un cycle n quand la tension V_{res} est constante est donné par [74] :

$$E_{n_{\max}} = \frac{V_{\text{res}}^2}{2} \frac{C_{\min}\left(\frac{C_{\max}}{C_{\min}} - 1\right)^2}{\frac{C_{\min}}{C_{st}} + 2} \tag{1.63}$$

Si la résistance R_{load} n'est pas connectée, la capacité C_{res} se vide et la capacité C_{st} se remplit jusqu'à un point de saturation où aucune puissance n'est générée. La figure 1.20c montre le point de fonctionnement optimal d'un tel circuit. Pour rester à ce point de fonctionnement, il est possible de contrôler la charge R_{load} située entre V_{st} et V_{res}. En outre, le courant qui passe par cette résistance participe à alimenter la capacité C_{res}. De ce fait, cette solution nécessite donc un étage de conversion DC/DC permettant de simuler une charge optimale et donc d'extraire un maximum d'énergie du circuit à pompe de charge.

1.3.1.4 Cas des faibles amplitudes de tension : utilisation de diodes DTMOS

Pour des tensions de sortie du récupérateur très faibles (<300mV), *Marzencki et al* [76] en 2008 présentent un multiplicateur composé de diodes à très faible seuil. Ces dernières sont faites à partir de transistors DTMOS (Dynamic Threshold Voltage MOSFET) dont la grille est connectée au substrat afin que leur tension de seuil chute lorsque la tension de la grille augmente. Leur avantage est de conduire un courant plus élevé que les transistors MOS standards pour une même tension drain source [77]. En connectant le drain ou la source à la grille et au substrat des transistors DTMOS, *Marzencki et al* créent des diodes qu'ils utilisent dans un circuit multiplicateur. L'image 1.21 montre la tension produite par un transducteur piézoélectrique associé au multiplicateur.

Cette étude aboutit à une puissance maximale récupérée d'environ 0.8µW, autour d'une fréquence de 1496Hz, pour une résistance optimale de 450kΩ.

1.3.1.5 Conclusion sur les interfaces passives

Les interfaces d'adaptation d'impédance passives pour les transducteurs ultrasonores aboutissent à de fortes augmentations du rendement du transfert d'énergie et semblent tout indiquées pour notre travail. Cependant, les méthodes sont expérimentales et il n'y est pas fait mention de calculs de puissance théorique. Dans le cas où la

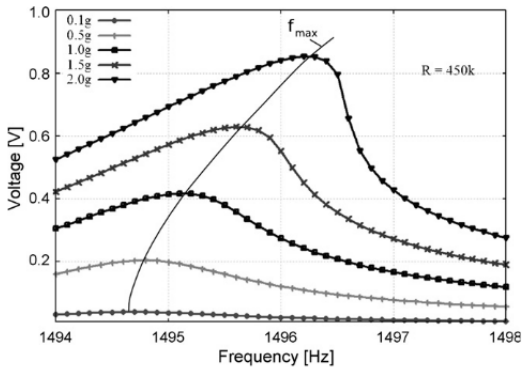


FIGURE 1.21 – Tension de sortie sur une résistance $R = 450k\Omega$ et pour différentes amplitudes d'excitation [76].

tension délivrée par le transducteur est très faible, il est possible d'utiliser des diodes de types DTMOS qui atteignent de meilleures performances. L'interface SEH est intéressante pour les transducteurs fortement couplés et servira de référence à la comparaison des circuits actifs proposés par la littérature. Enfin, le circuit à pompe de charge est intéressant car il est conçu spécialement pour un transducteur électrostatique. Il montre un point de fonctionnement optimal de tension pour lequel l'énergie extraite par cycle du transducteur est maximale. Les interfaces passives décrites nécessitent un circuit de contrôle complémentaire permettant d'adapter la charge aux caractéristiques du transducteur. À noter que ces circuits peuvent aussi être améliorés au moyen d'interrupteurs correctement synchronisés. Cette étape de contrôle en plus est, comme nous allons le voir, très bénéfique en termes de rendement, mais toujours au détriment du coût énergétique de l'électronique de commande.

1.3.2 Circuits actifs

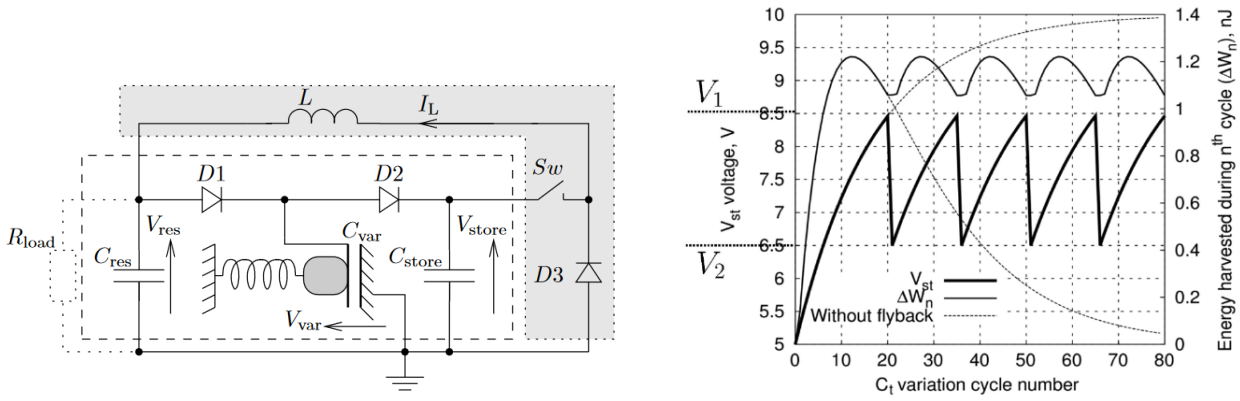
Les interfaces qui présentent une électronique de commande et des interrupteurs sont dites actives. La partie suivante va mettre en lumière l'impact que ce contrôle supplémentaire peut avoir sur l'efficacité des circuits passifs décrits précédemment.

1.3.2.1 Pompe de charge avec retour flyback

Dans la section 1.3.1.3 nous avons vu l'importance de la résistance R_{load} sur le circuit à pompe de charge. Elle permet d'exploiter l'énergie du transducteur et de réinjecter des charges à la capacité réservoir C_{res}.

L'utilisation d'une inductance de type flyback et d'un interrupteur Sw commandé à une fréquence très basse par rapport à la fréquence des vibrations (de l'ordre du mHz, contre 10-100Hz), permet de réinjecter une partie des charges emmagasinées après un certain nombre de cycles dans la capacité C_{res}. L'ajout d'une résistance adaptée R_{load}, qui peut être remplacée par un convertisseur DC/DC, permettrait d'extraire le surplus d'énergie nécessaire au fonctionnement de la pompe de charge. Ce type de circuit a d'abord été proposé en 2006 par *Yen et al* [78], puis présenté plus précisément dans [74] et [79] :

Comme vu dans le chapitre 1.3.1.3, le circuit à pompe de charge modifie de lui-



(a) (b)

FIGURE 1.22 – Circuit à pompe de charge avec inductance de flyback avec a) Le circuit [79] et b) Évolution de la tension V_{st} et de l'énergie récupérée par cycle ΔW_n [74].

même la puissance qu'il extrait à chaque cycle. La figure 1.20c montre le point optimal d'extraction d'énergie quand la résistance R_{load} n'est pas présente. L'ajout d'un circuit de flyback comme montré sur la figure 1.22a permet de rester dans la zone où la conversion d'énergie est optimale.

Ce type de circuit semble toujours être en étude [79] en raison des challenges que présentent le contrôle et le pilotage de l'interrupteur Sw. Un circuit de commande a été présenté dans [80]. Le circuit intégré complet n'a pas été testé expérimentalement, mais les simulations montrent une consommation de l'ordre de 1.5µW.

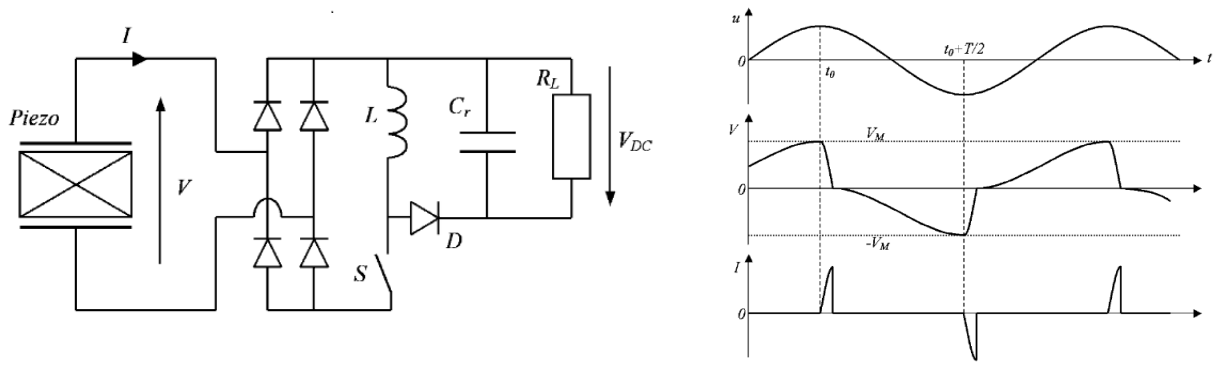
1.3.2.2 Les circuits SECE

Les circuits de conditionnement SECE (Synchronous Energy Charge Extraction) ont émergé dans les années 2005 autour d'applications piézoélectriques et ont été décrits dans les travaux de *Lefeuvre et al* [69]. Leur principale caractéristique est de récupérer la totalité des charges du transducteur quand celui-ci arrive à un extremum d'énergie emmagasinée. L'inductance est choisie pour que la période d'extraction soit négligeable devant la période d'oscillation mécanique. On considère donc qu'elle est faite à déplacement constant. En outre, ce procédé permet que la puissance transférée soit indépendante de la charge qu'elle alimente. Donc, contrairement aux circuits vus jusqu'alors (pompe de charge, SEH, adaptation passive) ils ne nécessitent pas d'étage supplémentaire de conversion DC/DC.

La figure suivante montre l'architecture du SECE basique telle qu'elle a été implémentée en premier lieu et les courbes de tensions, courants et déplacement du transducteur.

La puissance moyenne d'un tel circuit est donnée dans [69] et [70] :

$$P_{\mathrm{SECE}} = 2\gamma_C \frac{\alpha^2}{\pi C_0} \omega u_{\mathrm{M}}^2 \tag{1.64}$$



(a) (b)

FIGURE 1.23 – SECE appliqué à un piézoélectrique avec a) Schéma et b) déplacement u, Tension V et courant I d'un transducteur piézoélectrique conditionné par une architecture SECE [69].

Où γ_C traduit l'efficacité de l'extraction de l'énergie, α le coefficient de couplage électromécanique, u_M l'amplitude du déplacement u et C_0 la capacité statique du transducteur.

Une autre particularité de ce type de circuit de conditionnement est que l'extraction forcée des charges à chaque extremum amortit le déplacement mécanique des dispositifs piézoélectriques lorsqu'ils sont trop fortement couplés. Pour pallier ce problème, plusieurs variantes ont été proposées. Ainsi, on citera la *tunable SECE* [81] qui contrôle l'amortissement mécanique en laissant une partie des charges sur les armatures du dispositif. La *FTSECE* [82] [83] qui comprend deux degrés de libertés : le temps de fermeture de l'interrupteur et le déphasage entre l'instant d'ouverture et l'extremum de déplacement. Ou encore, la *regenerative SECE* [84] qui extrait les charges à une fréquence plus faible que la fréquence mécanique pour laisser les charges s'accumuler à nouveau sur les armatures. Plus tard encore, la "regenerative SECE" a été élargie à la N-SECE qui permet un contrôle complet de la fréquence de récupération [85].

1.3.2.3 Les circuits SSHI

Décrite en 2005 par *Guyomar et al*, la technique SSHI signifie "Synchronous Switch Harvesting on Inductor". Elle consiste à inverser une partie ou la totalité des charges présentent sur les armatures du transducteur à chaque demie période de vibration grâce à une inductance. La littérature distingue deux familles de SSHI différentes : les SSHIs parallèles où la totalité des charges sont inversées et les SSHIs séries où une partie des charges va être extraite durant l'inversion.

SSHI parallèle

La figure 1.24a présente le montage SSHI parallèle tel qu'il a été décrit par *Lefeuvre et al* [69]. À l'instar du SEH, l'extraction d'énergie se fait à tension constante. Cependant, l'ajout d'un interrupteur et d'une inductance placés en parallèle entre le transducteur et le circuit redresseur va permettre de diminuer la perte d'énergie mécanique du transducteur vue dans la partie 1.3.1.1. À chaque extremum de déplacement u, l'interrupteur est fermé le temps d'une demi période de résonance du circuit LC formé par le générateur et l'inductance. Le choix de l'inductance doit permettre que l'inversion

de polarité ainsi créée prenne un temps très inférieur à la période d'oscillation mécanique. Finalement, à chaque extremum de déplacement, la tension V, arrivant aussi à son extremum en circuit ouvert, est inversée. Ceci a plusieurs effets : le premier est que V rejoint presque instantanément la tension V_{DC}, ce qui rend les diodes passantes plus vite que pour la méthode standard (SEH). En outre, ce procédé va mettre en phase la tension et le courant et donc extraire l'énergie du transducteur pendant presque toute la période d'excitation mécanique.

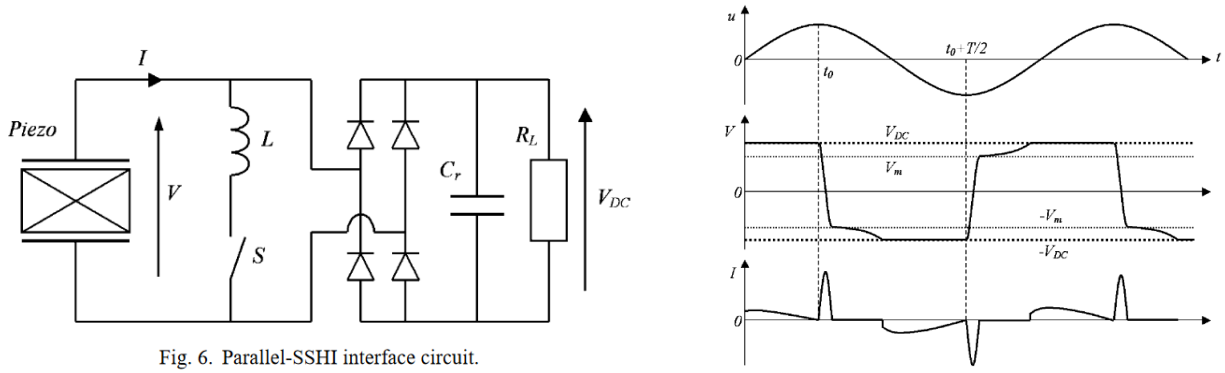


Fig. 6. Parallel-SSHI interface circuit.

(a) (b)

FIGURE 1.24 – Circuit de conditionnement de type SSHI parallèle avec a) Schéma [69] et b) Tension V déplacement u et courant I du transducteur sur une architecture de type SSHI [69]

La puissance transmise à la charge est donnée dans [70] et réécrite ici (1.65). On remarque la dépendance de la puissance extraite avec la charge. Une charge optimale où un étage de conversion DC/DC supplémentaire est donc de rigueur pour extraire la puissance maximale $(P_{P-SSHI})_{\max}$ (1.66).

$$P_{P-SSHI} = \frac{4R_L\alpha^2\omega^2}{\left(R_L C_0 \omega \left(1 - e^{-\pi/2Q_i}\right) + \pi\right)^2} U_M^2 \tag{1.65}$$

Où U_m est l'amplitude du déplacement U, R_L la charge électrique qui dissipe la puissance P_{P-SSHI}, α est le coefficient de transformation électromécanique et Qi est le facteur de qualité de la boucle de résonance formée par la capacité statique C_0 du transducteur, l'inductance L et l'interrupteur S.

Et donc pour une charge R_{opt} optimale :

$$(P_{P-SSHI})_{\max} = \frac{\alpha^2 \omega U_M^2}{\pi C_0 \left(1 - e^{-\pi/2Q_i}\right)} \tag{1.66}$$

Avec,

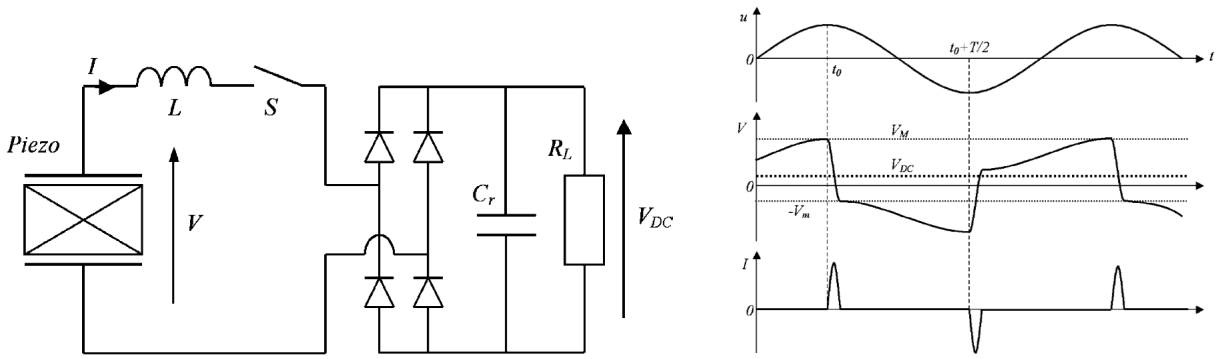
$$R_{OPT} = \frac{\pi}{C_0 \omega \left(1 - e^{-\pi/2Q_i}\right)}. \tag{1.67}$$

En second lieu, on remarque que le générateur est très rarement en circuit ouvert. En effet, le fait que le pont de diode soit presque constamment passant assure une connexion entre le générateur et la charge sur la quasi-totalité de la période d'excitation. Ainsi, ce type de circuit est plus efficace à la fréquence de résonance mécanique du générateur en court-circuit.

Bien que créée en 2005, cette architecture est encore aujourd'hui une des architectures les plus performantes en termes d'extraction d'énergie.

SSHI Série

Dans le SSHI série, l'interrupteur et l'inductance sont placés en série entre le transducteur et le circuit redresseur. Dans cette configuration, le transducteur est déconnecté du reste du circuit pendant presque la totalité de la période d'oscillation mécanique. De plus, la boucle de résonance LC se forme avec la capacité de lissage C_r. Ainsi, les charges circulant à chaque fermeture de l'interrupteur contribuent à la fois à l'inversion de polarité et à charger la capacité de stockage : l'extraction d'énergie et l'inversion de polarité se font donc au même moment, à déplacement quasi constant. D'autre part, le générateur est ici constamment en circuit ouvert. Ce type d'architecture sera donc efficace autour de la fréquence de résonance du générateur en circuit ouvert.



(a) (b)

FIGURE 1.25 – Circuit de conditionnement de type SSHI Série avec a) Schéma [69] et b) Tension V déplacement u et courant I du transducteur [69].

La puissance maximale extraite s'exprime de la manière suivante [69] :

$$P_{\text{S-SSHI}} = \frac{4R_L\alpha^2(1+\mathrm{e}^{-\pi/2Q_\text{i}})^2}{\left(2R_LC_0\omega(1+\mathrm{e}^{-\pi/2Q_\text{i}})+\pi(1-\mathrm{e}^{-\pi/2Q_\text{i}})\right)^2}\omega^2U_\text{M}^2 \tag{1.68}$$

et dans le cas d'une charge R_L adaptée :

$$(P_{S-SSHI})_{\max} = \frac{\alpha^2U_\text{M}^2\omega}{2\pi C_0}\frac{(1+\mathrm{e}^{-\pi/2Q_\text{i}})}{(1-\mathrm{e}^{-\pi/2Q_\text{i}})} \tag{1.69}$$

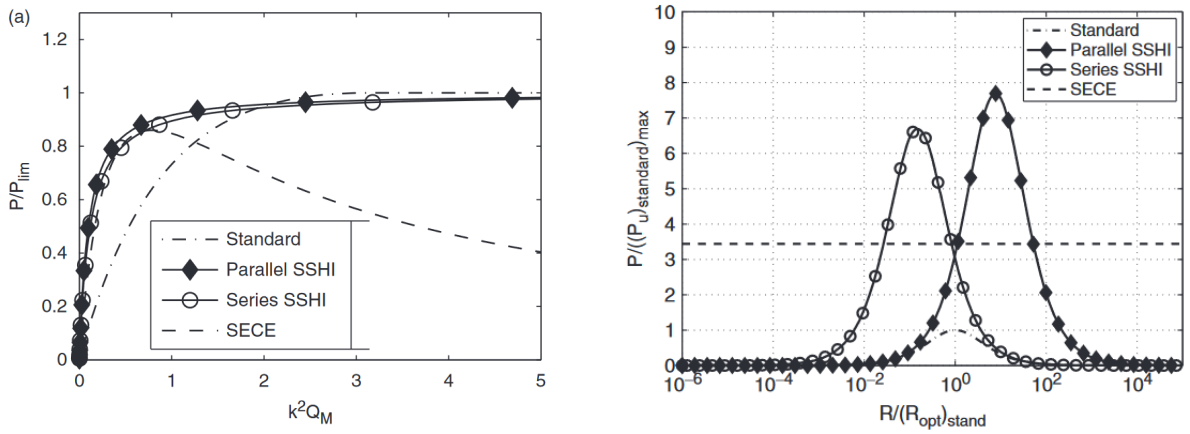
Elle montre encore une dépendance de la puissance extraite avec la charge. Ainsi, comme pour le circuit de conditionnement SSHI parallèle, cette technique nécessite un étage de conversion supplémentaire et reste efficace autour d'une fréquence centrale, la fréquence de résonance en circuit ouvert du générateur.

Conclusion sur les circuits SSHI

Ces circuits ont été pionniers dans le domaine de la récupération d'énergie. Depuis lors, la communauté scientifique n'a cessé de les améliorer pour lever les verrous qui leur sont associés. Ainsi, en 2014, *Hsieh et al* [86] proposent la Phase Shifted SSHI (PS-SSHI) permettant d'élargir la bande passante avec un modèle hybride parallèle/série piloté judicieusement. Dernièrement, *Morel et al* en 2019 [87] ont simulé une autre méthode hybride qui combine l'architecture SSHI parallèle avec une architecture SSHI série. Elle sera validée en 2021 dans la thèse d'Adrien Morel [83, p. 107]. Elle présente entre autres l'avantage d'améliorer la bande passante du circuit et son efficacité dans le cas des transducteurs fortement couplés.

1.3.2.4 Comparaison des circuits actifs SECE SSHI et SEH

L'efficacité de chacune des interfaces à redresseurs présentées jusqu'ici (SEH, S-SSHI, P-SSHI et SECE) est comparées dans [70]. Sur la figure 1.26a, la puissance limite extractible est tracée pour chacune de interfaces en fonction de leur figure de mérite. Dans le cas où les transducteurs sont fortement couplés, les deux interfaces SSHI et l'interface SEH peuvent permettre d'extraire la puissance limite des transducteurs. En revanche, le SECE ayant un fort impact sur la dynamique des transducteurs couplés, sa puissance est amoindrie par le couplage.



(a) (b)

FIGURE 1.26 – a) Puissance extraite des résonateurs piézoélectriques en fonction de leur facteur de mérite pour interfaces actives de type SECE, SSHI et SEH et b)Puissance récupérée normalisée à la puissance récupérée par la technique SEH [70]

Pour les transducteurs plus faiblement couplés, les circuits SECE et SSHI maintiennent des performances bien meilleures que celles d'un redressement standard. Dans ce cas, les expressions des puissances maximales de chacune des interfaces sont exprimées dans [70] et reportées ci-dessous.

$$(P)_{SEH} = \frac{R\alpha^2}{\left(RC_0\omega + (\pi/2)\right)^2}\omega^2 u_M^2 \tag{1.70}$$

$$(P_{P-SSHI}) = \frac{4R\alpha^2}{\left(RC_0\omega(1-\gamma)+\pi\right)^2}\omega^2 u_M^2 \tag{1.71}$$

$$(P_{S-SSHI}) = \frac{4R\alpha^2(1+\gamma)^2}{\left(2RC_0\omega(1+\gamma)+\pi(1-\gamma)\right)^2}\omega^2 u_M^2 \tag{1.72}$$

Où $\gamma = e^{-\pi/(2Q_i)}$ est le coefficient d'inversion des interfaces SSHI et Q_i est le facteur de qualité de leur boucle de résonance.

$$P_{SECE} = 2\gamma_C \frac{\alpha^2}{\pi C_0}\omega u_M^2 = 4\gamma_C (P)_{SEH_{max}} \tag{1.73}$$

où γ_C traduit l'efficacité du convertisseur.

Comme sur la figure 1.26b, il apparaît que la technologie SECE fournit une puissance à la charge qui n'est pas fonction de cette valeur. En effet, le fait d'utiliser une

inductance pour transférer la totalité de l'énergie électrique stockée dans un transducteur, revient à alimenter la charge avec un générateur de courant et donc sans considération de la charge.

De plus, la figure 1.26b montre bien la différence de résistance optimale des deux interfaces SSHI. Le SSHI série qui a une résistance optimale équivalente à l'impédance du transducteur à la fréquence de résonance en circuit ouvert et le SSHI parallèle qui a une résistance optimale équivalente à l'impédance du transducteur à la fréquence de résonance en court-circuit.

1.3.2.5 Quelques variantes des circuits SECE et SSHI

Pour améliorer les circuits présentés ci-dessus, la communauté scientifique, a proposé des dérivés de ces circuits qui impactent des caractéristiques comme la puissance maximum extraite des dispositifs, la bande passante de l'interface, la sensibilité au couplage ou encore la dépendance à la charge.

Frequency Tuning SECE (FTSECE)
La FTSECE introduite par *Badel et Lefeuvre* [88], à l'instar de la méthode SECE, extrait l'énergie du transducteur de manière indépendante de la charge. Cependant, comme le montre son schéma (figure 1.27a), cette méthode peut à la foi inverser la tension aux bornes du transducteur et transférer son énergie à la charge. Elle diffère dans le pilotage de l'interrupteur qui nécessite une électronique de commande plus précise. Pour répondre à la problématique du SECE sur des dispositifs fortement couplés 1.3.2.2, la technique FTSECE contrôle deux caractéristiques :

- Le déphasage ϕ entre l'extremum de déplacement U_M et l'instant de l'extraction de l'énergie du générateur (ie : l'instant d'ouverture de l'interrupteur)
- Le temps d'ouverture de l'interrupteur (ie : le rapport β entre la tension aux bornes du générateur avant l'extraction et après l'extraction (figure 1.27b).

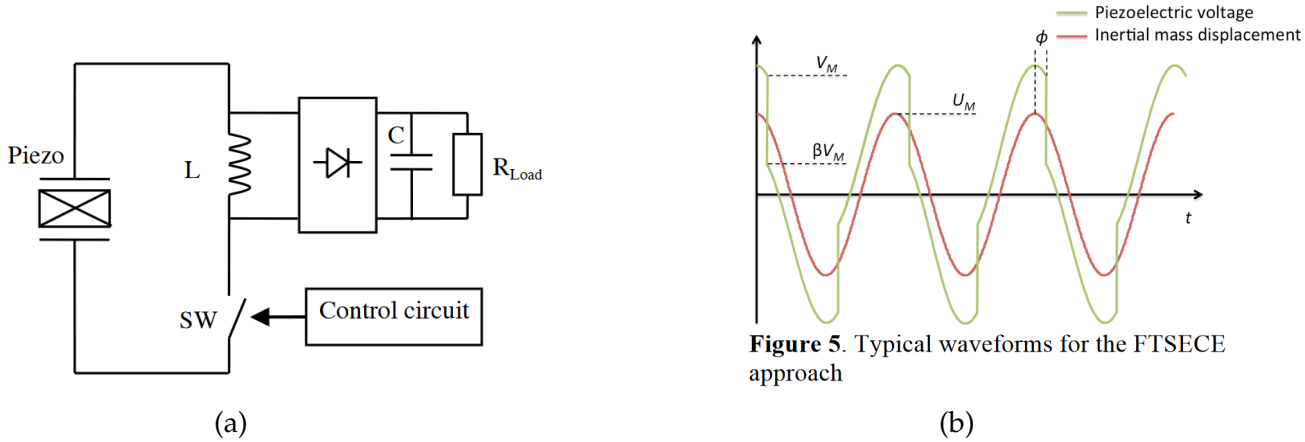


FIGURE 1.27 – a) Schéma électrique de l'interface FT-SECE et b) forme d'onde associée [88]

Dans la littérature, deux articles en particulier relatent l'impact de chacun de ces réglages. *Lefeuvre et al* [89] à travers leur méthode de pilotage en Phase Shifted SECE (PS-SECE) en 2017, expriment l'utilité théorique du contrôle de la première caractéristique.

Ensuite, *Brenes et al* [90] en 2018, expriment l'impact de la seconde caractéristique. C'est en 2021 que *Morel* valide expérimentalement le circuit FTSECE sur des générateurs piézoélectriques fortement couplés [83, p 141]. Il compare ses résultats théoriques et expérimentaux en distinguant la puissance extraite et la puissance récupérée en sortie de l'interface FT-SECE pour un transducteur fortement couplé (figure 1.28).

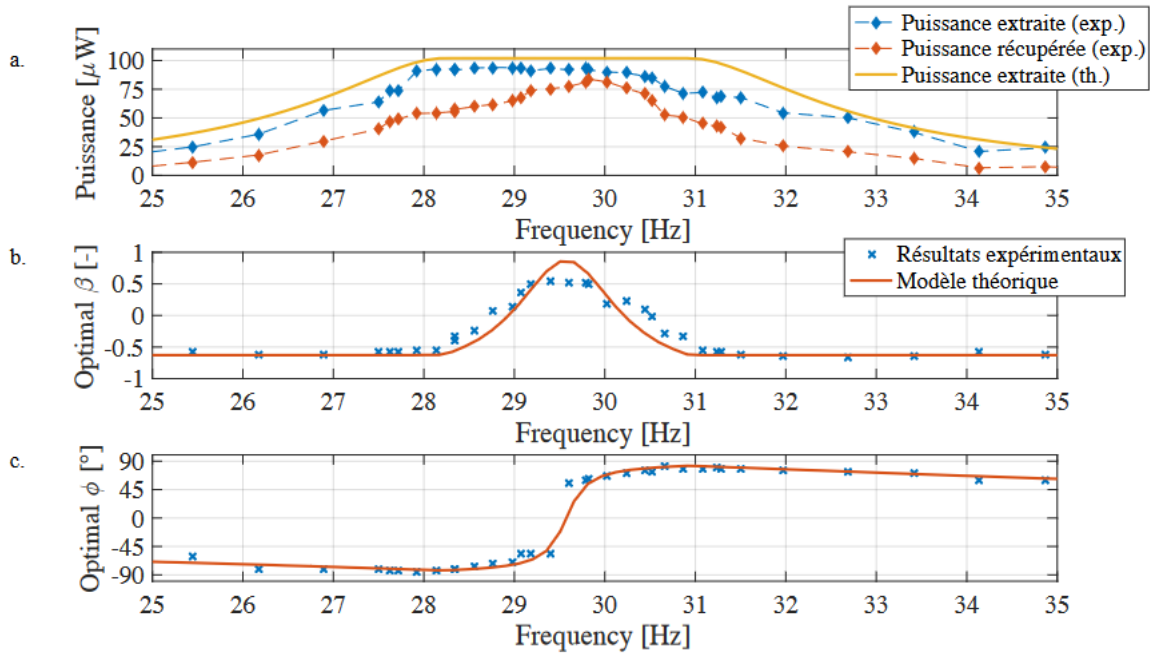


FIGURE 1.28 – a) Puissance maximale extraite et récupérée expérimentalement et puissance extraite théorique, b) Ratio des tensions optimales β et c) Phase Φ optimale en fonction de la fréquence d'excitation [83].

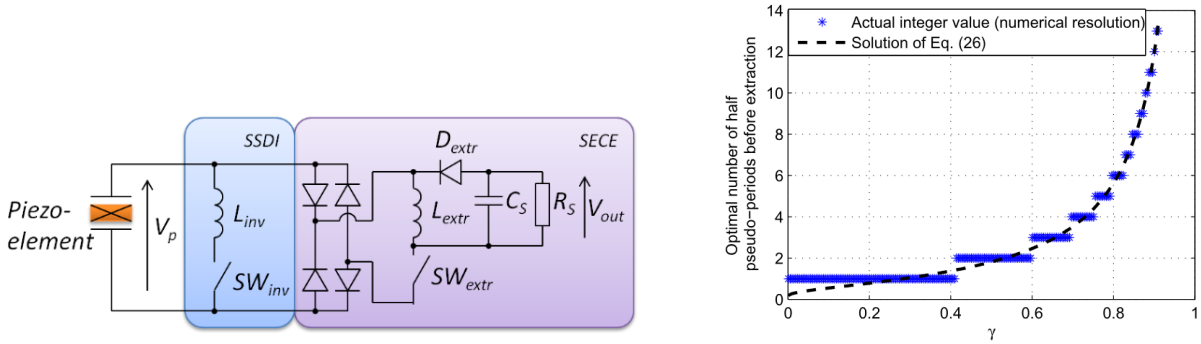
Les résultats expérimentaux ont prouvé que cette méthode permet de transférer le maximum d'énergie indépendamment de la charge pour des résonateurs fortement couplés. Entre autres, il apparaît que ce circuit fonctionne sur une plus large bande de fréquence, car la théorie voulant qu'il soit indépendant de la fréquence, il est limité essentiellement par les pertes diélectriques du transducteur.

SICE

La technique SICE (Synchonous Inversion and Charge Extraction) dont le schéma est présenté sur la figure 1.29a a été présenté par *Lallart et al* [91] en 2017. Elle combine un étage SSI (Synchronized Switch on Inductor) permettant d'augmenter la tension de polarisation aux bornes du générateur et un étage SECE assurant l'extraction de l'énergie. Comme cette extraction se fait après un certain nombre n d'inversions de tension, il existe un nombre optimal d'inversions de polarisation qui est directement lié au coefficient d'inversion de polarisation γ vu au chapitre 1.3.2.3. Il est calculé selon la condition suivante et mis en évidence sur la figure 1.29b :

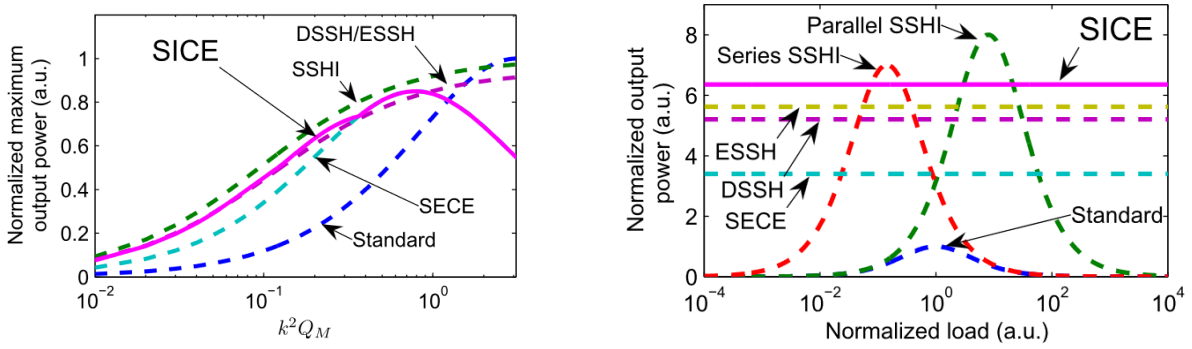
$$\left.\frac{\partial P_{\text{harv}}}{\partial n}\right|_{n=n_{opt}} = 0 \Rightarrow \gamma^{n_{opt}}\left[1 - 2n_{opt}\ln(\gamma)\right] = 1 \tag{1.74}$$

À l'instar de l'interface SECE, cette méthode a l'avantage d'être indépendante de la charge, mais perd de son efficacité dans le cas de générateurs fortement couplés



(a) (b)

FIGURE 1.29 – a) Schéma du circuit SICE et b) Nombre optimal d'inversions en fonction du coefficient d'inversion γ [91].



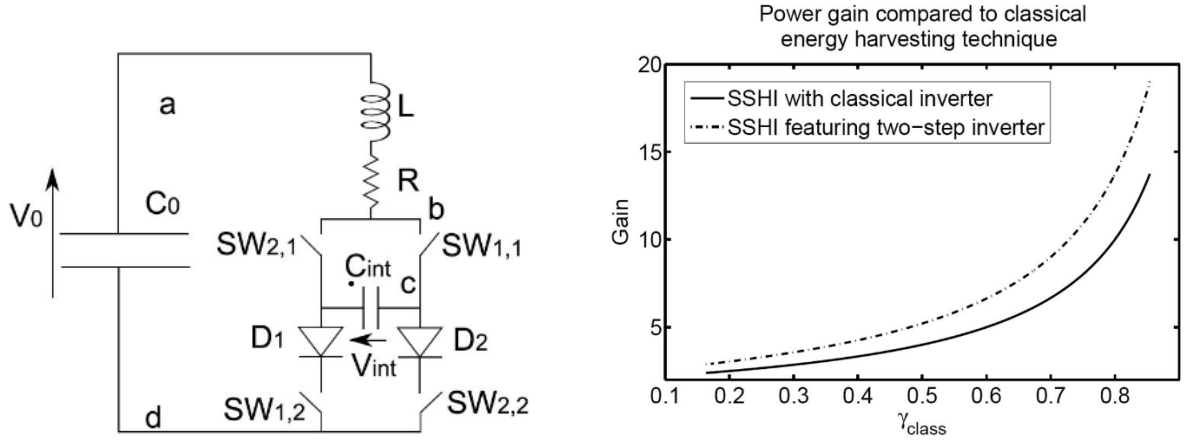
(a) (b)

FIGURE 1.30 – a) Comparaison de la puissance maximale récupérable en fonction de la figure de mérite du transducteur et b)Puissance maximale récupérable en fonction de la charge normalisée à la charge optimale de la SEH pour des transducteurs faiblement couplés [91].

(figure 1.30a). Néanmoins, la puissance maximale que peut fournir cette interface s'approche des puissances maximales que peuvent fournir les méthodes SSHI tout en étant indépendant de la charge, ce qui la rend très intéressante (figure 1.30b).

SSHI on capacitor flip

Cette technique a été introduite en 2010 par *Lallart et al* [68]. Elle vise à augmenter le coefficient d'inversion γ de la technique SSHI en améliorant le facteur de qualité Q_i de la boucle *RLC* formée à l'aide d'une capacité supplémentaire placée en série dans la boucle (comme montré sur la figure 1.31a). Ce facteur de qualité augmente à mesure que la capacité C diminue. Ce type de pilotage nécessite 4 interrupteurs et un contrôle



(a) (b)

FIGURE 1.31 – a) Schéma de l'inverseur capacitif en deux étapes d'un circuit SSHI [68] et b) Gain de puissance de l'inversion en deux étapes par rapport au SSHI standard

plus complexe que le circuit SSHI parallèle classique. Cependant, les résultats sont probants et cette technique présentent un gain maximum de $\sqrt{2}$ par rapport au circuit SSHI parallèle classique.

L'inversion de tension se fait en deux phases montrées sur la figure 1.32. La première est une inversion de polarisation classique incluant la capacité C_{int} et s'arrête quand le courant commence à s'inverser. À la fin de cette période, les charges du CMUT ont été transférées à la capacité C_{int} avec un facteur de qualité supérieur au facteur de qualité du circuit SSHI classique. La phase suivante décharge la capacité C_{int} dans le transducteur, mais en la connectant en inverse. Ainsi, comme pour la SSHI classique, les charges contenues sur les armatures du générateur ont été inversées, mais avec un facteur de qualité amélioré. La figure 1.31b compare le gain en puissance de ce type de structure avec celui d'une structure SSHI classique en fonction du coefficient d'inversion γ d'une structure SSHI classique.

SSHC

Pour le cas où l'utilisation d'une inductance est contraignante (Dans des applications sensibles aux ondes électromagnétiques par exemple) *Du et al* [92] ont présenté en 2017 un circuit analogue aux circuits SSHI met qui permet de faire l'inversion de tension avec un ou plusieurs condensateurs utilisés à la place de l'inductance. Pour passer d'une tension aux bornes du transducteur négative à une tension positive, l'inversion se fait en 3 étapes. La capacité est d'abord chargée avec une partie des charges du

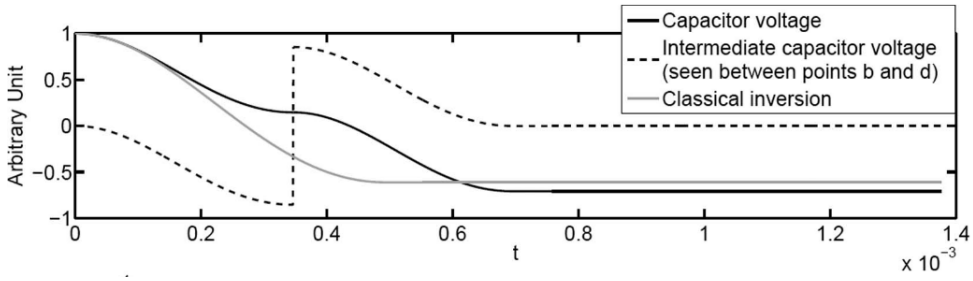


FIGURE 1.32 – Tensions des capacités C_0 du générateur et de C_{int} lors de l'inversion [68].

transducteur avec la commande ϕ_p puis le reste des charges se recomposent avec la fermeture de l'interrupteur ϕ_0 qui met le transducteur en court-circuit. Enfin, la capacité est reconnectée au transducteur mais avec une polarité inverse grâce à la fermeture des interrupteurs ϕ_n.

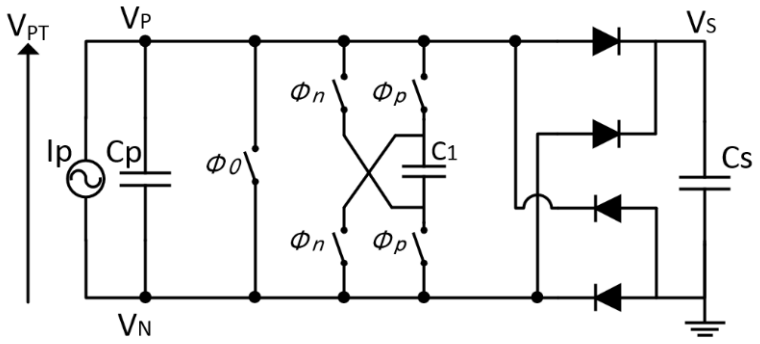


FIGURE 1.33 – Schéma d'un circuit SSHC constitué d'une seule capacité [92].

Pour augmenter l'efficacité de cette interface, ils proposent d'utiliser plus de capacité afin de perdre le moins de charges possible lors de l'inversion des tensions. Cette méthode est intéressante, mais présente une électronique de commande plus complexe et donc moins intéressante dans notre cas. Néanmoins, depuis ces dernières années, la communauté scientifique a cherché à simplifier le fonctionnement de ce circuit tout en augmentant son efficacité [93]. Dernièrement en 2023, *Wassouf et al* [94] ont présenté les résultats d'une interface SSHC avec une architecture simplifiée autour de 3 condensateurs permettant l'inversion de la tension aux bornes du matériau piézoélectrique.

1.3.3 Conclusion sur les interfaces

Cette étude des travaux menés jusqu'alors sur les interfaces de transfert et de récupération d'énergie a permis de comprendre que les circuits SSHI et SICE sont performants pour des transducteurs très faiblement couplés, comme c'est le cas des CMUTs immergés dans l'eau [57].

Les hautes fréquences des ultrasons permettent d'utiliser des adaptations d'impédance passives. Même si le redressement détériore la qualité de l'adaptation d'impédance, le fait que les dispositifs CMUTs soient très faiblement couplés tend à montrer que la dynamique des membranes ne devrait pas être gênée par ce dernier. Entre autre, les interfaces conçus spécialement pour les transducteurs électrostatiques sont intéressant car la rétroaction permet de choisir un point de fonctionnement de transfert d'énergie optimal.

Enfin comme montré dans [56] [67] [95] [96] les circuits de commandes sont généralement constitués d'étages de détecteurs de crête, de détecteurs de courant nul, de pompes de charges et de drivers de transistors. Ils peuvent consommer des puissances allant de $0.3\mu W$ jusqu'à quelques micro Watts pour des fréquences de l'ordre de la centaine de Hertz. Dans le cas des transducteur CMUT, les fréquences peuvent varier de la centaine de kilohertz jusqu'à quelques mégahertz, rendant ces circuits beaucoup plus complexes à mettre en œuvre et plus gourmands en énergie. Néanmoins, au vu des performances des circuits intégrés dédiés (ASIC) et des puissances présentées dans l'état de l'art des transferts d'énergie par ultrasons 1.1.2, ces solutions peuvent-être prises en compte pour notre étude.

1.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a commencé par présenter les performances de la communauté scientifique dans le domaine de la recharge des dispositifs médicalement implantés. Les méthodes de transfert par champ électromagnétique sont limitées à la centaine de milliwatts par le Débit d'Absorption Spécifique, ce qui justifie l'utilisation d'un transfert d'énergie acoustique, plus sain pour la peau et permettant des transferts d'énergie à de plus amples profondeurs.

Les dispositifs CMUTs ont donc été décrits, d'abord à travers leur histoire, puis d'un point de vue technique à travers le modèle piston qui simplifie la membrane courbe d'un CMUT en une plaque infiniment rigide. Puis nous avons étudié l'état de l'art de la modélisation d'un réseau de CMUTs qui a permis de comprendre que les modèles sont généralement obtenus à partir de calculs par éléments finis ou par différences finies. Néanmoins, dans certaines bandes de fréquence, nous avons vu que ces calculs peuvent permettre d'aboutir à un modèle de type circuit, convenable pour simuler un transfert d'énergie électrique. Enfin, pour éviter de recourir aux méthodes de calculs par différences finies, il semble intéressant d'étudier la possibilité de concevoir un modèle de type circuit à partir de mesures prises sur un dispositif CMUT. Dans cette démarche, le chapitre 2 propose une procédure d'initialisation des paramètres d'un modèle piston en s'appuyant uniquement sur les données expérimentales issues d'un dispositif réel constitué d'une grille de CMUT.

Ensuite, ce chapitre s'est concentré sur l'état de l'art des interfaces de transfert d'énergie des transducteurs piézoélectriques et électrostatiques dans les hautes fréquences ultra-sonore et dans les basses fréquences vibratoires. L'état de l'art des circuits de récupération d'énergie vibratoire est riche de multiples circuits. Nous avons principalement retenu les méthodes de type SECE qui rendent indépendante la puissance extraite de la charge et les méthodes SICE et SSHI qui semblent plus performantes pour les transducteurs faiblement couplés que sont les CMUTs. Par ailleurs, les interfaces de transfert d'énergie à destination de transducteurs électrostatiques sont intéressantes et nécessaires à notre étude car elles permettent de modifier la tension de polarisation des CMUTs au travers de leur contre-réaction. Enfin, dans les hautes fréquences ultra-sonores, les circuits passifs constitués seulement d'inductances, de diodes et parfois de résonateurs piézoélectriques semblent aussi être très performants. Dans le chapitre 3, des simulations LT-spice permettront de comparer des interfaces actives et des interfaces passives afin de déterminer laquelle est la plus intéressante pour un transfert d'énergie sur CMUT.

Chapitre 2

Modélisation piston d'un récepteur multi-CMUT

Le modèle piston équivalent, tel qu'il est présenté dans la section 1.2.3.1, est avantageux dans le cas d'un transfert d'énergie car c'est un modèle circuit électrique qui s'appuie sur une analogie électromécanique. Il permet donc de prédire efficacement la fonction de transfert de nos dispositifs et de choisir les conditions optimales de transfert d'énergie pour notre étude. Dans la section 1.2.3.1, nous avons décrit les équations qui régissent le comportement du modèle piston non-linéarisé puis du modèle piston linéarisé.

Le modèle non-linéarisé est décrit dans le chapitre précédent par les équations (1.28) et (1.14) que nous avons reportées ci-dessous.

$$\begin{cases} F_B\vec{u_x} - kx\vec{u_x} - R_r\dot{x}\vec{u_x} - F_E\vec{u_x} = m\ddot{x}\vec{u_x} \\ I = \dot{Q} \end{cases} \tag{2.1}$$

où $Q = CV$ et $C = \frac{\epsilon_0 S}{(d-x)}$ (1.2).

Ce modèle non-linéarisé permet de décrire le comportement d'un piston dans toute sa complexité, quelle que soit sa tension de polarisation. L'objectif premier de ce chapitre est de déterminer ses valeurs numériques, car le logiciel de simulation LT-spice que nous utilisons permet de générer un modèle à partir de ces équations et de l'utiliser dans un transfert d'énergie. Néanmoins, dans certains cas, nous seront contraints de recourir au modèle linéarisé autour des valeurs statiques (x_{DC}, V_{DC}). Ce type de modèle est décrit dans le chapitre précédent par les équations (1.29) et (1.21) qui sont, elles aussi, reportées ici.

$$\begin{cases} F_B - k_{Soft}x_{ac} + \phi V_{ac} - R_r\dot{x}_{ac} = m\ddot{x}_{ac} \\ I = \phi\dot{x}_{ac} + C_{DC}\dot{V}_{ac} \end{cases} \tag{2.2}$$

où, $k_{soft} = \left(k - \frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(d-x_{DC})^3}\right)$, $\phi = \frac{\epsilon_0 S V_{DC}}{(d-x_{DC})^2}$ et $C_{DC} = \frac{\epsilon_0 S}{(d-x_{DC})}$ sont expliqués dans la section 1.2.3.1.

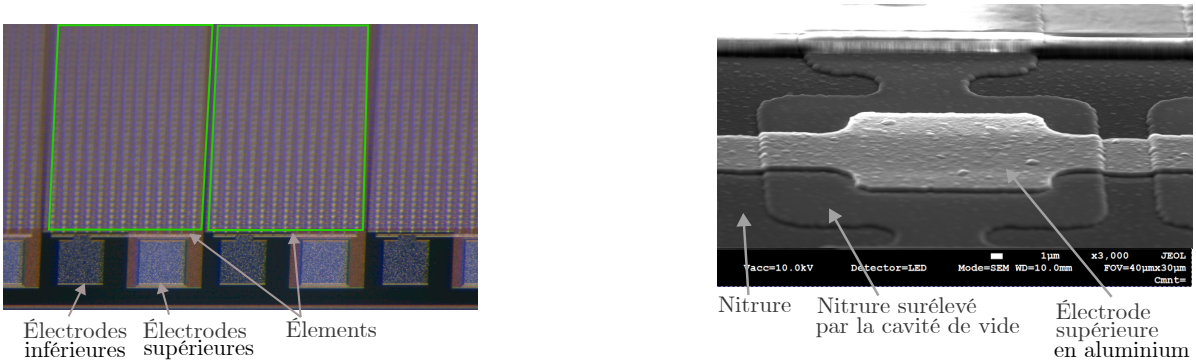
À notre connaissance, peu de méthodes permettent de déterminer, à partir d'une mesure, le modèle circuit d'un dispositif multi-CMUT immergé. Dans ce chapitre, deux

méthodes de modélisation seront présentées. La première, entièrement basée sur les caractéristiques architecturales d'un dispositif CMUT, permet de calculer les valeurs numériques du modèle linéarisé à partir des paramètres architecturaux d'un dispositif multi-CMUT de notre laboratoire. C'est un outil de compréhension des dispositifs CMUT et non un outil de modélisation d'un CMUT réel : le couplage du CMUT avec le fluide y est analysé grossièrement et ne permet pas de prédire le fonctionnement du dispositif sur une large bande passante comme pour de l'imagerie ultrasonore. La deuxième méthode déduit chacun des paramètres du modèle linéarisé à partir d'une mesure d'impédance du même dispositif polarisé par une tension V_{DC}. Bien que beaucoup plus robuste, cette seconde approche n'aboutit qu'à un modèle linéarisé. La fin de ce chapitre montrera comment cette méthode peut être complétée à la première pour aboutir à un modèle non-linéarisé qui reproduise le comportement du dispositif de notre laboratoire.

2.1 Présentation des dispositifs modélisés

Le dispositif CMUT modélisé dans cette section a été conçu dans notre laboratoire pour répondre à des problématiques d'imageries médicales. Ainsi, comme le montre l'image 2.1a, il est constitué de plusieurs rangés de CMUT (appelés des éléments) qui peuvent être pilotées indépendamment pour de l'imagerie. Dans notre cas, notre dispositif est constitué de 6 éléments que nous avons connectés en parallèle. Comme chaque élément contient 2910 CMUT, notre dispositif est constitué d'un nombre $n = 17460$ CMUT.

La figure 2.1b montre une photo d'un dispositif prise au microscope électronique à balayage. On y remarque que la métallisation de l'électrode supérieure est partielle. Il est important de noter que dans notre cas, la cavité est faite de vide, donc que la pression atmosphérique entraine une première flexion de la membrane. D'autre part, notons que les couches métalliques de la face supérieure des CMUT peuvent appliquer une contrainte supplémentaire aux membrane qui participe à la flexion due à la pression atmosphérique.



(a) (b)

FIGURE 2.1 – Photos du dispositif CMUT a) à l'échelle des éléments et b) à l'échelle d'un CMUT.

Pour pouvoir utiliser ce dispositif dans l'eau, les cellules sont protégées par une couche de polymère PDMS de 300μm d'épaisseur (cf. figure 2.2).

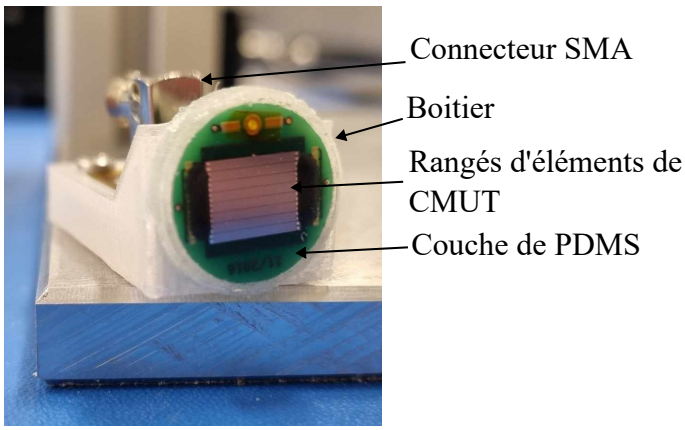


FIGURE 2.2 – Photo du dispositif CMUT encapsulé dans une couche de PDMS et muni d'un connecteur SMA.

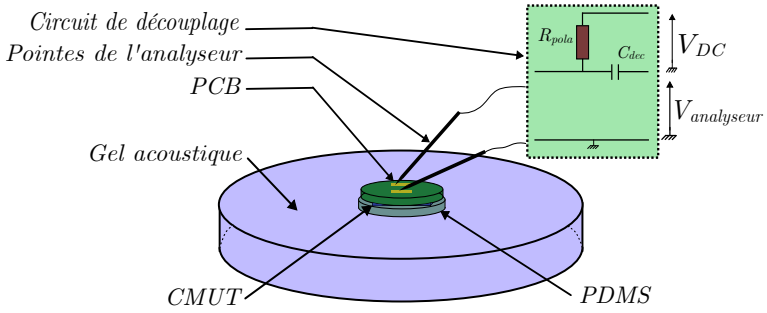


FIGURE 2.3 – Dessin du banc de la mesure d'impédance.

2.2 Présentation du banc de mesure d'impédance

Avant d'utiliser ce dispositif, une première mesure grossière de sa capacité basse fréquence va pouvoir permettre de déterminer sa tension de collapse.

Dans la suite de cette thèse, les mesures sont effectuées avec un analyseur d'impédance Agilent HP4294. Comme présenté sur la figure 2.3, les sondes sont placées sur la face arrière du circuit imprimé, l'autre face étant collée aux CMUT. La face avant de la grille de CMUT est siliconée et collée à un gel acoustique de 2 cm d'épaisseur qui reproduit le même effet que si elles étaient immergées. Enfin, le dispositif est polarisé avec un générateur de tension à travers une résistance $R_{pola} = 1M\Omega$ et un condensateur de valeur $C_{dec} = 300nF$ négligeable devant l'ordre de grandeur de la capacité C_{DC}. Ces deux composants, qui sont montrés sur la figure 2.3, permettent d'isoler le générateur de tension de l'analyseur d'impédance. Ainsi, l'impédance $Z = R + iX$, retournée par l'analyseur d'impédance n'est générée que par le dispositif CMUT et le modèle général que nous souhaitons extraire n'est pas perturbé par le circuit de découplage ou le générateur de tension.

En utilisant le modèle capacité de l'analyseur d'impédance, une mesure de la capacité C_{BF} est obtenue en basse fréquence pour différentes valeurs de tension de polarisation V_{DC}. La figure 2.4 montre que la capacité croît très lentement jusqu'à 60V puis qu'elle augmente drastiquement jusqu'à 100V. La tension pour laquelle la capacité commence à changer d'allure est la tension de collapse de notre dispositif que nous notons $V_{col} = 65V$ et que nous utiliserons dans la suite de ce chapitre.

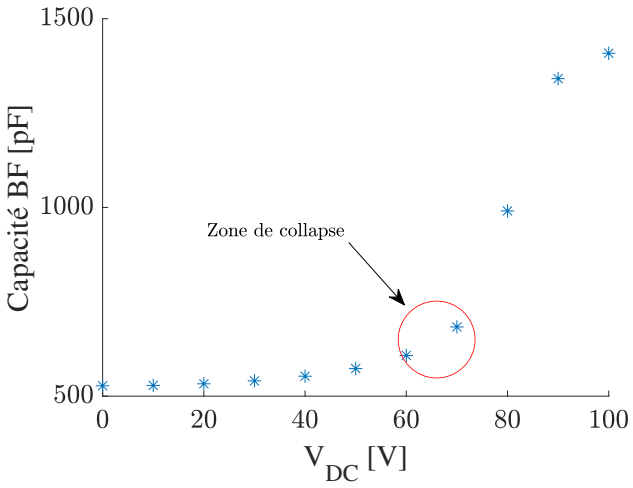
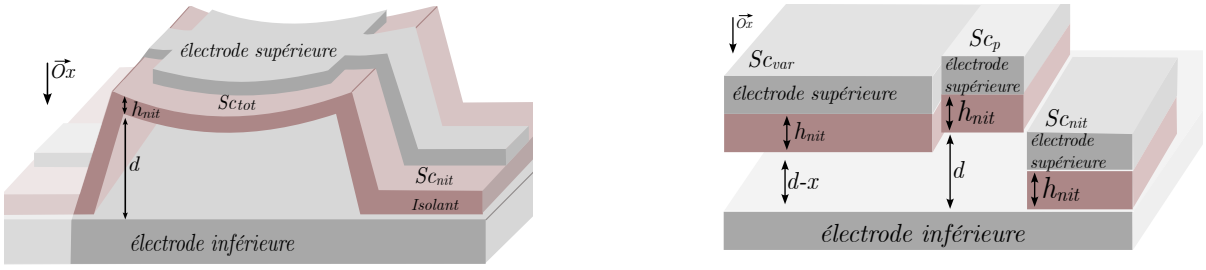


FIGURE 2.4 – Capacité basse fréquence du dispositif pour différentes valeurs de tension de polarisation V_{DC} [exp].

2.3 Modélisation piston au moyen des caractéristiques architecturales d'un dispositif multi- CMUT

L'objectif de cette section est de déterminer le modèle piston d'un dispositif CMUT à partir de ses données architecturales. La figure 2.5a représente une cellule de CMUT en 3 dimensions. L'électrode inférieure y est séparée de l'électrode supérieure par une couche isolante de nitrure de permittivité relative ϵ_{nit}, à laquelle s'ajoute par endroits une couche de vide permettant de rendre la membrane mobile. Comme expliqué dans la section 1.2.3.5, le substrat de silicium étant d'une densité très supérieure à l'eau, la part de l'onde acoustique qui lui est transmise est infime. Par conséquent, il a très peu d'impact sur la mobilité de la membrane et nous ne le considérerons donc pas dans notre étude.



(a) (b)

FIGURE 2.5 – Représentation 3D d'un CMUT a) déformé et b) simplifié en plaques rigides.

Dans la section précédente, nous avons insisté sur le fait que le modèle piston ne permet pas d'inclure la courbure de la membrane. Néanmoins ici, nous avons choisi d'inclure cette courbure en divisant la membrane courbe de chaque CMUT en une plaque rigide mobile et en une autre immobile (voir figure 2.5b). En résultent deux surfaces équivalentes $Sc_{var} = \tau Sc_{tot}$ et $Sc_p = (1-\tau)Sc_{tot}$ où Sc_{tot} est la surface totale de la membrane de la cellule et τ est un facteur positif inférieur à 1. Avec cette approximation, le diagramme électrique équivalent d'un réseau de cellules de CMUT en parallèle peut être considéré comme l'ensemble de condensateurs illustrés dans la figure 2.6 :

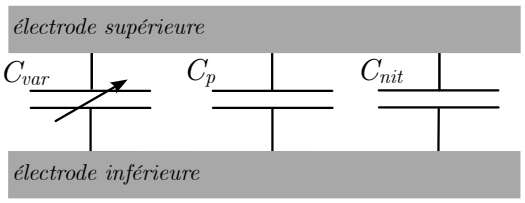


FIGURE 2.6 – Capacité équivalente de la structure d'un CMUT

Dans cette représentation :

— $C_{var} = \frac{\epsilon_0 S_{var}}{\frac{h_{nit}}{\epsilon_{nit}} + d - x}$ est la capacité variable totale du dispositif formée par les électrodes mobiles, les espaces vides et les couches de nitrure [97].

— $C_p = \frac{\epsilon_0 S_p}{\frac{h_{nit}}{\epsilon_{nit}} + d}$ est la capacité due à la partie immobile des membranes. Elle est également formée par les vides et les couches de nitrures.

— $C_{nit} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{nit} S_{nit}}{h_{nit}}$ est une capacité parasite due aux seules couches de nitrures. Elle est principalement liée aux connexions entre les cellules.

où $S_{var} = nSc_{var}$, $S_p = nSc_p$, $S_{nit} = nSc_{nit}$ et n est le nombre de cellules dans le dispositif.

L'étude statique du modèle piston présenté dans la section 1.2.3.1 conduit à la position x_{DC} exprimée en fonction de la rigidité k et de la force électrostatique induite par la tension de polarisation V_{DC} d'un CMUT [58]. Or dans notre cas, la cavité est vide et la force due à la pression atmosphérique ajoute une flexion initiale aux membranes [47] [98, p. 35]. Cette flexion est souvent simplifiée dans l'état de l'art en mesurant directement la hauteur d de la membrane défléchie par la pression atmosphérique. Mais ici, comme le but est d'obtenir une approximation des données statiques d'un dispositif CMUT à partir de son architecture et non de mesures, il est nécessaire d'introduire l'impact de la pression atmosphérique Pr_{atm} dans le calcul de la position x_{DC} du piston équivalent au dispositif CMUT. Ainsi, l'équation d'équilibre statique (1.4) de la section 1.2.3.1 devient :

$$F_E + F_{atm} = F_{elast} \tag{2.3}$$

où $F_{atm} = Pr_{atm} S_{var}$.

L'expression F_E se déduit de sa formule (section 1.2.3.1, équation (1.5)) :

$$F_E = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 S_{var} V_{DC}^2}{\left(\frac{h_{nit}}{\epsilon_{nit}} + d - x_{DC}\right)^2} \tag{2.4}$$

Or, la couche de nitrure n'impacte que la distance effective entre les électrodes et donc la variable $d_n = \frac{h_{nit}}{\epsilon_{nit}} + d$ est introduite.

Comme la force électrostatique F_E et la force résultante de la pression atmosphérique F_{atm} s'appliquent de la même manière pour toutes les cellules, l'expression (2.3)

s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 S_{var} V_{DC}^2}{(d_n - x_{DC})^2} + F_{atm} &= k x_{DC} \\ \frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 S_{var} V_{DC}^2}{k} &= (d_n - x_{DC})^2 \left(x_{DC} - \frac{F_{atm}}{k} \right) \end{aligned} \tag{2.5}$$

Enfin, l'équation (2.6) donne la position statique x_{DC} en fonction de la tension de polarisation V_{DC}, de la force due à la pression atmosphérique F_{atm} sur les membranes mobiles, de la rigidité des membranes k et des paramètres architecturaux de la membrane mobile d'une cellule CMUT.

$$x_{DC}^3 - \left(2d_n + \frac{F_{atm}}{k} \right) x_{DC}^2 + \left(d_n^2 + \frac{2F_{atm} d_n}{k} \right) x_{DC} - \frac{V_{DC}^2 \epsilon_0 S_{var} + 2F_{atm} d_n^2}{2k} = 0 \tag{2.6}$$

Cette dernière équation d'ordre 3 comporte deux paramètres inconnus : x_{DC}, le déplacement statique de la plaque mobile et k, sa rigidité. La détermination de ce dernier paramètre se fait à travers les tensions et positions de collapse V_{col} et x_{col}, qui sont obtenues en suivant la méthode de résolution graphique donnée dans l'état de l'art (1.2.3.1). Par souci de clarté, les calculs qui mènent aux équations (2.7), (2.8) et (2.10) sont donnés dans l'annexe A.

$$x_{col} = \frac{1}{3} d_n + \frac{2}{3} \frac{F_{atm}}{k} \tag{2.7}$$

$$V_{col} = \sqrt{\frac{8k}{S_{var}\epsilon_0} \left(\frac{1}{3} d_n - \frac{1}{3} \frac{F_{atm}}{k} \right)^3} \tag{2.8}$$

Ces deux dernières valeurs permettent d'accéder au coefficient de transformation électroacoustique maximal ϕ_{col} que peut atteindre le dispositif avant le collapse.

$$\phi_{col} = \phi(V_{col}, x_{col}) = \frac{\epsilon_0 S_{ut} V_{col}}{(d_n - x_{col})^2} \tag{2.9}$$

$$\phi_{col} = \sqrt{\frac{3\epsilon_0 S_{ut} k}{2(d_n - \frac{F_{atm}}{k})}} \tag{2.10}$$

Il est intéressant de retenir qu'une force constante, telle que la pression atmosphérique, qui participe à rapprocher la partie mobile des membranes de la partie fixe, diminue la tension de collapse en augmentant la position de la membrane avant le collapse. Le coefficient de couplage électroacoustique est alors lui aussi, augmenté (cf. annexe A).

Ainsi, connaissant tous les paramètres architecturaux d'un dispositif, une mesure de sa tension de collapse peut être utilisée pour obtenir une valeur de rigidité pour le modèle architectural d'une cellule CMUT. Ici, comme la tension de collapse reste la même pour un modèle à une cellule et pour notre modèle piston équivalent, la raideur

du modèle piston équivalent au dispositif complet est proportionnelle à la raideur de chaque membrane par le nombre de cellules n dans le dispositif.

Comme rappelé dans l'état de l'art, si le modèle piston s'applique bien à notre dispositif CMUT, il est possible de déterminer les composantes statiques qui découlent de la force électrostatique : le terme d'amortissement k_{soft}, le coefficient de transformation électroacoustique ϕ et la capacité statique C_{DC} :

$$\phi = \frac{\epsilon_0 S_{var} V_{DC}}{(d_n - x_{DC})^2} \tag{2.11}$$

$$k_{soft} = k - \frac{\epsilon_0 S_{var} V_{DC}^2}{(d_n - x_{DC})^3} \tag{2.12}$$

$$C_{DC} = \frac{\epsilon_0 S_{var}}{(d_n - x_{DC})} + C_p + C_{nit} \tag{2.13}$$

Pour compléter le modèle, la valeur de la masse de la plaque m et l'impédance de rayonnement Z_r de la plaque dans l'eau doivent être déterminées.

En considérant des cellules circulaires immergées, de rayon $a = \sqrt{Sc_{var}/\pi}$ de l'ordre de la dizaine de micromètres, la fréquence des ondes incidentes de l'ordre de la dizaine de Méga Hertz, les ondes incidentes sur chacune des cellules ne peuvent être considérées comme planes (section 1.2.3.2). Ainsi, comme montré sur la figure 2.7 les réactance et résistance de rayonnement amenées par l'eau sur le piston de surface équivalente au CMUT ne sont pas constantes en fréquence.

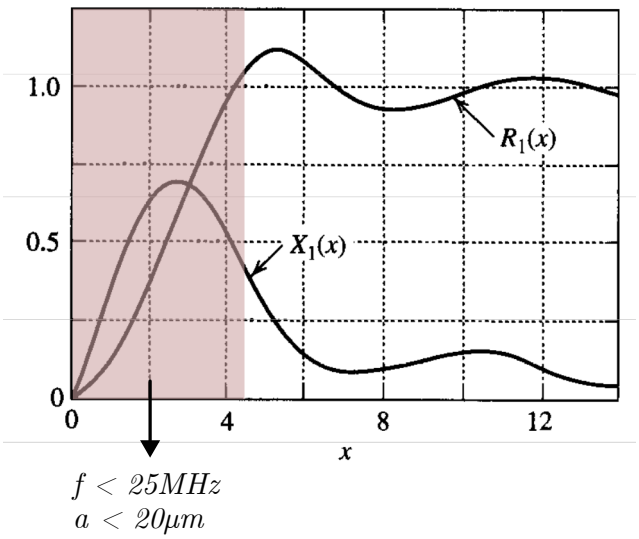


FIGURE 2.7 – Résistance et réactance de radiation d'un piston circulaire de rayon a qui rayonne des ondes sonores de nombre d'onde k ($x = 2ka$).

Néanmoins, *Senlik et al* [52] ont présenté en 2010 les résultats de calculs de la partie réelle de plusieurs cellules de CMUT immergées dans l'eau. Ils montrent que le comportement d'un dispositif multi-CMUT peut à nouveau être assimilé à celui d'un grand piston mais cette fois dont les dimensions sont comparables voire plus grandes que les longueurs d'ondes mises en jeu. On peut donc considérer :

$$Z_r \approx Z_{eau} S_{var} \tag{2.14}$$

avec Z_{eau} l'impédance acoustique de l'eau.

La masse m est calculée comme étant la masse équivalente de toutes les cellules, en fonction du volume et de la densité des couches d'aluminium et de nitrure qui constituent la partie mobile du modèle piston :

$$m = \rho_{nit} v_{nit} + \rho_{alu} v_{alu} \tag{2.15}$$

$$v_{nit} = S_{var} h_{nit} \qquad v_{alu} = S_{var} h_{alu} \tag{2.16}$$

Avec ρ_{nit}, ρ_{alu}, v_{nit} et v_{alu} respectivement les densités volumiques et les volumes de la couche de nitrure et d'aluminium et h_{alu} l'épaisseur de la couche d'aluminium.

Cependant, le choix de prendre la même surface de membrane mobile S_{var} pour le calcul de m et R_r ainsi que pour le calcul des composantes déduites de la force électrostatique (k, ϕ et C_0) est discutable. En effet, comme le montre la figure 2.5a, la surface métallisée n'est pas nécessairement constante sur toute la surface de la membrane mobile et donc n'est pas la même que la couche de nitrure mobile. Par conséquent, la surface utilisée pour calculer la masse d'une membrane n'est pas toujours la même que celle utilisée pour calculer les effets de la force électrostatique. Dans les tableau 2.1 et 2.2 sont listés les paramètres architecturaux du dispositif utilisé et les composants du modèle qui en résultent.

Paramètres	valeurs	Paramètres	valeurs
ϵ_{nit}	7.5	Sc_{nit}	$4.8 \times 10^{-11}\,\mathrm{m}^2$
ρ_{nit}	$3.2\,\mathrm{g/cm}^3$	Sc_{tot}	$5.2 \times 10^{-10}\,\mathrm{m}^2$
ρ_{alu}	$2.7\,\mathrm{g/cm}^3$	τ	1
d	400nm	V_{col}	65V
h_{nit}	450nm	Z_{eau}	$1.5 \times 10^6\,\mathrm{Pa\,s\,m}^{-1}$
h_{alu}	450nm	Pr_{atm}	101 325 Pa
n	17460		

TABLE 2.1 – Données architecturales et de mesures nécessaires au calcul du modèle.

Paramètres	valeurs
S_{var}	$9.11 \times 10^{-6}\,\mathrm{m}^2$
C_{nit}	$118 \times 10^{-12}\,\mathrm{F}$
C_p	0
d_n	460nm
k	$1.66 \times 10^7\,\mathrm{N\,m}^{-1}$
m	$24 \times 10^{-9}\,\mathrm{kg}$
R_r	$13.6\,\mathrm{N\,m}^{-1}\,\mathrm{s}^{-1}$
Pr_{atm}	101 325 Pa

TABLE 2.2 – Valeurs numériques des paramètres du modèle non-linéarisé obtenues à partir de la méthode architecturale

Les figures présentées en 2.8 montrent les comportements des paramètres statiques ϕ, C_{DC} et k_{soft} en fonction de la tension de polarisation V_{DC}. On remarque que le coefficient de transformation électroacoustique ϕ est linéaire dans les petites valeurs de

tension et que C_{DC} croît plus fortement à l'approche de la tension de collapse V_{col} [57]. À V_{col} (ici, 65V), le terme de softening s'annule, exprimant l'équilibre instable de la position de collapse.

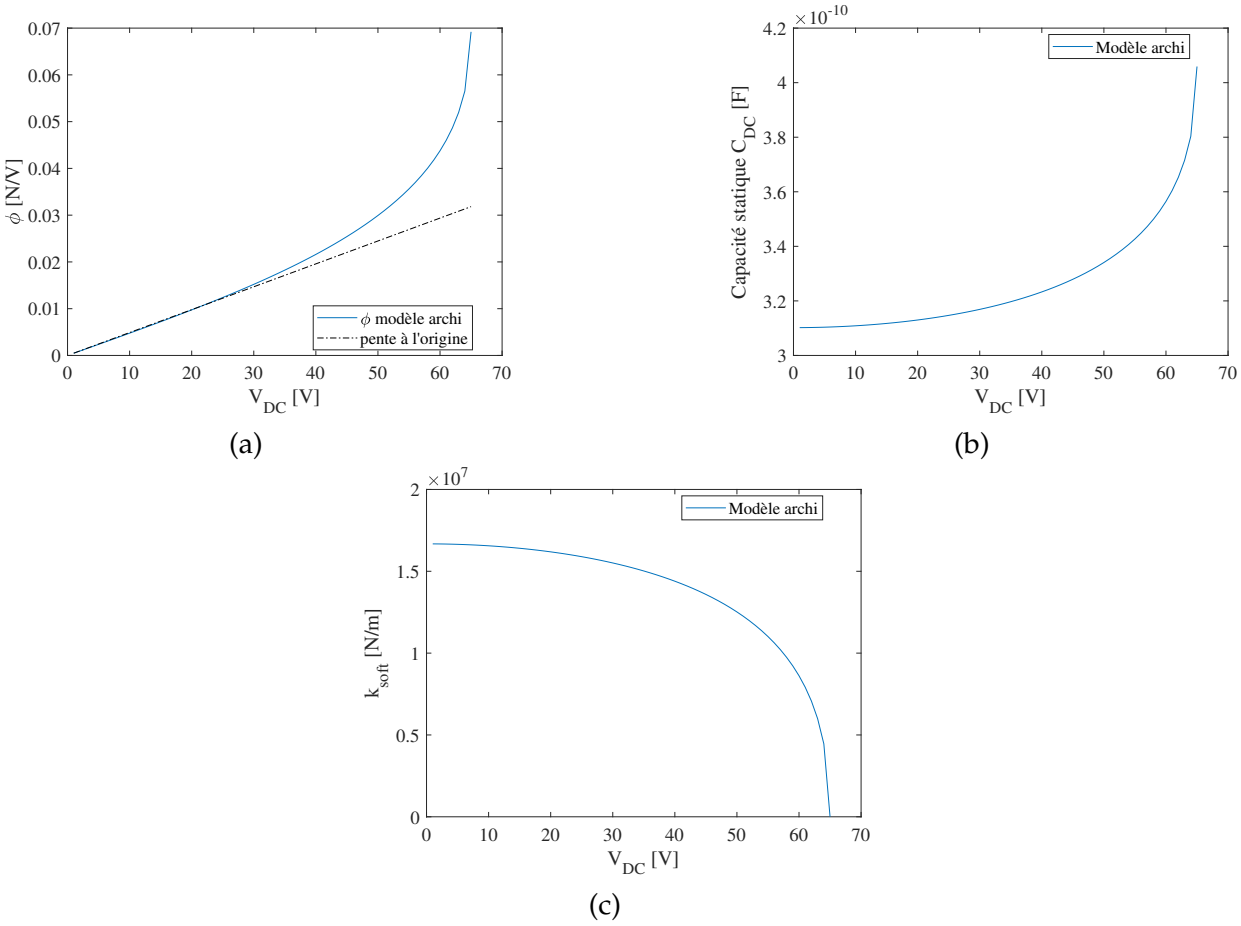


FIGURE 2.8 – a) ϕ, b) C_{DC} et c) k_{soft} en fonction de la tension de polarisation V_{DC} [an].

Conclusion sur la méthode de modélisation architecturale

Cette méthode permet de créer le modèle piston d'un dispositif immergé en utilisant ses paramètres architecturaux et sa tension de collapse. Elle offre des avantages non négligeables pour la compréhension des dispositifs CMUT : elle montre l'impact des paramètres architecturaux sur les composantes du modèle et donne les ordres de grandeur des valeurs des composants du modèle en fonction de la tension de polarisation. Enfin, cette méthode permet aussi d'estimer la variation des composants sensibles à la polarisation tels que l'effet de softening, la valeur de la capacité C_{DC} et le coefficient de transformation électroacoustique ϕ.

La méthode suivante, basée sur la mesure d'impédance d'un dispositif immergé permet cependant d'accéder à un modèle plus proche du dispositif réel. Néanmoins, nous verrons que cette méthode reste incomplète. Ainsi, la dernière partie de ce chapitre fera varier certains composants du modèle architectural développé ici pour tendre vers le modèle établi par des mesures d'impédance et le compléter.

2.4 Modélisation piston d'un dispositif multi-CMUT à partir d'une mesure d'impédance

À partir de mesures d'impédance d'un dispositif multi-CMUT, nous souhaitons extraire les paramètres du modèle piston linéarisé. Cette section commencera par décrire la méthode que nous utilisons en s'appuyant sur les courbes d'impédance d'un modèle piston théorique. Ensuite, pour une valeur de polarisation donnée, les composants seront successivement extraits de la mesure d'impédance, aboutissant ainsi à un modèle linéarisé autour du point de fonctionnement donné par la tension de polarisation. Enfin, cette méthode sera reproduite pour différentes tensions de polarisation en vu d'aboutir à un modèle complet, non linéarisé.

2.4.1 Explication de la méthode

Pour comprendre la méthode qui permet d'extraire les paramètres du modèle piston linéarisé à partir d'une mesure d'impédance, il est plus simple de recourir au circuit sans transformateur présenté sur la figure 2.9. La branche mécanique y est exprimée telle qu'elle est perçue par l'analyseur d'impédance : en fonction du coefficient ϕ et en émission. Les paramètres de la branche mécanique sont décrits ci-dessous :

— $R_\phi = R_r/\phi^2$, la partie réelle de la branche mécanique du modèle sans transformateur.
— $Cm_\phi = \frac{\phi^2}{k_{soft}}$, la capacité exprimant la raideur mécanique du modèle sans transformateur.
— $m_\phi = \frac{m}{\phi^2}$, la masse des membranes du modèle sans transformateur

Par ailleurs, une résistance R_{acces} a été ajoutée au modèle. C'est une résistance provenant du dispositif CMUT et qui est principalement due au contact électrique de l'électrode inférieure. Plus la surface du contact est grande, plus sa valeur est faible. On note Z l'impédance électrique totale du modèle piston et Z_{mec} l'impédance de sa branche mécanique.

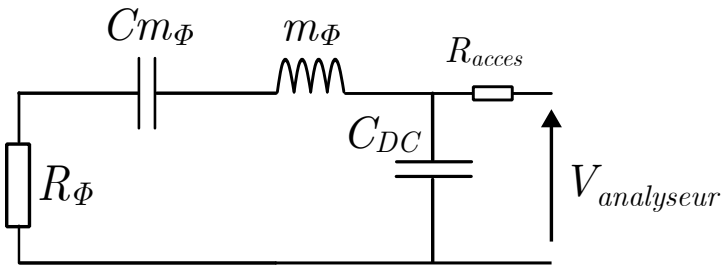


FIGURE 2.9 – Modèle électrique du dispositif CMUT polarisé en intégrant la résistance d'accès.

La figure 2.10a montre la partie réelle théorique de l'impédance Z d'un piston pour différentes valeurs du facteur de qualité Q de la branche mécanique[1]. En basse fré-

1. La résistance de rayonnement du piston causée par l'eau est telle que le facteur de qualité de la branche mécanique est assez faible en comparaison avec sa valeur dans l'air. C'est donc un résonateur très amorti.

quence la partie réelle tend vers la valeur $\Re\{Z\}_{\omega\to 0}$ montrée par les points a, b et c correspondant à chaque facteur de qualité de la branche mécanique et définie telle que :

$$\Re\{Z\}_{\omega\to 0} = \frac{R_\phi}{\left(\frac{C_{DC}}{Cm_\phi}+1\right)^2} \tag{2.17}$$

On accède à la résistance d'accès d'un dispositif en regardant la valeur vers laquelle tend la partie réelle de l'impédance Z en haute fréquence où les membranes du dispositif sont bloquées. En effet, en basse fréquence, la partie réelle dépend des pertes diélectriques, des pertes mécaniques et des pertes liées au rayonnement ultrasonore. Comme toutes ces pertes deviennent minimes dans les hautes fréquence, la partie réelle de Z va tendre vers la résistance restante R_{acces}(cf. figure 2.10a).

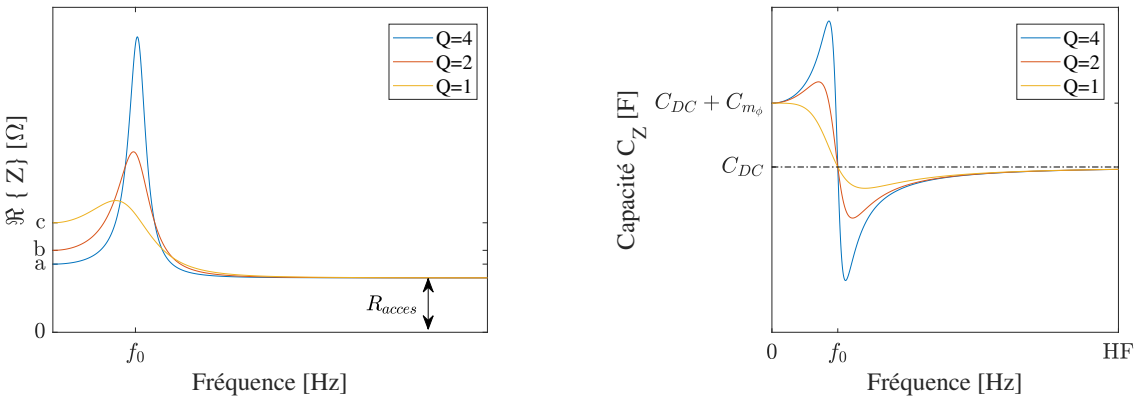


FIGURE 2.10 – Partie réelle (a) et capacité Cz (b) du modèle piston linéarisé pour différents facteurs de qualité de la branche mécanique. Les valeurs des composants du modèle sont : $Cm_\phi = 34pF$, $m_\phi = 33\mu H$, $R_\phi = 1/Q\sqrt{m_\phi/Cm_\phi}$, $R_{acces} = 5\Omega$ et $C_{DC} = 440pF$ [an].

Ensuite, les capacités Cm_ϕ et C_{DC} sont déterminées à partir de la capacité équivalente du modèle piston C_Z (2.18). La figure 2.10b présente les courbes de C_Z pour différents facteurs de qualité de la branche mécanique. On y remarque 3 points de fonctionnement, la fréquence de résonance centrale f_r (où les impédances de Cm_{phi} et m_ϕ se compensent et donc où C_Z passe par la valeur C_{DC}), la très basse fréquence et la haute fréquence labellisée HF sur le graphique. Lorsque la fréquence est très basse, l'impédance due à m_{phi} est presque nulle et la grandeur C_Z se décompose en deux capacités parallèles C_{DC} et Cm_ϕ. Plus la fréquence augmente, plus l'impédance de l'inductance prend de l'ampleur jusqu'à résonner avec la raideur à f_r et même jusqu'à bloquer entièrement la branche mécanique dans les hautes fréquences où C_Z tend vers C_{DC}.

$$C_Z = \frac{imag(Y)}{\omega} \tag{2.18}$$

Où :

$$Y = \frac{1}{R - R_{acces} + iX} \tag{2.19}$$

Ainsi, les capacités C_{DC} et Cm_ϕ se mesurent telles que :

$$C_{DC} \approx lim_{f\to\infty} C_Z \tag{2.20}$$

$$Cm_\phi \approx lim_{f\to 0} C_Z - C_{DC} \tag{2.21}$$

Enfin, en connaissant la capacité C_{DC} et la résistance parasite R_{acces}, il est possible de n'afficher que la branche mécanique en faisant l'opération donnée par l'équation (2.22) :

$$Z_{mec} = \frac{1}{Y - iC_{DC}\omega} \tag{2.22}$$

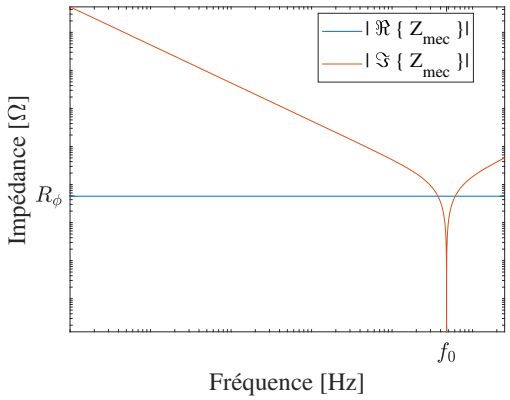


FIGURE 2.11 – Parties réelle et imaginaire de l'impédance de la branche mécanique du modèle piston pour un facteur de qualité donné. Les valeurs des composants du modèle sont : $Cm_\phi = 34pF$, $m_\phi = 33\mu H$, $R_\phi = 1/Q\sqrt{m_\phi/Cm_\phi}$, $R_{acces} = 5\Omega$ et $C_{DC} = 440pF$ [an].

Avec cette dernière opération, la figure 2.11 montre les valeurs absolues des parties imaginaire et réelle théorique de l'impédance mécanique du modèle piston équivalent en échelle logarithmique. C'est le modèle d'un résonateur amorti par une résistance R_ϕ qui correspond à la partie réelle du résonateur. La valeur absolue de la partie imaginaire décroit en fréquence de 1 décade par décade à cause de la capacité, résonne avec la masse à la fréquence f_r et croît ensuite suivant une inductance. Ce formalisme permet aussi de mesurer précisément la fréquence de résonance f_r et ainsi d'accéder à la valeur m_ϕ (2.23) :

$$m_\phi = \frac{1}{Cm_\phi(2\pi f_r)^2} \tag{2.23}$$

À la fin de cette procédure, les composants du modèle en émission sans transformateur (figure 2.9) sont tous définis. Néanmoins il reste toujours à déterminer le paramètre ϕ nécessaire au modèle en réception, qui nécessite une mesure supplémentaire.

Avec les paramètres définis, la fonction de transfert du modèle piston en réception (figure 2.12), est déterminé par l'équation (2.24) où le terme $\frac{\phi}{S_{ut}}$ est le seul terme inconnu.

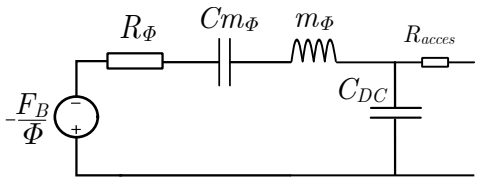


FIGURE 2.12 – Circuit électrique du modèle piston linéarisé en réception.

$$\begin{aligned} \frac{F_B}{\phi} &= \frac{VZ_{C_{DC}}}{Z_{mec}+Z_{C_{DC}}} \\ \frac{2PrS_{ut}}{\phi} &= \frac{VZ_{C_{DC}}}{Z_{mec}+Z_{C_{DC}}} \\ \frac{\phi}{S_{ut}} &= \frac{2Pr}{V}\frac{Z_{mec}+Z_{C_{DC}}}{Z_{C_{DC}}} \end{aligned} \tag{2.24}$$

Avec S_{ut} la surface utile du dispositif et $F_B = 2PrS_{ut}$ la force bloquée décrite par Foldy [54] et expliquée dans la section 1.2.3.5.

Dans notre cas, nous avons fait l'hypothèse selon laquelle le coefficient ϕ est réel et constant sur notre bande de fréquence. Cette hypothèse a pu être vérifiée avec les outils développés par *Tony Merrien* dans notre laboratoire [99]. Ainsi, la valeur du coefficient électroacoustique par unité de surface $\frac{\phi}{S_{ut}}$ est déterminée par ajustements successifs jusqu'à ce que les résultats de simulation LT-spice du modèle correspondent avec les résultats expérimentaux obtenus dans la section "validation du modèle" 2.5.

Cependant ici, le choix de la valeur de la surface utile S_{ut} est arbitraire et impacte la valeur du coefficient de transformation électroacoustique. Par exemple, pour comparer le coefficient ϕ d'un transducteur CMUT avec celui d'un dispositif piézoélectrique de même surface totale, il est plus intéressant de prendre la surface totale du dispositif. Ici, pour être cohérent avec la méthode architecturale, la valeur de surface est donnée par la section 2.3 telle que $S_{ut} = S_{var}$ où S_{var} est la surface utile calculée à partir de l'architecture de notre dispositif.

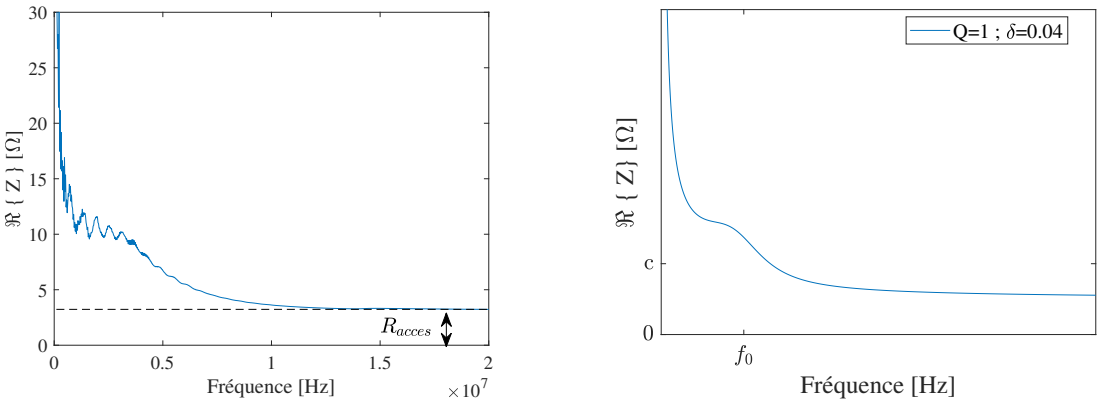
2.4.2 Extraction des paramètres du modèle piston

À partir d'une mesure d'impédance à la tension de polarisation $V_{DC} = 55V$, l'impédance $Z = R + iX$ est obtenue et va permettre d'extraire les données du modèle linéarisé de la figure 2.9.

La forme de la partie réelle de l'impédance du dispositif complet (figure 2.13a) montre un facteur de qualité de la branche mécanique très faible (cf. figure théorique 2.10a) comme attendu pour un transducteur CMUT immergé. Les ondulations visibles en basse fréquence sont dues à la stationnarité des ondes rayonnées par le dispositif dans le gel acoustique et ne sont pas dérangeantes pour la mesure. En haute fréquence, on remarque que la partie réelle du dispositif tend bien vers une valeur constante qui définit la résistance d'accès de notre dispositif. Cependant, dans les basses fréquences, la forme de la courbe diffère de celle attendue théoriquement (figure 2.10a). Cette différence s'explique par les pertes diélectrique du dispositif qui ont un fort impact dans

les basses fréquences. Pour illustrer ce phénomène, la figure 2.13b reprend le modèle théorique mais en ajoutant des pertes diélectriques R_{diel} (2.25) en parallèle de la capacité C_{DC}. On remarque que les courbes théoriques et expérimentales ont toutes deux la même allure.

$$R_{diel} = \frac{1}{tan(\delta)\omega} \tag{2.25}$$



(a) (b)

FIGURE 2.13 – Partie réelle de l'impédance du dispositif CMUT avec a) mesure [exp] et b) théorique avec ajout des pertes diélectriques $R_{diel} = 1/(tan\delta\omega)$ en parallèle de la capacité C_{DC} ($\delta = 0.04$) [an].

Ensuite, la capacité parallèle équivalente C_Z a été extraite à l'aide de l'équation (2.18) (figure 2.14). Néanmoins le résultat de la mesure (en rouge) montre des valeurs en haute fréquence qui semblent plus élevées que les valeurs en basse fréquence, ce qui est impossible dans le modèle que nous utilisons (cf. figure théorique 2.10b). Nous avons donc choisi d'étudier précisément l'impact de l'inductance parasite L_{PCB} du PCB sur lequel est déposé le CMUT. Bien que sa valeur soit sans doute très faible, elle s'ajoute en série avec R_{acces} et peut avoir un impact important sur l'impédance du dispositif en haute fréquence. Ainsi, la courbe bleue de la figure 2.14 montre C_Z extrait avec les équations (2.26) et (2.27) où l'impédance de L_{PCB}, mesurée sur un PCB vierge, est soustraite de l'impédance.

Le résultat semble donc toujours être en adéquation avec un modèle piston fortement amorti (cf. figure 2.10b de la description de la méthode). Cependant, autour de $f = 15MHz$, une discontinuité parasite apparaît qui empêche de déterminer la capacité haute fréquence et donc on ne peut qu'estimer une valeur $C_{DC_{estime}}$ marquée sur le graphique. Ce phénomène n'est pas récurrent sur tous les dispositifs CMUTs et pourrait s'expliquer par les espacements entre les éléments et entre les cellules du dispositif.

$$C_Z = \frac{imag(Y)}{\omega} \tag{2.26}$$

Où :

$$Y = \frac{1}{R - R_{acces} + i(X - L_{PCB}\omega)} \tag{2.27}$$

Méthode de détermination de la capacité C_{DC}

Comme le montre la figure 2.14, la valeur de C_{m_ϕ} est d'un ordre de grandeur 10 fois

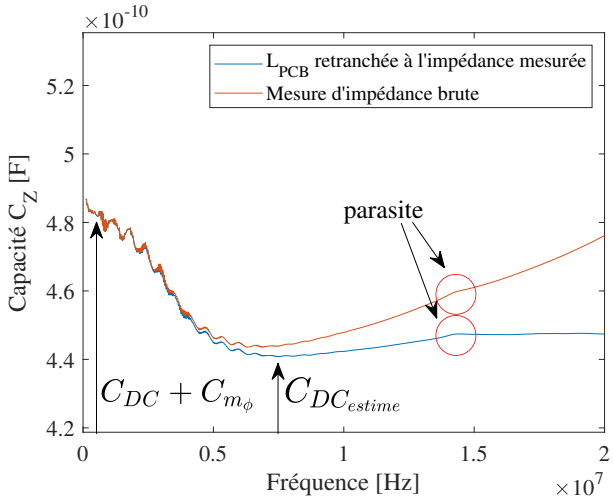


FIGURE 2.14 – Capacité de la grille de CMUT déduite de la mesure avec et sans le retranchement de L_{PCB} à la mesure.

plus petit que celle de la capacité $C_{DC_{estime}}$. Cela signifie qu'une erreur de $\pm 10\%$ dans la valeur de C_{DC} retirée au modèle avec l'équation (2.22) revient à laisser une capacité parasite du même ordre de grandeur que C_{m_ϕ} en parallèle de l'impédance mécanique que l'on souhaite obtenir. Par conséquent, cette valeur $C_{DC_{estime}}$ doit être finement ajustée pour déduire l'impédance de la branche mécanique.

La méthode choisie permet de déterminer précisément la capacité C_{DC} dans le cas où la mesure est perturbée dans les hautes fréquences. Elle est basée sur le comportement d'un résonateur masse ressort à la fréquence de résonance mécanique f_r :

À la fréquence de résonance mécanique d'un résonateur série, la partie imaginaire de l'admittance mécanique passe par 0Ω *tandis que sa partie réelle atteint sa valeur maximale.* La

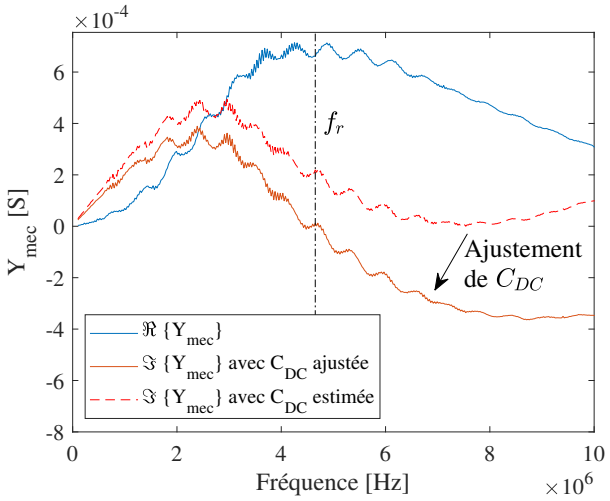


FIGURE 2.15 – Parties réelle et imaginaire de l'admittance mécanique Y_{mec} du dispositif CMUT obtenues de la mesure après la soustraction de différentes valeurs de capacité C_{DC} à l'admittance Y du dispositif (équation (2.22)).

figure 2.15 montre les parties réelle et imaginaire de l'admittance mécanique extraites avec l'équation (2.22) où la partie imaginaire est présentée pour deux valeurs différentes de C_{DC}. La ligne en pointillé est obtenue avec l'extraction de la capacité estimée $C_{DC_{estime}} = 440 \times 10^{-12}$ F et la ligne en clair est obtenue avec la valeur ajustée de la ca-

pacité C_{DC} =447.87 × 10^{-12} F. Cette dernière valeur a été obtenue en faisant varier la valeur de capacité C_{DC} extraite avec l'équation (2.22) jusqu'à obtenir une courbe de partie imaginaire mécanique qui passe par 0Ω à la fréquence où la partie réelle atteint sa valeur maximale. Cette fréquence est donc la fréquence de résonance de la branche mécanique que l'on note f_r.

Grâce à ce procédé, l'impédance de la branche mécanique obtenue (figure 2.16) est conforme à celle attendue théoriquement (cf. figure 2.11 de la description de la méthode). Le facteur d'amortissement R_ϕ est stable de 1MHz à 10MHz avec une valeur moyenne proche de 1,5kΩ. La décroissance de cette partie réelle jusqu'à 1MHz s'explique par les pertes diélectriques de la capacité C_{DC} qui n'ont pas été retranchées à l'impédance (Cf, annexe B). Néanmoins, pour la suite de cette thèse, nous avons choisi de modéliser notre dispositif sans les pertes diélectriques. Ce choix, bien qu'il limite la plage de fréquence de validité de notre modèle, le rend plus simple, ce qui permettra de confronter plus aisément nos résultats expérimentaux avec la théorie.

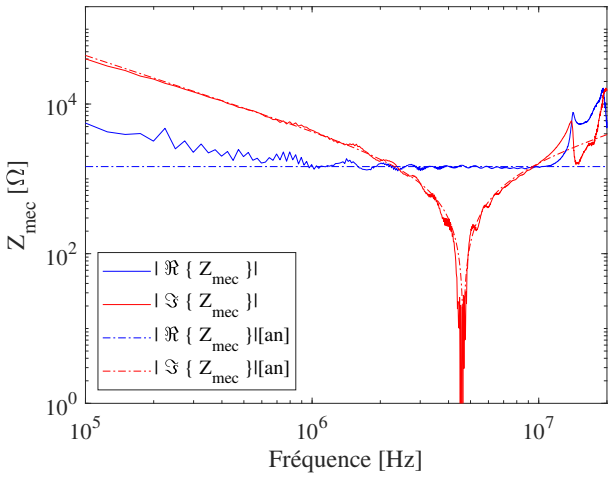


FIGURE 2.16 – Impédance mécanique de la grille de CMUT obtenue après extraction de C_{DC} à l'impédance mesurée (équations (2.18) et (2.22))

Enfin, comme Cm_ϕ a été estimée avec l'équation (2.21) et f_r avec l'admittance mécanique, la masse relative au coefficient de transformation électroacoustique m_ϕ peut être obtenue avec l'équation (2.23) donnée dans l'explication de la méthode.

Toutefois, la figure 2.17 qui présente la partie réelle totale du dispositif montre qu'un ajustement de la rigidité estimée permet un meilleur ajustement de la valeur théorique avec la valeur réelle en basses fréquences.

En dernier lieu, à la tension de polarisation choisie, la section 2.5 a permis de déterminer le dernier terme inconnu $\frac{\phi}{S_{ut}}$ du modèle en réception grâce à une source de pression acoustique calibrée et la méthode décrite au début de cette section (2.4.1). En choisissant une valeur de surface S_{ut}, il est possible de retrouver les termes m, k_{soft} et R_r tels que :

$$m = m_\phi \phi_{55V}^2 \qquad R_r = R_\phi \phi_{55V}^2 \qquad k_{soft} = \phi_{55V} / C_\phi \tag{2.28}$$

Ainsi, pour une tension de polarisation $V_{DC} = 55V$, les paramètres du modèle sont répertoriés dans le tableau 2.3.

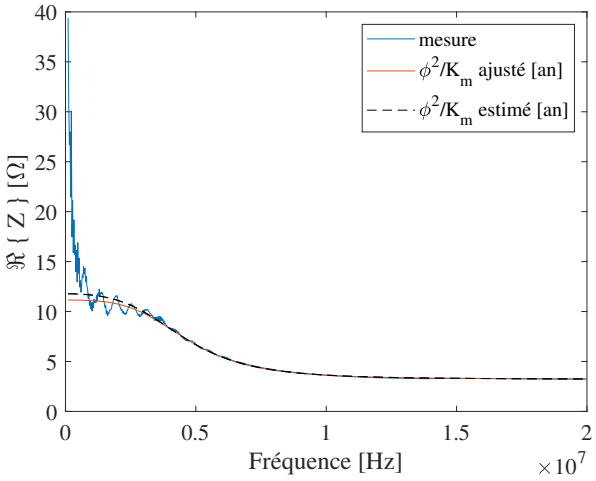


FIGURE 2.17 – a) Partie réelle de l'impédance du dispositif CMUT.

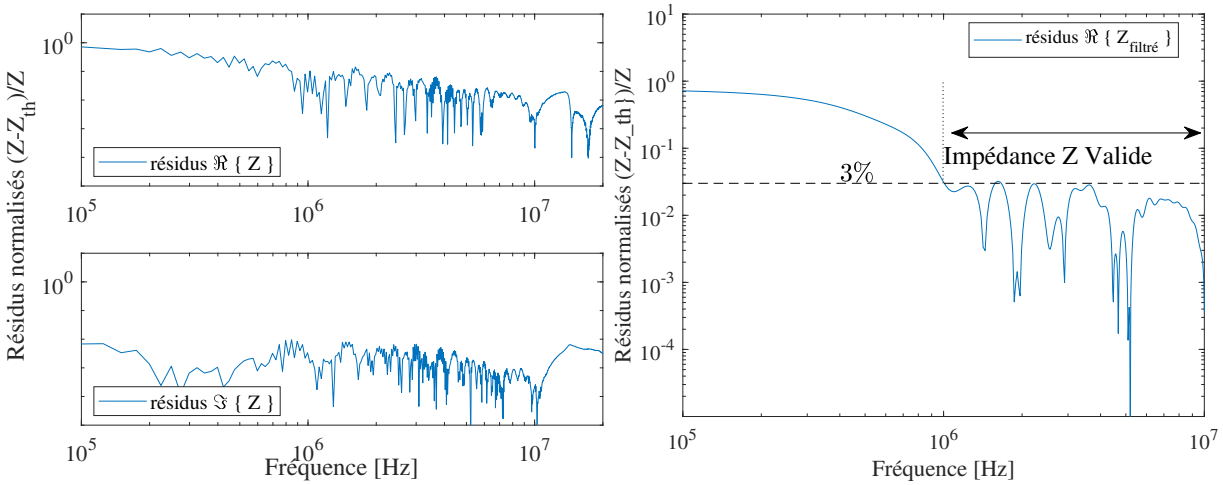
Composants	Valeurs
C_{DC}	445×10^{-12} F
R_{acces}	3.22 Ω
m	0.053 mg
R_r	2.34 N m^{-1} s^{-1}
k_{soft}	4.5×10^7 N m^{-1}
ϕ_{55V}/S_{ut}	$4.416\,15 \times 10^3$ N/V/m^2
S_{ut}	9.1×10^{-6} m^2

TABLE 2.3 – Valeurs numériques des paramètres du modèle linéarisé obtenues à partir de la mesure d'impédance pour une tension $V_{DC} = 55V$ et une surface utile choisie à partie de la méthode architecturale.

Bande de fréquence de validité du modèle

La bande de fréquence pour laquelle le modèle est valide se détermine à travers le calcul des résidus. Dans notre cas, les résidus représentent les erreurs de l'impédance du modèle par rapport à l'impédance mesurée. La figure 2.18a présente les résidus normalisés des parties réelle et imaginaire de l'impédance Z. La bande de validité du modèle semble être limitée davantage par les résidus de la partie réelle que par les résidus de la partie imaginaire de Z. Cependant, la mesure de cette partie réelle étant parasitée par des ondulations dues aux ondes acoustiques stationnaires dans le gel acoustique, il convient de calculer les résidus à partir de la mesure de l'impédance lissée par un filtre numérique. Ainsi, la figure 2.18b montre les résidus du modèle avec l'impédance $\Re\{Z\}$ lissée. Il apparaît ainsi que pour les fréquences supérieures à 1MHz, les résidus du modèle ne dépassent pas 3% d'erreur.

Cependant, dans les hautes fréquences, l'impédance de la capacité C_{DC} devient très faible et cache les contributions de la branche mécanique. Comme l'objectif d'un transfert d'énergie sur CMUT est de diminuer l'énergie constamment stockée dans les composants réactif du dispositif, il est possible d'imaginer que l'interface choisie compense l'énergie réactive stockée dans la capacité C_{DC}. L'impédance restante dans le transducteur serait alors l'impédance de sa branche mécanique. Ainsi, il est nécessaire de mesurer la bande de validité du modèle à partir de la branche mécanique du dispositif. La figure 2.19a montre que c'est encore la partie réelle qui limite la plage de validité de la branche mécanique du modèle. En effet, autour de la résonance, la partie imagi-

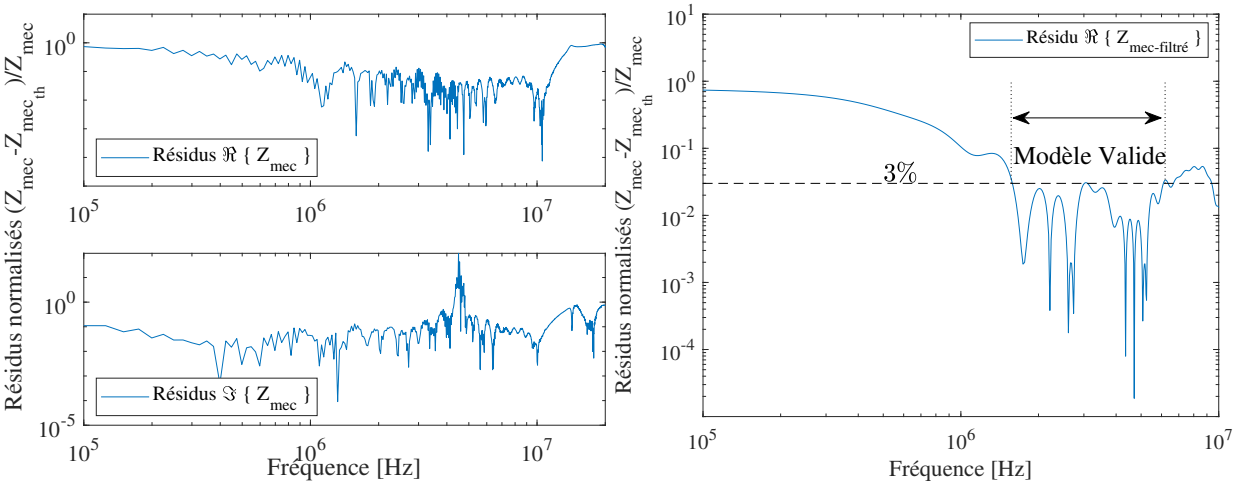


(a) (b)

FIGURE 2.18 – a) Résidus de la partie imaginaire et de la partie réelle de l'impédance Z du dispositif b) Résidus de la partie réelle de l'impédance Z lissée.

naire est proche de zéro et les résidus de la partie imaginaire normalisés par rapport à la mesure n'ont plus de sens. La figure 2.19b montre que si les résidus sont calculés à partir d'une mesure d'impédance de la branche mécanique lissée, ils ne dépassent pas 5% d'erreur entre 1 et 10MHz et sont même inférieurs à 3% entre 1,5 et 6MHz.

Ainsi, on pourra considérer par la suite que le modèle piston, déduit des donnés expérimentales par notre méthode, permet de modéliser les réponses du dispositif, aussi bien en émission qu'on réception sur la bande [1.5-6MHz].



(a) (b)

FIGURE 2.19 – a) Résidus des parties réelle et imaginaire de la branche mécanique. b) Résidus de la partie réelle de la branche mécanique lissée.

2.4.3 Schéma LT-spice du modèle linéarisé

Les grandeurs définies dans le tableau 2.3 sont reportées dans le modèle LT-spice présenté sur la figure 2.20. Comme ce modèle est basé sur une linéarisation autour des positions et tensions (x_{DC},V_{DC}), il sera mentionné dans la suite de cette thèse par la

mention "*modèle L*". Les détails de conception et de compréhension de ce circuit sont présentés dans l'annexe E.

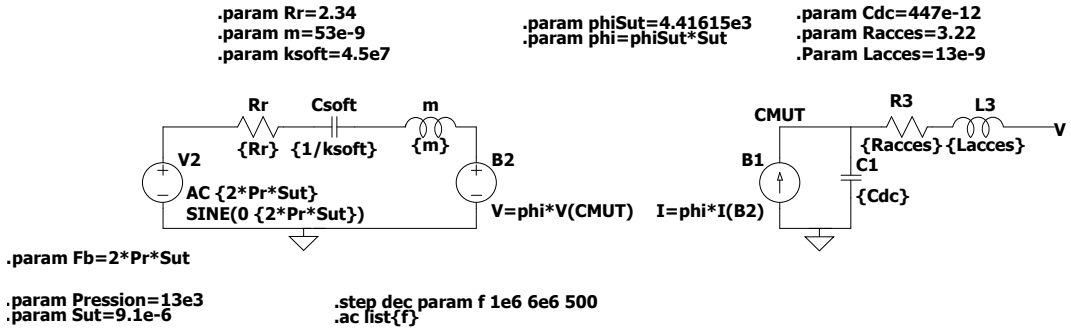


FIGURE 2.20 – Schéma de simulation LT-spice du modèle linéarisé. Les valeurs numériques ont été obtenues avec la mesure d'impédance du dispositif polarisé par une tension $V_{DC} = 55V$.

L'avantage d'un tel modèle est par exemple de pouvoir considérer le terme ϕ directement comme paramètre afin d'étudier son impact sur la puissance de sortie, où bien d'étudier le spectre fréquentiel du dispositif modélisé. Néanmoins, un tel modèle ne permet pas d'exprimer le dispositif complet qui évolue en fonction de la tension de polarisation. Pour ce dernier, il manque une donnée cruciale au modèle que la méthode de modélisation n'a pas permis de déterminer : la raideur k.

La suite de ce chapitre va valider ce modèle Spice au travers d'une étude expérimentale à la tension de polarisation $V_{DC} = 55V$. Puis, la modélisation par mesure d'impédance sera reproduite pour toutes les valeurs de tension de polarisation allant de $V_{DC} = 5V$ à $V_{DC} = 55V$. Ainsi, dans les petites valeurs de tension de polarisation le terme de softening devrait tendre vers la raideur k et donc permettre de concevoir un modèle LT-spice complet de notre dispositif.

2.5 Résultats expérimentaux et validation du modèle linéarisé

2.5.1 Caractérisation de l'émetteur ultrasonore

La vérification expérimentale des modèles de CMUT nécessite une pression incidente constante sur la surface du CMUT tout au long de la plage de fréquence. Pour contrôler la pression incidente quelle que soit la fréquence, nous avons deux options :

1. Cartographier le champ de pression incident pour chaque fréquence. Comme la pression rayonnée par l'émetteur est linéaire à sa tension d'excitation, les résultats permettront de connaître la tension d'excitation équivalente à la pression.
2. Modéliser l'émetteur comme un piston. Grâce aux méthodes de décomposition en gaussienne, la répartition spatiale du champ de pression rayonné par un piston est connue. Néanmoins, pour associer l'amplitude de pression en tous points du champ à l'émetteur, une mesure de sa tension d'excitation et de la pression en un point donné est nécessaire.

Cette dernière méthode est choisie car elle ne nécessite qu'une mesure de la pression rayonnée par l'émetteur sur un axe transversal au champ (selon x ou selon y, figure

2.21).

Précisions sur le calcul du champ de pression rayonné par un piston
La suite de cette section présentera des courbes analytiques de champ de pression rayonné par un piston. Ces courbes ont été développé par *Francois Vander Meulen*[2], à partir d'une décomposition du champ de pression en somme de gaussiennes. Les caractéristiques d'entrées nécessaires pour calculer le champs de pression sont le rayon r du piston, la fréquence des ultrasons f, la densité du milieu ρ, la vitesse des ultrasons dans le milieu c et l'atténuation des ondes dans le milieu. Le paramètre à ajuster pour adapter le modèle piston à l'émetteur est son rayon r.

Description du banc de mesure de pression

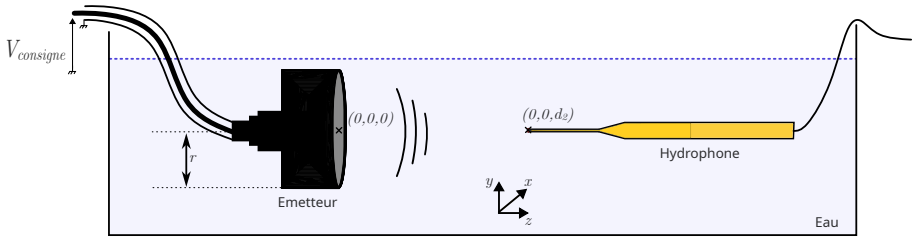


FIGURE 2.21 – Schéma du banc expérimental de mesure de la pression rayonnée à la surface du dispositif CMUT

Le transducteur piézoélectrique utilisé est un émetteur de type PZT de $1,27cm$ de rayon et de fréquence centrale $f_0 = 5MHz$. La figure 2.21 présente le banc expérimental. La mesure de la pression se fait avec l'hydrophone HGL085 de Onda qui a un diamètre de $85\mu m$. Pendant la validation expérimentale, afin d'éviter les effets parasites dus à la stationnarité des ondes ultrasonores entre l'émetteur piézoélectrique et le dispositif, ce dernier doit être placé à une distance $d > \lambda n$ où λ est la longueur d'onde et n le nombre de périodes envoyées. Pour des raisons de commodité et de fiabilité, on a choisi de placer le récepteur en champ lointain. La distance de Rayleigh est la distance à laquelle l'énergie des ultrasons se concentre. Il s'agit donc d'un bon emplacement pour faire nos mesures.

La figure 2.22 présente la distribution de la pression incidente le long de l'axe z, produite par un piston de même rayon $r_{estim} = 1.27cm$ que celui indiqué sur l'émetteur. Elle montre que la longueur de Rayleigh est de 54 cm, distance trop grande pour faire des mesures précises dans notre laboratoire. Cependant, à $d_1 = 18.6cm$, bien que sur une plus petite profondeur, l'énergie ultrasonore se concentre également. Cette distance est choisie pour déterminer par la mesure le rayon r du piston, équivalent au rayon réel de notre dispositif. La figure 2.23 montre qu'à la distance d_1, la pression ul-

2. maître de conférence à l'université de Tours.

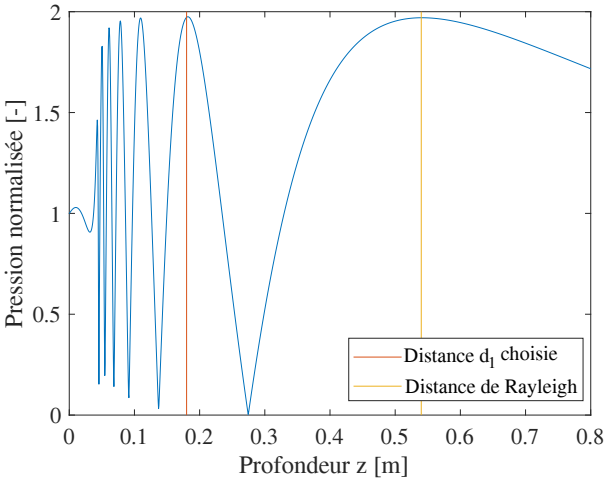


FIGURE 2.22 – Pression normalisée émise par un modèle de plaque de rayon $r_{estim} = 1.27cm$ reçue le long de l'axe z [an].

trasonore le long de l'axe x reçue par l'hydrophone est plus proche du rayonnement d'un piston de rayon $r = 1,16cm$. Par conséquent, le rayon du piston utilisé dans le modèle est ajusté à cette valeur et la nouvelle distance équivalente à d_1 pour cette nouvelle valeur de rayon est $d_2 = 15,3cm$. Le dessin montré sur la figure 2.21 permet de visualiser ces éléments.

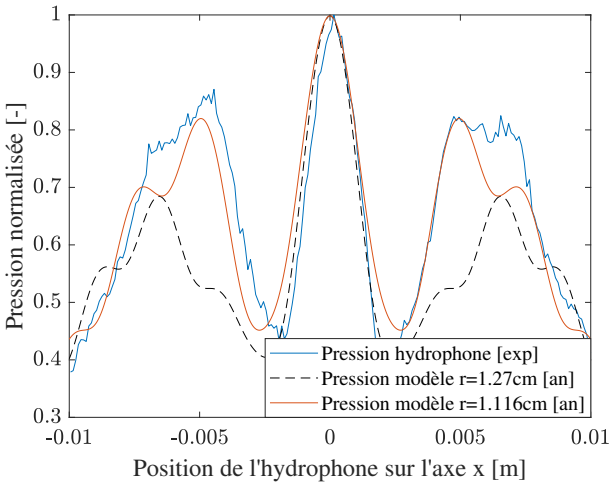


FIGURE 2.23 – Pression normalisée reçue le long de l'axe x à la distance $z = d_1$.

Avec l'émetteur piézoélectrique réduit à un modèle piston de rayon r, le champ de pression normalisé qu'il rayonne est connu. À partir d'une mesure de la pression acoustique par l'hydrophone placé à la position $(x = 0; y = 0; z = d_2)$ le modèle permet de calculer la pression incidente moyenne sur la surface globale du dispositif S_{CMUT} placé à cette même position. Ainsi, pour chaque fréquence, on obtient la courbe de la figure 2.24 qui représente la tension $V_{consigne}$ à appliquer à l'émetteur pour recevoir une amplitude de pression moyenne $Pr = 13kPa$ sur la surface S_{CMUT} le long de la bande passante. Cependant, l'hydrophone utilisé n'est calibré que pour les fréquences qui y sont affichées.

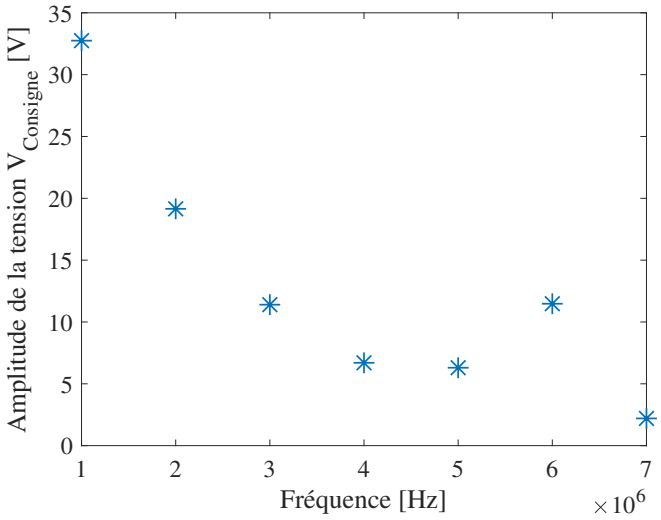


FIGURE 2.24 – Amplitude de tension consigne $V_{consigne}$ à appliquer à l'émetteur en fonction de la fréquence d'excitation pour recevoir une amplitude de pression constante sur la surface S_{CMUT} du dispositif.

2.5.1.1 Limites de la méthode

L'amplitude moyenne de la pression incidente reçue à la surface du dispositif est donc contrôlée à partir d'une mesure ponctuelle de la pression à la position $(x = 0; y = 0; z = d_2)$. Cependant, la figure 2.25 montre que plus la fréquence des ultrasons est élevée, plus la pression mesurée est sensible à la position de l'hydrophone le long de l'axe x. Par exemple, une erreur de $\pm 0,5mm$ dans la position x à 1MHz entraîne une erreur de $\pm 0,2\%$ sur la pression de l'hydrophone. Cependant, à 6MHz, elle entraîne une erreur de $\pm 10\%$ sur la pression de l'hydrophone. Par conséquent, lorsque l'on utilise le vecteur de tension présenté sur la Fig.2.24, il faut tenir compte de cette marge d'erreur.

2.5.2 Validation expérimentale du modèle

Cette section doit permettre de valider expérimentalement les paramètres R_r, m, k_{soft}, C_{DC} et ϕ du modèle. L'objectif étant de valider la stabilité de ces paramètres sur la bande de fréquence [1-6MHz] donnée par les résidus de la modélisation. Grâce à la consigne de tension d'excitation de l'émetteur donnée sur la figure 2.24, la pression incidente est supposée constante sur la bande de fréquence. Ainsi, l'émission d'une pression incidente constante sur le dispositif permettra de vérifier la fonction de transfert globale $\frac{V}{F_B}$ du schéma sans transformateur tracée dans la figure 2.26. Néanmoins, cette méthode ne permettra de valider que le comportement du modèle en circuit ouvert. Ensuite, une inductance L de valeur et de résistance série connue, sera connectée au dispositif et la fréquence de résonance mesurée permettra de statuer sur les parties imaginaire et réelle du modèle. Enfin, à la fréquence de résonance montrée par cette dernière mesure, l'ajout d'une résistance variable R_{load} permettra de mesurer la résistance optimale qui dissipe le maximum de puissance. Cette résistance est fonction de la résistance interne du modèle sans transformateur en réception et du facteur de qualité de la boucle de résonance formée par L, R_{acces} et C_{DC}. Elle permet donc de valider la partie réelle du dispositif à la fréquence de résonance.

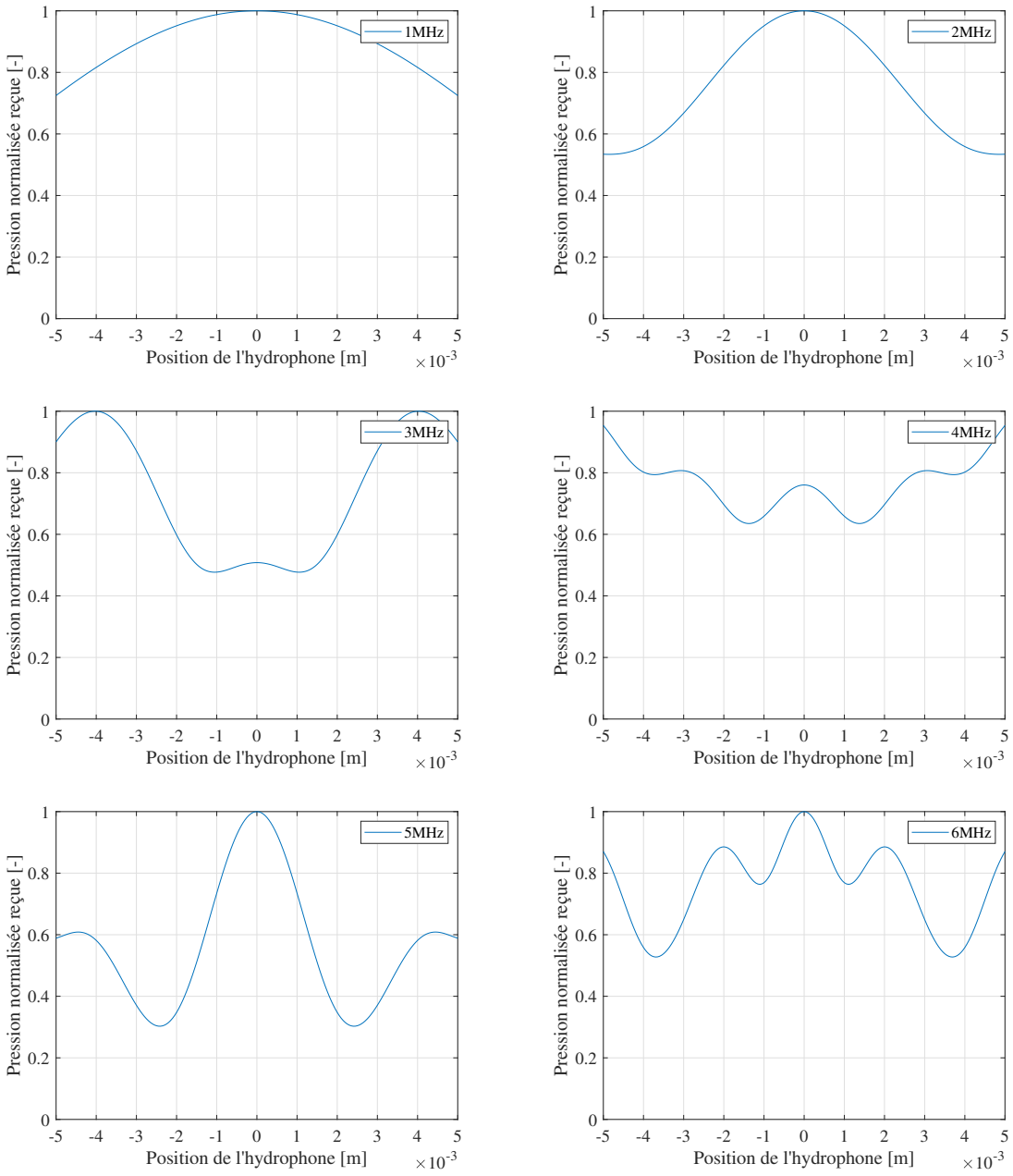


FIGURE 2.25 – Pression normalisée reçue le long de l'axe x pour un piston de rayon $r = 1.16cm$ à une distance $z = d_2$ de l'émetteur [an].

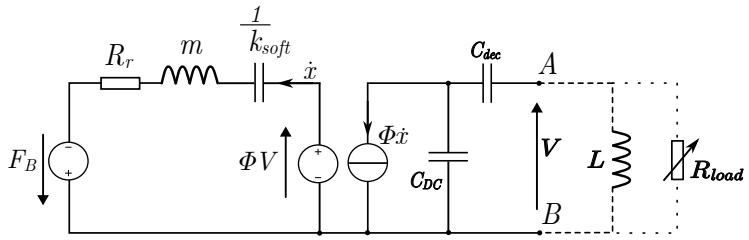


FIGURE 2.26 – Modèle de dispositif CMUT à valider

2.5.2.1 Validation du modèle le long de la bande passante pour une tension $V_{DC} = 55V$

En appliquant à l'émetteur les valeurs de tension données dans la figure 2.24 pour chaque fréquence, la pression ultrasonore à la surface du dispositif doit être constante telle que $Pr = 13kPa$. La force F_B qui agit sur les membranes du dispositif est la somme de la force incidente et de la force réfléchie dans le milieu [63](section 1.10). Comme la réflexion est totale, l'onde réfléchie est exactement la même que l'onde incidente et $F_B = 2F_{inc}$ avec $F_{inc} = PrS_{ut}$ la force incidente [62]. La surface S_{ut} est définie par les caractéristiques architecturales du dispositif (section 2.3).

La figure 2.27 montre la tension en circuit ouvert V pour un champ de pression $Pr = 13kPa$ et une tension de polarisation $V_{DC} = 55V$ aux fréquences allant de 1 à 6MHz. Les étoiles bleues montrent la tension mesurée pour le champ de pression incident obtenu avec la méthode décrite dans la section précédente 2.5.1. Les résultats de simulation des modèles obtenus avec la méthode de mesure d'impédance (jaune et rouge) sont ajustés verticalement en fixant le paramètre ϕ/S_{ut} qui était la dernière inconnue de la partie 2.4. La courbe en pointillé est le résultat du modèle architectural à la tension de polarisation V_{DC}.

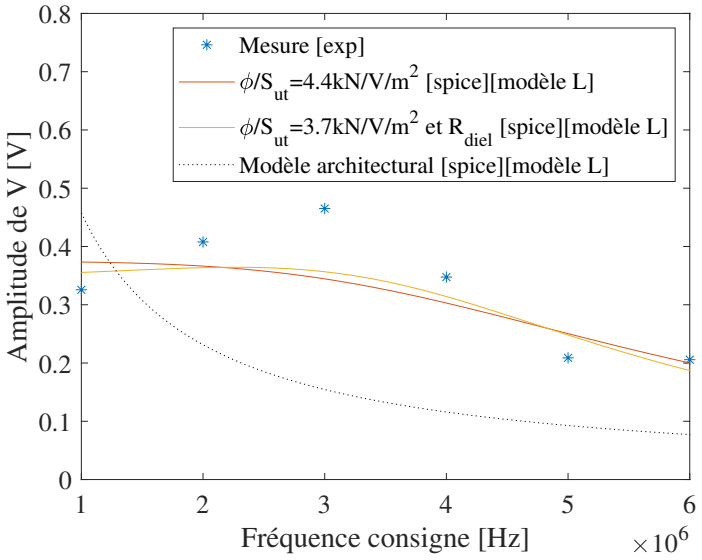


FIGURE 2.27 – Tension V mesurée et simulée par les modèles du chapitre 2 avec une pression incidente constante $Pr = 13kPa$. Le détail du circuit électrique prenant en compte les pertes diélectriques (courbe jaune) est donné en annexe B.

Tout d'abord, il semble que la méthode architecturale soit complètement hors de propos. Cependant, pour des explications plus approfondies, cette méthode sera utile

pour comprendre l'impact de chaque paramètre sur les composantes du modèle et leur comportement quand la polarisation varie. Néanmoins, le reste de cette section validera uniquement le modèle basé sur la mesure d'impédance.

L'allure du modèle obtenu par une mesure d'impédance montre un comportement qui s'approche de la mesure. Néanmoins, la tension V croît jusqu'à 3MHz puis décroît jusqu'à 6MHz, tandis que la courbe du modèle (en rouge) reste décroissante. La courbe jaune de simulation a été ajoutée car elle présente un modèle avec des pertes diélectriques[3] qui montrent aussi une légère croissance de la tension V de 1 à 3MHz puis une légère décroissance. Cependant, la variation des points mesurés est beaucoup plus élevée que la variation de la courbe de simulation qui inclue les pertes diélectriques.

Cette différence peut s'expliquer en considérant que les cellules de notre dispositif ne sont pas toutes semblables. Certaines zones peuvent présenter des différences à cause de détériorations prématurées ou bien du procédé de fabrication [100] [101]. L'étude des résidus de la méthode de modélisation (section 2.4) a validé l'impédance du dispositif mais pas le champ de pression qu'il rayonne en émission. Dans le cas où les cellules ne sont pas uniformes, la vitesse des membranes n'est pas uniforme non plus et le champ de pression rayonné n'est pas conforme à celui d'un piston. De même en réception, si la vitesse des membranes n'est pas uniforme sur tout le wafer, l'efficacité du dispositif va changer selon la fréquence. Pour illustrer ce propos, la figure 2.28 montre l'exemple d'un dispositif dont les membranes sont d'une vitesse plus élevée sur les bords qu'au milieu. À 3MHz comme à 5MHz, les deux CMUTs reçoivent une même pression moyenne sur toute leur surface. Cependant, à 3MHz, la pression est plus élevée sur les bords du dispositifs où son efficacité est optimale alors qu'à 5MHz la pression se concentre sur le milieu du dispositif où les cellules sont d'une efficacité moindre. Ainsi, bien qu'il reçoive une même pression moyenne, le dispositif ne fonctionne pas de la même manière en fonction de la fréquence, ce qui peut expliquer les différences entre simulation et mesure.

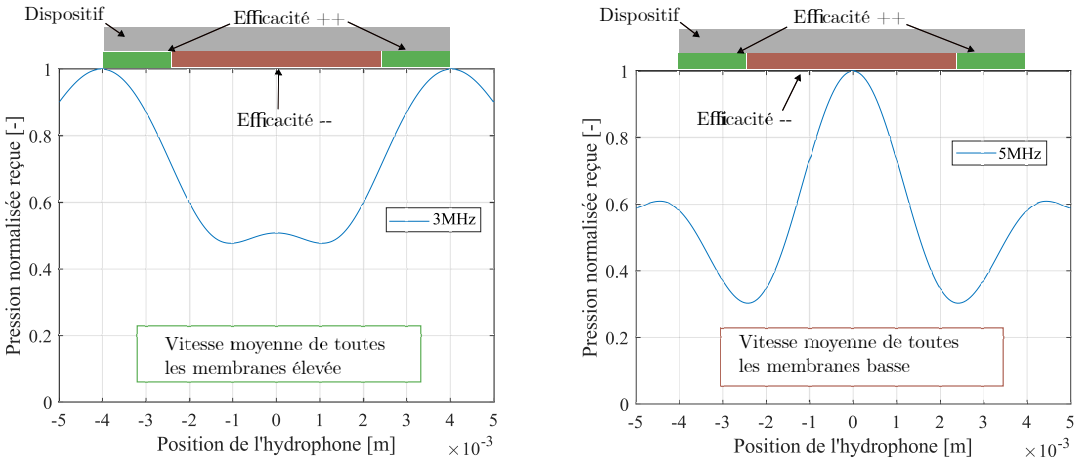


FIGURE 2.28 – Impact d'une mauvaise homogénéité des CMUTs d'un dispositif recevant un champ de pression d'amplitude moyenne constante à 3MHz (à gauche) et à 5MHz (à droite) [an].

Dans la suite de cette thèse, plutôt que de considérer un modèle différent pour chaque fréquence, nous retiendrons l'hypothèse selon laquelle le résultat expérimental de la figure 2.27 n'a pas été obtenu sous une pression ultrasonore constante.

3. Détails dans l'annexe B.

Même si la pression incidente envoyée à l'appareil n'est pas parfaitement constante, la partie imaginaire du dispositif peut être validée en connectant une inductance connue entre les points A et B présentés sur la figure 2.26. L'inductance utilisée pour ce test est choisie pour compenser la capacité C_{DC} à la fréquence de résonance mécanique $f_r = 4.65MHz$ établie précédemment à $V_{DC} = 55V$ telle que :

$$L = \frac{1}{(2\pi f_r)^2 C_{DC}} = 2,65\mu H \tag{2.29}$$

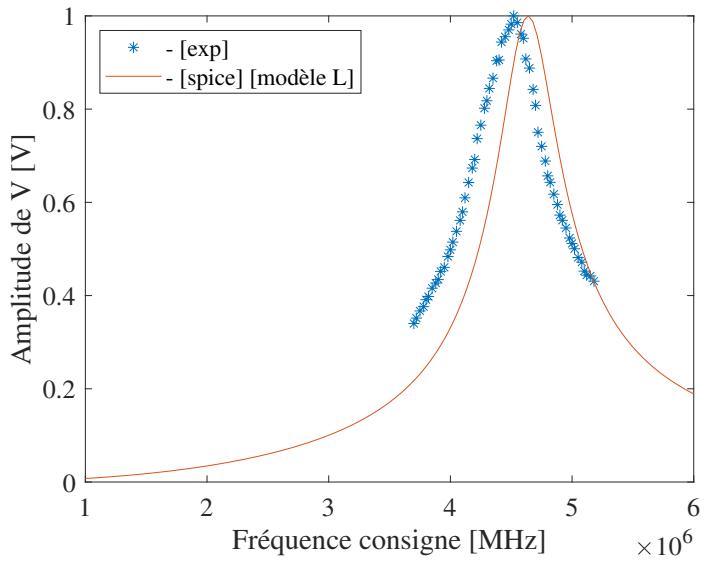
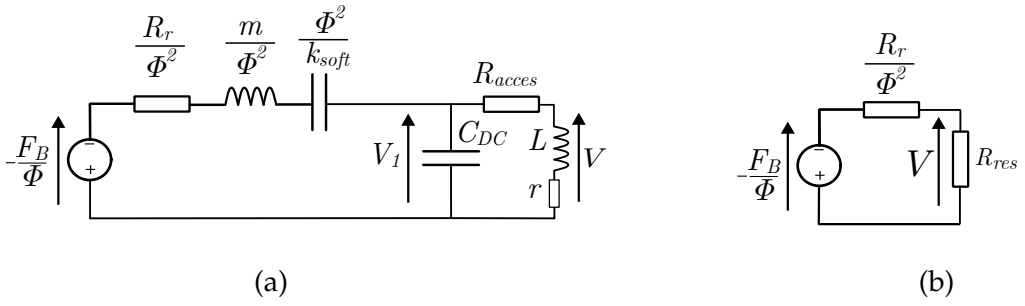


FIGURE 2.29 – Tension V mesurée et simulée avec une inductance L

Les résultats sont présentés sur la figure 2.29. La fréquences de résonance mesurée $f_{rexp} = 4.52MHz$ est très proche de la fréquence de résonance mécanique $f_r = 4.65MHz$ attendue et montrée par la simulation. Ce résultat valide la partie imaginaire du modèle qui est compensée par l'inductance à cette fréquence.



(a) (b)

FIGURE 2.30 – Schéma du dispositif CMUT connecté à une inductance à la fréquence f_r avec a) schéma complet et b) schéma simplifié.

Grâce à l'adaptation d'impédance du CMUT qui est modélisé comme une source de tension, on est en mesure de vérifier sa partie réelle : à la fréquence de résonance, la partie imaginaire de la branche mécanique est nulle et l'inductance compense la capacité C_{DC}. Le circuit total, présenté sur la figure 2.30a (sans transformateur), se simplifie comme sur le schéma de la figure 2.30b. En effet, l'impédance électrique Z_{res} formée par C_{DC}, R_{acces}, L et r est équivalente dans le domaine de Fourier à :

$$Z_{eq} = Z_{C_{DC}} // (Z_L + R_{acces} + r) = \frac{Z_{C_{DC}}(Z_L + R_{acces} + r)}{Z_{C_{DC}} + Z_L + R_{acces} + r} \tag{2.30}$$

Et comme L est choisie pour résonner avec C_{DC} à la fréquence de travail, il en résulte que $Z_{C_{DC}} + Z_L = 0$ et donc :

$$Z_{eq} = R_{res} + Z_{C_{DC}} \tag{2.31}$$

Où la première partie est purement réelle telle qu'on note :

$$R_{res} = \frac{L}{(R_{acces} + r)C_{DC}} \tag{2.32}$$

et l'impédance $Z_{C_{DC}}$ est purement imaginaire de réactance négligeable par rapport à R_{res}. Ainsi :

$$Z_{eq} \approx R_{res} \tag{2.33}$$

Enfin, comme $R_{acces} << Z_L$, on conclut que la tension V_1 de la figure 2.30a est telle que $V_1 \approx V$.

Ainsi, la puissance maximale dissipée dans la charge doit être obtenue pour une résistance de charge qui est fonction à la fois de la partie réelle du dispositif et de la partie réelle apportée par les pertes parasites de la boucle de résonance RLC :

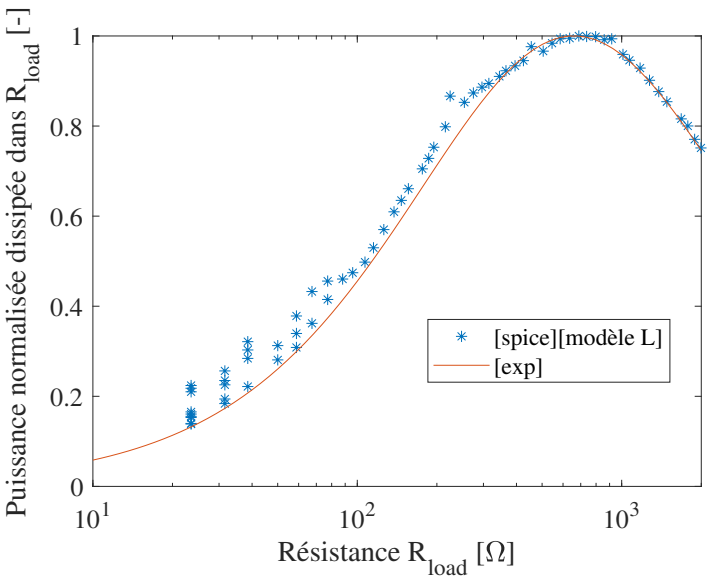


FIGURE 2.31 – Puissance dissipée dans la résistance variable à la fréquence de résonance $f_r = 4.32MHz$.

Pour obtenir la figure 2.31, la fréquence du signal ultrasonore est ajustée de -4.5% de sa valeur initiale $f_{rexp} = 4.54MHz$ afin que l'amplitude de la tension V mesurée soit maximale. Cette variation de la fréquence de résonance est causée par la la résistance variable qui, elle aussi présente une partie imaginaire parasite. Avec cette ajustement, on remarque que la résistance optimale, mesurée au maximum de puissance dissipée dans R_{load}, est la même et semble donc valider la partie réelle de la branche mécanique déterminée par la méthode de mesure d'impédance.

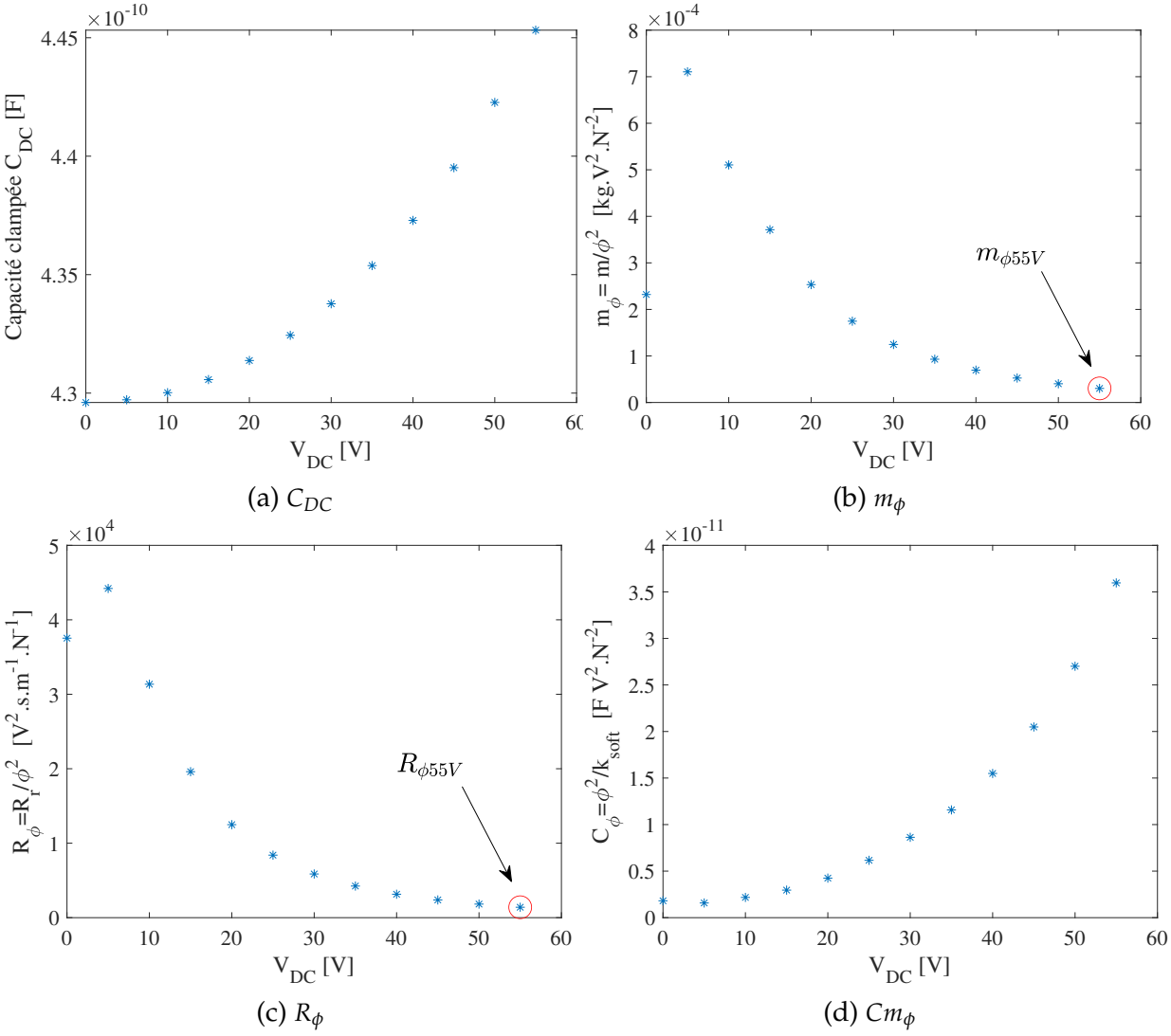
2.5.2.2 Conclusion sur la validation expérimentale du modèle

Les résultats expérimentaux semblent valider le modèle linéarisé obtenu, avec quelques différences en circuit ouvert, liées probablement à une mauvaise homogénéité des cellules de notre dispositif. Néanmoins, l'objectif de ce chapitre est de créer un modèle qui

soit cohérent avec un dispositif CMUT pour permettre de concevoir une architecture électronique de conversion d'énergie optimale. Dans cette optique, cette méthode est amplement suffisante. Afin d'obtenir un modèle complet qui s'adapte aux variations de la tension de polarisation,cette méthode sera reproduite dans la suite de ce chapitre pour différentes valeurs de V_{DC}.

Modélisation pour différentes tensions de polarisation

La méthode de modélisation est répétée pour des tensions de polarisation allant de 5V à 55V. Ainsi, dans les petites valeurs de tension, le terme de softening se rapprochant de la raideur, il doit être possible d'obtenir cette dernière inconnue. Les figures présentées en 2.32 montrent les termes C_{DC}, m_ϕ, R_ϕ et Cm_ϕ en fonction de la tension de polarisation V_{DC}.



(a) C_{DC} (b) m_ϕ

(c) R_ϕ (d) Cm_ϕ

FIGURE 2.32 – Variations des composants C_{DC}, m_ϕ, R_ϕ et Cm_ϕ du modèle piston linéarisé en fonction de la tension V_{DC}. Ces valeurs ont été obtenues par la méthode de mesure d'impédance (2.4) pour chaque valeur de V_{DC}.

A polarisation nulle, la méthode d'ajustement semble ne plus fonctionner pour la mesure de m_ϕ, R_ϕ et Cm_ϕ. Ce phénomène est cohérent car la branche mécanique doit être invisible à la mesure d'impédance quand la tension de polarisation est nulle.

Grâce à la valeur ϕ_{55V}/S_{ut} mesurée à $V_{DC} = 55V$ dans la section 2.5.2.1 et aux points

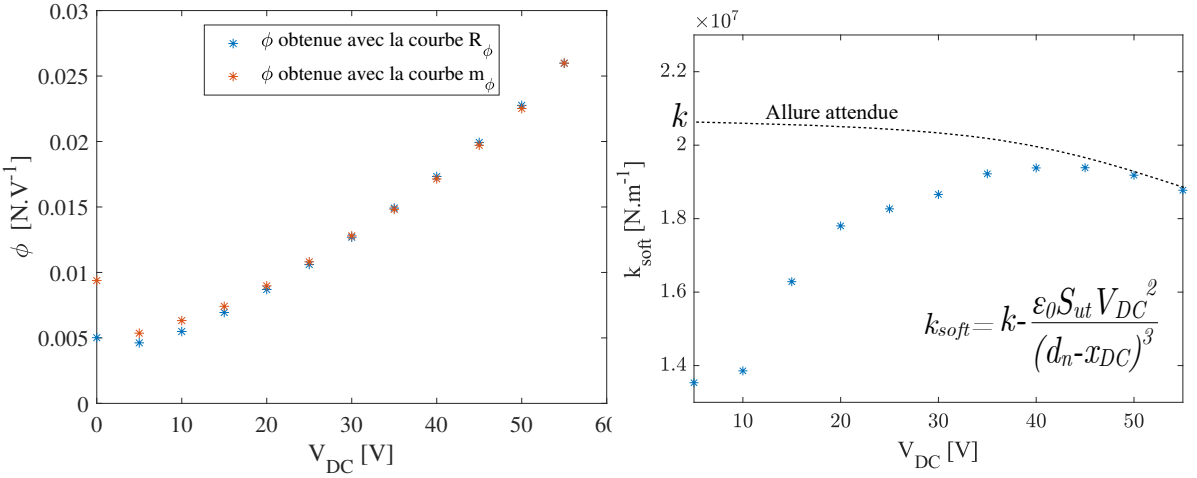
$m_{\phi 55V}$ et $R_{\phi 55V}$ obtenus à $V_{DC} = 55V$ sur les courbes 2.32b et 2.32c, il est possible de remonter aux valeurs de m et R_r qui sont indépendantes de la tension

$$m = m_{\phi 55V}{\phi_{55V}}^2 \qquad R_r = R_{\phi 55V}{\phi_{55V}}^2 \tag{2.34}$$

puis aux courbes de ϕ et donc de k_{soft} en fonction de V_{DC} (figure 2.33a et 2.33b) :

$$\phi = \sqrt{\frac{m}{m_\phi}} = \sqrt{\frac{R_r}{R_\phi}} \tag{2.35}$$

$$k_{soft} = \frac{\phi^2}{C m_\phi} \tag{2.36}$$



(a) ϕ (b) k_{soft}

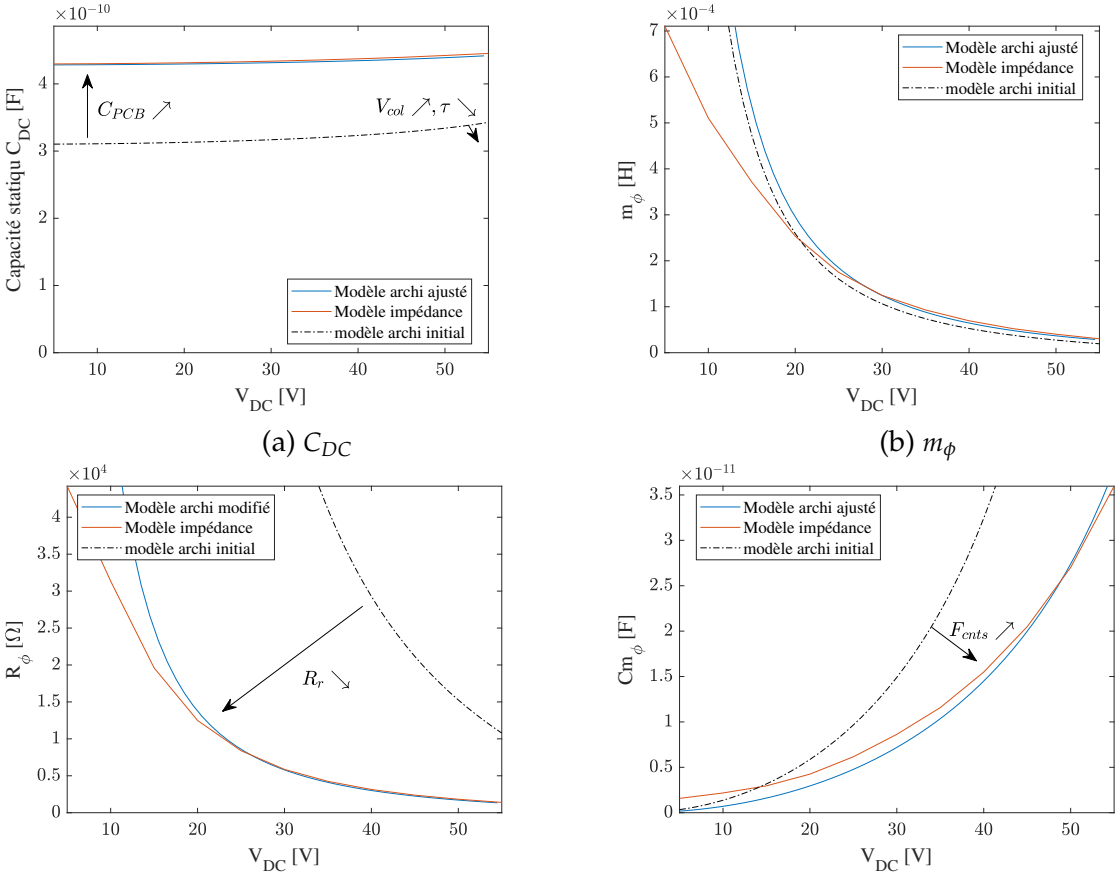
FIGURE 2.33 – Variations des composants ϕ et k_{soft} du modèle piston linéarisé en fonction de la tension V_{DC}

Bien que les comportement de Cm_ϕ et ϕ présentés sur les figures 2.32d et 2.33a soient cohérent avec la théorie, la courbe de k_{soft} (figure 2.33b) ne se comporte conformément à sa définition (équation 2.12, chapitre 1). En effet, quand la tension V_{DC} diminue, il est attendu que k_{soft} augmente vers k. Comme l'équation (2.33b) met en rapport deux grandeurs qui tendent vers 0 dans les petites valeurs de tension, il est normal que la précision de notre méthode ne soit pas suffisante pour déterminer k.

2.5.3 Synthèse des deux méthodes

La méthode de la mesure d'impédance étant moins fiable pour les petites valeurs de tension de polarisation, il est intéressant de la compenser avec la méthode architecturale. L'ensemble de figures 2.34 présente le résultat de l'ajustement de la méthode architecturale avec les résultats obtenus par la mesure d'impédance.

Ci-dessous sont décrits les paramètres qui doivent être modifiés au regard de chacune des courbes :



(a) C_{DC} (b) m_ϕ

(c) R_ϕ (d) Cm_ϕ

FIGURE 2.34 – Résultat de l'ajustement du modèle architectural au modèle d'impédance.

Courbe de C_{DC} (figure 2.34a) : L'écart significatif entre le modèle architectural et le modèle obtenu par une mesure d'impédance indique que la capacité parasite a été sous-estimée par le modèle architectural. La capacité C_{PCB} causée par le PCB n'a pas été prise en compte et est donc ajoutée. On remarque aussi que la courbe du modèle initial (en pointillé) croît plus fortement en fonction de V_{DC}. Comme ce type d'allure s'observe quand V_{DC} s'approche de la tension de collapse, on peut conclure que la tension de collapse V_{col} est plus élevée que la valeur considérée initialement. Aussi, comme les variations de C_{DC} sont moindres si la courbure de la membrane est d'avantage prise en compte, on considère une partie de la surface mobile à travers le terme τ décrit dans la méthode architecturale (cf. partie 2.3 et figure 2.5b).

Courbe de R_ϕ (figure 2.34c) : Comme montré sur la figure 2.34c la variable R_ϕ est très élevée par rapport à la mesure et la valeur de R_r est donc ajustée en conséquence.

Courbe de Cm_ϕ (figure 2.34d) : L'écart significatif entre le modèle architectural et le modèle obtenu par une mesure d'impédance est ajusté en superposant une force continue F_{cnts} à la force F_{atm} due à la pression atmosphérique. Comme nous l'avons expliqué dans la section "présentation du dispositif modélisé", les membranes sont naturellement courbes à cause de la pression atmosphérique mais aussi à cause des contraintes de la couche métallique. Or, dans la section "modélisation à partir d'une mesure d'impédance" 2.3, nous avons expliqué que les forces continues agissant sur les membranes modifient l'expression de la tension de collapse V_{col} dont l'expression est reportée ici :

$$V_{col} = \sqrt{\frac{8k}{S_{var}\epsilon_0}\left(\frac{1}{3}d_n - \frac{1}{3}\frac{F_{atm}}{k}\right)^3} \tag{2.37}$$

Ainsi, la tension V_{col} étant fixe, l'ajout de la force $F_{cnts} = 1.9N$ permet d'augmenter la raideur k, et donc d'ajuster la courbe de Cm_ϕ. Cette valeur est cohérente car elle est du même ordre de grandeur que la force F_{atm} mais aussi car elle initialise la position de la partie mobile du piston à 40% de la hauteur de gap, valeur équivalente aux mesures qu'avait faites *Audren Boulmé* dans sa thèse [102].

Les paramètres du modèle ajusté ainsi que leurs valeurs initiales obtenues par la méthode architecturale sont répertoriées dans le tableau 2.4. Ces valeurs n'ont pas été obtenues par des algorithmes d'ajustement mais manuellement. Il s'en suit que d'autres valeurs sont également possibles. Néanmoins, le modèle final est suffisant car il permet de reproduire les courbes expérimentales et donc, comme nous le verrons pas la suite, d'obtenir une valeur de raideur k.

La valeur de surface utile ayant été modifiée de τ, la nouvelle valeur de ϕ mesurée à 55V, ϕ_{55Vn} utilisée dans la mesure, doit être modifiée suivant l'expression :

$$\begin{aligned} \frac{\phi_{55V}}{S_{ut}} &= \frac{\phi_{55Vn}}{\tau S_{ut}} \\ \phi_{55Vn} &= \tau\phi_{55V} \end{aligned} \tag{2.38}$$

Ainsi, les courbe de ϕ et k_{soft} obtenues à partir de la mesure et de ϕ_{55Vn} sont comparables aux résultats de la méthode de modélisation architecturale : La figure 2.35b présente la variation du terme de softening selon le modèle architectural ajusté et selon les mesures d'impédances pour chaque tension de polarisation. Ainsi, les défauts

Paramètres	valeurs finales	valeurs initiales
V_{col}	78V	65V
d_n	inchangée	460×10^{-9} m
S_{ut}	5.83×10^{-6} m^2	9.11×10^{-6} m^2
Pr_{atm}	inchangé	101 325 Pa
F_{cnts}	1.9N	indéfinie
k	2.32×10^{7} N m^{-1}	1.66×10^{7} N m^{-1}
m	19×10^{-9} kg	24×10^{-9} kg
R_r	0.91 N m^{-1} s^{-1}	13.6 N m^{-1} s^{-1}
C_{PCB}	108pF	indéfinie
C_p	60pF	0
C_{nit}	inchangé	118pF

TABLE 2.4 – Données du modèle piston obtenues avec le modèle architectural ajusté au modèle par mesure d'impédance

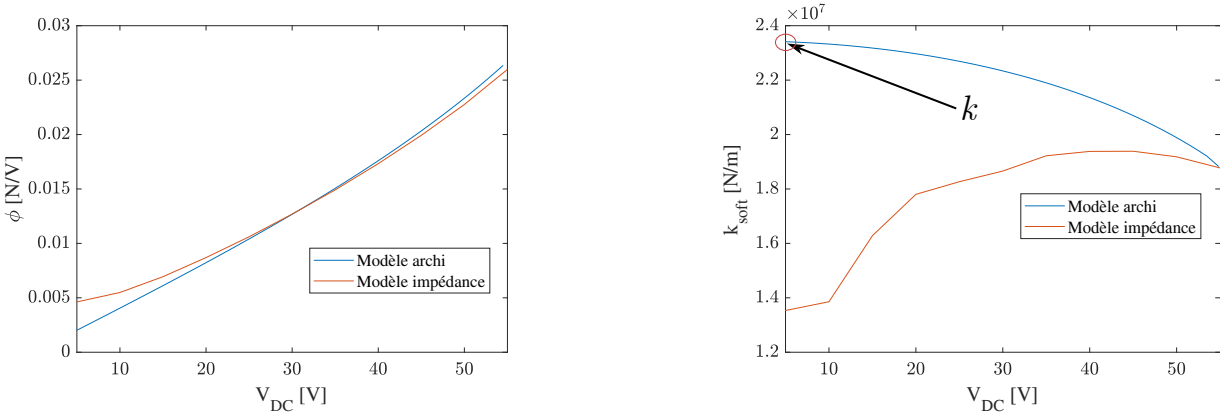


FIGURE 2.35 – a) ϕ et b) $ksoft$

de la mesure peuvent-être compensés en utilisant la modélisation architecturale pour déduire une valeur effective de raideur k.

2.5.4 Schéma Lt-Spice du modèle de transducteur CMUT non-linéarisé

Les grandeurs définies dans le tableau 2.4 sont reportées dans le modèle de transducteur LT-spice non linéarisé (figure 2.36). Contrairement au modèle linéarisé, celui-ci exprime le comportement total de notre dispositif et ne se limite pas à une tension de polarisation donnée. Dans ce modèle, il n'est plus question de paramètres statiques ou dynamiques car le transducteur y est représenté dans toute la complexité d'un transducteur électrostatique. Pour plus de clarté dans la suite de cette thèse, nous ferons référence à ce modèle LT-Spice non linéarisé avec la mention *Modèle NL*. Il sera utilisé dans le chapitre 4 de cette thèse pour simuler l'auto-polarisation d'un transducteur CMUT. Une explication détaillée du *Modèle NL* est donnée dans l'annexe E.

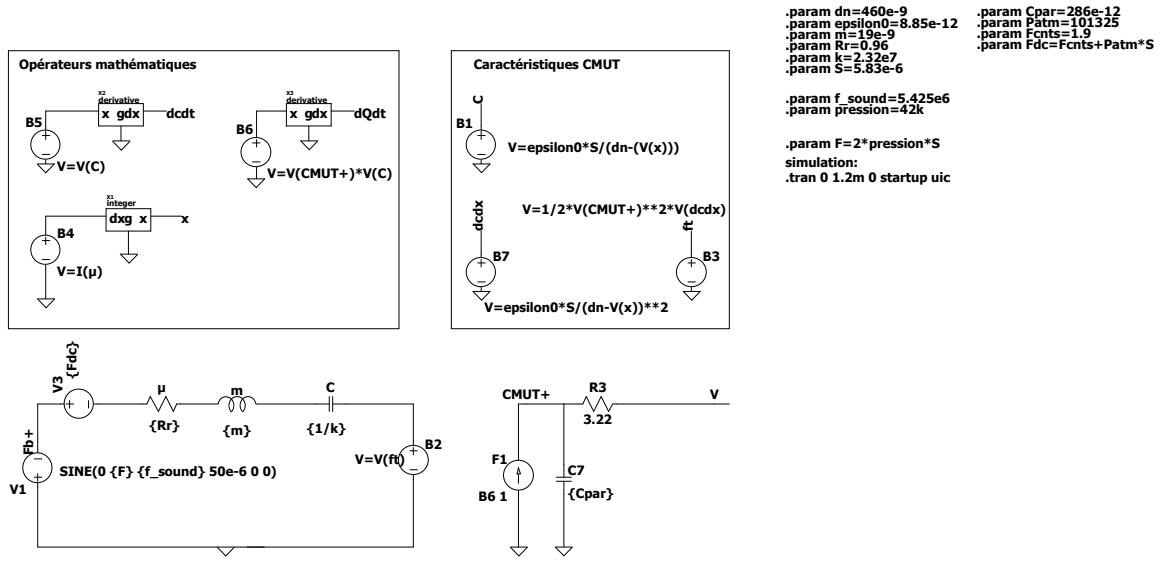


FIGURE 2.36 – Schéma LT-spice du transducteur CMUT non linéarisé.

2.6 Conclusion du chapitre

L'objectif de ce chapitre a été de modéliser précisément un dispositif CMUT de notre laboratoire. Un schéma récapitulatif de ce chapitre est présenté dans l'annexe C. Pour que la conclusion soit plus claire, chaque étape du chapitre 2 y est encadrée et numérotée dans l'ordre.

Une première méthode basée sur les caractéristiques architecturales du dispositif a d'abord été proposée. Elle permet d'aboutir à un modèle non-linéarisé qui reproduit fidèlement le comportement d'un transducteur électroacoustique, quelle que soit sa tension de polarisation. Néanmoins, elle ne permet pas de modéliser précisément notre dispositif CMUT : des phénomènes acoustiques comme les effets de bords ou le couplage inter-cellules et inter-éléments ne peuvent être pris en compte par cette méthode. Le modèle qui en résulte a tout de même le mérite de donner à la fois les ordres de grandeurs des valeurs de m, R_r et k et la manière dont k_{soft}, ϕ et C_{DC} varient quand la tension de polarisation varie aussi.

Pour concevoir un modèle plus précis, une seconde méthode basée sur une mesure d'impédance du dispositif a été proposée pour une tension de polarisation $V_{DC} = 55V$. Elle a été validée une première fois entre 1MHz et 6MHz en étudiant les résidus de l'impédance théorique par rapport à l'impédance mesurée expérimentalement. Cependant, ce procédé ne permet pas d'accéder au coefficient de transformation électroacoustique par unité de surface ϕ/S_{ut}, donc à un modèle en réception. Par conséquent, ce terme a été établi par le biais d'une mesure supplémentaire qui nécessite une connaissance de la pression incidente sur le dispositif. Ensuite, le modèle linéarisé pour une tension de polarisation $V_{DC} = 55V$ a été validé électriquement en réception à travers la mesure de la partie imaginaire de l'impédance totale du dispositif et la partie réelle de l'impédance de la branche mécanique.

Enfin, la méthode de modélisation par mesure d'impédance permet d'obtenir les paramètres du modèle piston pour une tension de polarisation donnée et donc ne permet pas d'accéder à la raideur k. Pour obtenir cette dernière inconnue nécessaire à l'obtention d'un modèle complet de transducteur électrostatique, nous avons choisi de

réitérer le processus de modélisation pour différentes valeurs de polarisation. Ayant déterminé le paramètre ϕ/S_{ut} à la tension $V_{DC} = 55V$ grâce à un émetteur calibré, il a été possible de déduire l'évolution de ϕ en fonction de la polarisation et d'accéder à la raideur. En revanche, la courbe de raideur obtenue ne correspond pas à la courbe attendue. Comme il est probable que la méthode de modélisation de la branche mécanique soit moins fiable pour les faibles valeurs de ϕ, nous avons complété nos résultats avec le modèle architectural que nous avons ajusté aux courbes obtenues par la mesure d'impédance. Ainsi, nous avons déterminé une valeur de raideur à tension de polarisation nulle k. Avec cette dernière grandeur, un modèle non-linéarisé est obtenu. Il permet de reproduire le comportement de notre dispositif CMUT en simulation quelle que soit sa tension de polarisation.

Chapitre 3

Interfaces de transfert d'énergie

Ce chapitre a pour but de déterminer une interface optimale pour transférer de l'énergie à partir d'un dispositif CMUT. En premier lieu, nous considérerons un dispositif CMUT polarisé à une tension de polarisation constante, proche de la tension de collapse. Son modèle et ses caractéristiques de transfert d'énergie seront détaillés puis, au travers de simulations LT-spice, nous comparerons une interface électrique passive de redressement à l'interface active SSHI parallèle. Cette dernière a été choisie car l'étude de l'état de l'art a démontré qu'elle est l'interface la plus performante pour des transducteurs très faiblement couplés comme les CMUTs. Une première étude analytique va permettre de comparer la méthode passive d'adaptation d'impédance aux résultats analytiques des circuits SSHI [69] [103] pour le cas d'un facteur de qualité infini. Ensuite, le modèle linéarisé sera utilisé en simulation pour comparer les deux circuits dans des cas plus réalistes. En dernier lieu, ce chapitre étudiera le dispositif CMUT couplé à une interface passive en considérant la tension de polarisation et donc le coefficient ϕ comme des variables. Une méthode de mesure de l'efficacité de conversion d'énergie d'un dispositif CMUT sera alors établie théoriquement puis validée expérimentalement.

3.1 Caractéristiques du dispositif CMUT utilisé

Le dispositif CMUT utilisé pour cette section est différent du dispositif décrit dans le chapitre 2. Sur celui-ci, la surface supérieure du wafer est entièrement métallisée et la surface inférieure est collée au PCB avec une colle conductrice en laque d'argent. La métallisation fait que la surface utile de chaque cellule est plus grande, ce qui augmente le paramètre ϕ, mais aussi la capacité parasite. Enfin, grâce au procédé de collage de la face inférieure du wafer avec une colle conductrice, la résistance parasite R_{acces} est beaucoup plus faible, ce qui présente un intérêt non négligeable pour le transfert d'énergie.

3.1.1 Données du modèle piston équivalent

Comme dans le chapitre 2, le modèle linéarisé équivalent du dispositif est extrait pour une tension de polarisation proche de sa tension de collapse ($V_{DC} = 95V$) à partir d'une mesure d'impédance. Les paramètres du modèle sont retranscrits dans le tableau

3.1. Cependant, pour permettre de généraliser cette étude à d'autres dispositifs CMUT, la résistance R_{acces} n'y est pas prise en compte. En effet, d'une part cet élément parasite n'est pas inhérent aux transducteurs et d'autre part, elle n'est pas considérée par la communauté scientifique pour évaluer le couplage des transducteurs. Néanmoins dans ce chapitre, elle sera pris en compte en tant qu'élément parasite des circuits d'interface pour étudier son effet sur le transfert d'énergie.

Composants	Valeurs
C_{DC}	1.79×10^{-9} F
$\phi = \phi(95V)$	$0.103\,\mathrm{N\,m^{-1}}$
m	0.1687 mg
R_r	$12\,\mathrm{N\,m^{-1}\,s^{-1}}$
k_{soft}	$1.818 \times 10^{8}\,\mathrm{N\,m^{-1}}$
S_{ut}	$8.3\,\mathrm{mm^2}$
V_{DC}	95V

TABLE 3.1 – Valeur des différents composants du modèle piston équivalent au dispositif CMUT pour une tension de polarisation $V_{DC} = 95V$.

3.1.2 Couplage électromécanique

Le chapitre 2 qui traite de la modélisation des CMUTs a permis de comprendre que les pertes diélectriques étaient négligeables sur la bande de fréquence d'intérêt de notre dispositif. Or, dans sa thèse, *Adrien Morel* [83, p60] a détaillé les caractéristiques de transfert d'énergie d'un transducteur piézoélectrique modélisé sans pertes diélectriques. Il démontre qu'il existe un couplage électromécanique limite (qu'il écrit k^2_{mlim}) pour lequel les transducteurs piézoélectriques peuvent convertir leur puissance maximum P_{max} sur une charge uniquement résistive. Ainsi, quand le couplage électromécanique dépasse cette valeur, la partie imaginaire du transducteur est nulle aux fréquences de résonance et d'antirésonance. Cette valeur de couplage est donnée par le facteur de qualité Q de la branche mécanique telle que :

$$k^2_{mlim} \approx \frac{2}{Q} \tag{3.1}$$

Où $Q = \frac{1}{R_r}\sqrt{k_{soft} m}$.

Ainsi, quand le facteur de qualité de la branche mécanique est faible, la puissance limite s'obtiendra à condition que le couplage électromécanique soit grand. Il en résulte la condition pour qu'un résonateur soit considéré comme fortement couplé [104] :

$$k_m{}^2 Q > 2 \tag{3.2}$$

Dans le cas des transducteurs CMUT immergés, l'eau apporte une partie réelle qui tend à diminuer le facteur de qualité de la branche mécanique. D'après le tableau 3.1, le coefficient de couplage électromécanique $k_m{}^2$ du dispositif polarisé est calculé selon la relation (3.3) et vaut $k_m{}^2 = 0.032$ à la tension de polarisation de 95V. Le fait que la couche supérieure du dispositif soit métallisée sur toute sa surface et non seulement

au-dessus des membranes mobiles induit que sa capacité parasite est très grande, ce qui tend à diminuer le coefficient de couplage électromécanique.

$$k_m{}^2 = \frac{\phi^2}{k_{soft} C_{DC}} \tag{3.3}$$

$$k_m{}^2 Q = 0,0150 << 2 \tag{3.4}$$

Comme le facteur de qualité vaut $Q = 0,460$, l'expression (3.4) définit un transducteur très faiblement couplé. De manière générale, les transducteurs CMUTs n'ont pas les performances de couplage que certains transducteurs piézoélectriques atteignent. Ils en tirent l'avantage d'être très large bande [60] et le désavantage de nécessiter une interface d'adaptation d'impédance pour fournir leur maximum de puissance.

En effet, à la suite de *Hehn et Manoli* [56], *Adrien Morel* a précisé par le calcul que la puissance maximum d'un transducteur piézoélectrique dont les pertes diélectriques sont négligeables pouvait être atteinte quelle que soit la fréquence de travail sous réserve que l'adaptation d'impédance soit parfaite et que le transducteur n'ait pas de pertes diélectriques sur sa capacité clampée [83, p 63].

3.1.3 Puissance limite extractible

La puissance moyenne maximum extractible du dispositif que nous utiliserons pour cette étude peut être calculée avec les valeurs données par le tableau 3.1. En effet, les études théoriques de *Badel et Lefeuvre* [65] présentées dans la section 1.2.4.1 expriment que la puissance maximale que peut fournir notre modèle est limitée par la résistance R_r. Ainsi, si les composantes réactives du transducteur sont correctement compensées par un étage d'adaptation d'impédance et que la résistance d'accès est nulle, alors la puissance moyenne maximum extractible $< P_{max} >$ du dispositif CMUT excité par la force bloquée d'amplitude F_B est telle que :

$$< P_{max} >= \frac{F_B^2}{8R_r} \tag{3.5}$$

En considérant la force F_B par la définition de Foldy [54] telle que $F_B = 2PrS_{ut}$ et une pression incidente $Pr = 90kPa$, la puissance maximale que peut fournir notre dispositif est déterminée selon :

$$< P_{max} >= \frac{(2PrS_{ut})^2}{8R_r} = 23mW \tag{3.6}$$

Cependant, le facteur de qualité de l'adaptation d'impédance et le redressement vont dégrader les performances de puissance. Il est donc important d'étudier les effets de différentes interfaces électriques auquel est connecté le dispositif CMUT.

3.2 Comparaison d'une interface SSHI avec une interface passive d'adaptation d'impédance

Pour plus de clarté, les équations différentielles qui expriment le comportement électrique et mécanique d'un dispositif CMUT sont réécrites :

$$I = \phi \dot{x} + C_{DC}\dot{V}, \tag{3.7}$$

$$m\ddot{x} = F_B - k_{soft}x - R_r\dot{x} + \phi V, \tag{3.8}$$

Et le modèle équivalent du dispositif avec sa capacité de découplage C_{dec} est présenté dans la figure 3.1. C_{dec} y est considérée très grande devant la capacité C_{DC} si bien que la tension à ses bornes est presque égale à la tension de polarisation V_{DC}. L'équation de l'énergie liée au dispositif (3.9) est obtenue en multipliant l'équation (3.8) du principe fondamental de la dynamique par la vitesse $\dot{x}$ et en intégrant le résultat dans le temps. Cette équation est composée de l'énergie mécanique induite par la masse m d'une énergie potentielle emmagasinée à travers la raideur k_{soft}, de l'énergie mécanique rayonnée dans le milieu à travers R_r et de l'énergie électrique convertie.

$$\int F_B\dot{x}dt = \frac{1}{2}m\dot{x}^2 + \frac{1}{2}k_{soft}x^2 + \int R_r\dot{x}^2dt - \int \phi V\dot{x}dt \tag{3.9}$$

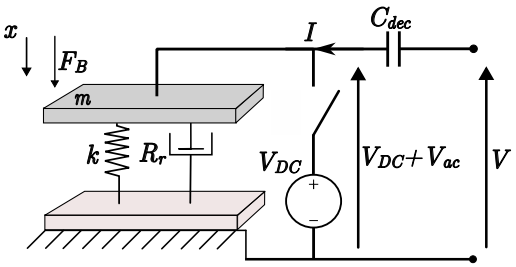


FIGURE 3.1 – Schéma d'un piston immergé polarisé et de sa capacité de découplage.

Ici, comme la fréquence de travail est la fréquence de résonance mécanique du dispositif CMUT, les énergies réactives constamment stockées dans C_{DC} et m se compensent et l'équation (3.9) peut être simplifiée comme (3.10). En outre, comme le couplage électromécanique ϕ d'un réseau de CMUT est faible par rapport à certains dispositifs piézoélectriques [105], les variations de la tension électrique n'ont pas beaucoup d'impact sur la partie mécanique. Il est donc raisonnable d'affirmer que la force bloquée F_B et la vitesse équivalente des membranes $\dot{x}$ sont en phase.

$$\int F_B\dot{x}dt = \int R_r\dot{x}^2dt - \int \phi V\dot{x}dt \tag{3.10}$$

Où :

$$\begin{aligned} F_B &= F_m\cos(\omega t) \\ x &= X_m\sin(\omega t) \end{aligned} \tag{3.11}$$

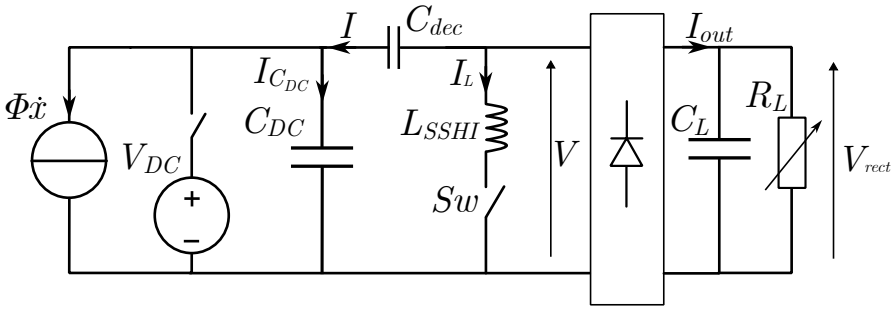


FIGURE 3.2 – Interface SSHI connectée à un dispositif CMUT (seule la partie électrique électrique du modèle linéarisé est représentée).

3.2.1 Théorie de l'interface SSHI

La figure 3.2 représente la partie électrique du dispositif CMUT connecté à un circuit SSHI à travers C_{dec}. Il est composé d'une inductance L_{SSHI} et d'un interrupteur Sw placés en parallèle entre la grille de cellules CMUT et le pont de diodes. La figure 3.3 montre le comportement de la tension V et le déplacement moyen des membranes x dans un mode transitoire où la tension en sortie du pont de diode V_{DC} est supérieure à la tension V. Avant que le circuit SSHI ne se mette en marche, le courant I sortant du transducteur est constamment nul et la tension V oscille donc en opposition de phase avec le déplacement x comme pour un transducteur électrostatique excité à charge constante :

$$I = \phi\dot{x} + C_{DC}\dot{V} = 0 \tag{3.12}$$

$$\phi x = -C_{DC}V \tag{3.13}$$

À l'instant t_1, l'interrupteur se ferme et la capacité C_{DC} qui est chargée à l'extremum de tension V_M résonne à travers C_{dec} avec l'inductance L_{SSHI} pendant une demie période d'oscillation t_i à la fin de laquelle l'interrupteur s'ouvre à nouveau. L'inductance L_{SSHI} est choisie pour que la période d'inversion soit très courte devant la période des oscillations. Ainsi, à chaque instant t_n, la tension V se retrouve inversée juste avant de commencer sa décroissance jusqu'à l'extremum de déplacement suivant où l'opération est réitérée. Après chaque inversion, la valeur absolue de la tension obtenue $|V_{tn^+}|$ est moindre que la tension $|V_{tn^-}|$ à cause de la puissance dissipée dans la boucle de résonance. On note donc :

$$|V_{tn^+}| = |V_{tn^-}|e^{-\pi/2Q_i} \tag{3.14}$$

Où
$C_{DC} << C_{dec} \Rightarrow Q_i = \frac{1}{R_s}\sqrt{\frac{L}{C_{DC}}}$.
et R_s est la résistance parasite de la boucle RLC formée par L_{SSHI}-C_{DC}-C_{dec} et Sw. Dans le cas d'un dispositif CMUT connecté à une interface SSHI, R_s inclue la résistance série de l'inductance et la résistance d'accès du dispositif CMUT (cf. chapitre 2.4).

Comme le montre la figure 3.3 quand le courant I est nul, ce procédé permet de stocker l'énergie du transducteur sous forme d'une tension.

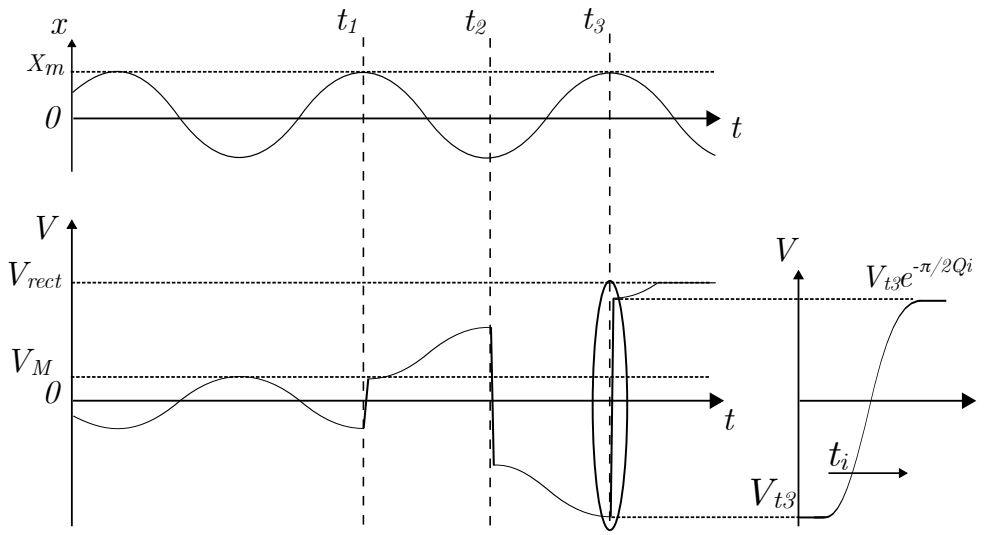


FIGURE 3.3 – Courbes de la tension V et du déplacement x en régime transitoire dans le cas particulier ou la tension V_{rect} est supérieure au maximum de l'ondulation de V.

Le régime établi s'obtient quand les extrema de la tension V se stabilisent autour de la tension V_{rect}. Les formes d'onde du courant I, de la tension V et du déplacement moyen x des membranes en régime établi sont représentées sur la figure 3.4. Ainsi, le facteur de qualité de la boucle de résonance fait que le transducteur se retrouve dans une phase à charge constante après chaque inversion. Ensuite, lorsque la tension $|V|$ rejoint la tension $|V_{rect}|$, le déplacement x induit un transfert d'énergie à tension constante vers la charge. Comme ce comportement permet au pont de diodes de fonctionner plus longtemps, V et I sont forcés d'être en phase et l'énergie est extraite du transducteur pendant la quasi-totalité de la période d'excitation mécanique T.

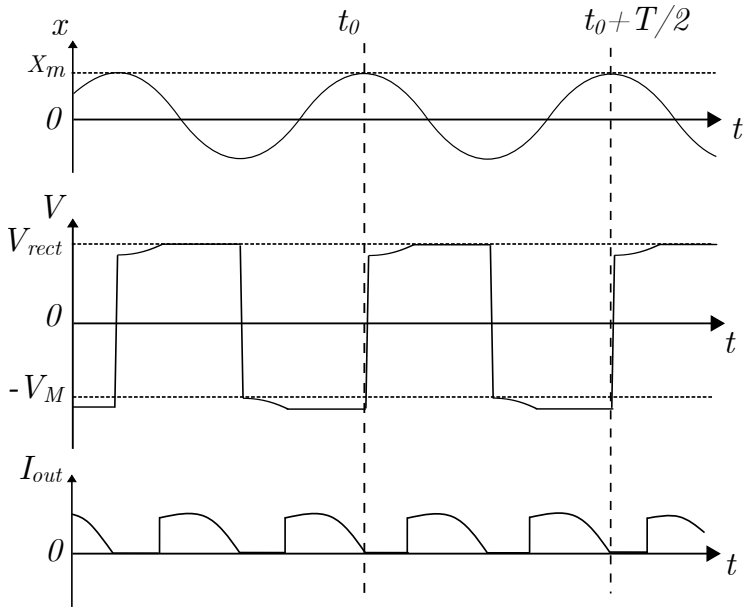


FIGURE 3.4 – Position x, Tension V et courrant I dans le cas d'une interface SSHI (Image dérivée de [69]).

Dans la littérature, la puissance transférée à la charge R_L s'exprime en fonction de ω, R_m, ϕ, F_m, C_{DC} et Q_i pour des transducteurs faiblement couplés tels que [69] [103] :

$$P = \frac{4R_L\phi^2}{\left(R_L C_{DC}\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2Q_i}}\right)\omega + \pi\right)^2}\frac{F_m^2}{R_r^2} \tag{3.15}$$

Cependant, dans le cas où le facteur de qualité Q_i est très grand, cette expression montre une puissance qui évoluerait linéairement avec la charge R_L, ce qui est impossible physiquement. Dans le cas d'un facteur de qualité très grand, la tension V aux bornes des capacités C_{DC} et C_{dec} en série est quasiment constante sur chaque demie période et donc ces dernières ne consomment que peu d'énergie réactive[1]. Ainsi, la puissance maximale est extraite quel que soit le coefficient ϕ et les simplifications théoriques qui font tendre ϕ vers 0 ne sont plus possibles.

Pour étudier le cas des très grands facteurs de qualité, il est donc nécessaire d'utiliser l'expression plus complète [69] :

$$P = \frac{4R_L\phi^2\omega^2}{\left(R_L C_{DC}\left(1 - e^{-\frac{\pi}{2Q_i}}\right)\omega + \pi\right)^2}\left[\frac{F_m}{R_r\omega + \frac{4R_L\omega\phi^2}{\pi}\frac{R_L C_{DC}\left(1-e^{-\frac{\pi}{2Q_i}}\right)\omega+2\pi}{\left(R_L C_{DC}\left(1-e^{-\frac{\pi}{2Q_i}}\right)\omega+\pi\right)^2}}\right]^2 \tag{3.16}$$

avec

$$Q_i = \frac{1}{R_s}\sqrt{\frac{L}{C_{DC}}} \tag{3.17}$$

et R_s : Résistance parasite de la boucle *L-C-Sw*.

Ainsi, dans le cas d'un facteur de qualité très grand où les pertes dans la boucle de résonance sont négligeables, la puissance devient :

$$P = \frac{4R_L\phi^2\omega^2}{\pi^2}\left[\frac{F_m}{R_r\omega + \frac{8R_L\omega\phi^2}{\pi^2}}\right]^2 \tag{3.18}$$

De cette équation découle l'expression de la résistance optimale R_{opt} pour laquelle la puissance maximum P_{max} peut être extraite :

$$R_{opt} = R_r\frac{\pi^2}{8\phi^2} \tag{3.19}$$

$$P_{max} = \frac{F_m^2}{8R_r} \tag{3.20}$$

1. Dans ce cas-ci, l'action conjointe du pont de diode et du SSHI permet de supprimer l'énergie réactive contenue dans le transducteur. Ce résultat est similaire au cas de l'adaptation d'impédance passive où l'énergie réactive est elle aussi supprimée par l'ajout de composants réactifs de réactance opposée. En ce sens, l'interface SSHI et le pont de diode permettent une adaptation d'impédance que l'on peut qualifier d'active.

Alors, si Q_i est très grand et la puissance dissipée dans les diodes n'est pas prise en compte le circuit SSHI est capable d'extraire le maximum de puissance que peut produire un CMUT.

En guise de comparaison, la section suivante déroule l'analyse de la puissance maximum extractible d'un circuit muni d'une inductance adaptée en parallèle du dispositif et d'un pont de diodes. Ensuite les deux circuits sont comparés en simulation pour différentes valeurs de facteurs de qualité Q_i sur la bande passante du dispositif.

3.2.2 Théorie de l'adaptation d'impédance passive

L'expression du courant électrique sortant du dispositif CMUT (3.7) montre que la capacité statique C_{DC} transforme une grande partie de la puissance convertie en puissance réactive. L'inductance L_m connectée en parallèle des condensateurs C_{DC} et C_{dec} est choisie telle qu'elle annule la réactance capacitive $-1/C_{DC}\omega$ à la pulsation ω et permet de reconvertir cette énergie réactive en énergie utile. En considérant la valeur de la capacité C_{DC} donnée dans le tableau 3.1 et les fréquences envisagées, la valeur d'inductance reste réaliste tout le long de la bande passante du dispositif CMUT (quelques nH à quelques μH).

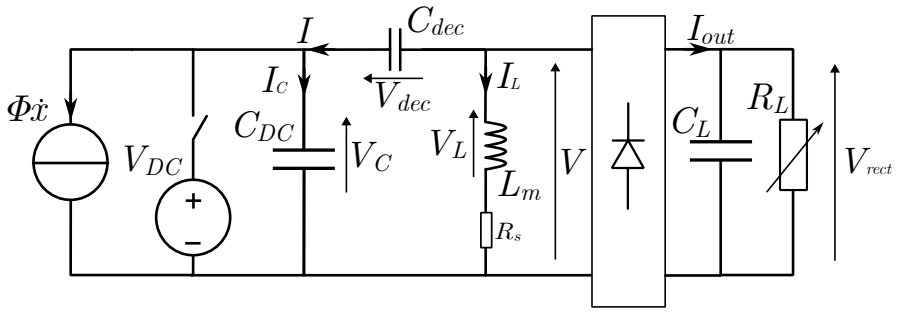


FIGURE 3.5 – Circuit équivalent d'un dispositif CMUT couplé à un convertisseur AC-DC et une inductance d'adaptation L_m.

Le circuit électrique du système complet est présenté sur la figure 3.5. En considérant des diodes idéales, donc sans courant de fuite, sans capacité parasite et sans seuil de tension, le courant I_{out} se formule pour chaque demie période en fonction des courants $\phi\dot{x}$, I_C et I_L tel que :

$$I_{out} = -\phi\dot{x} - I_C - I_L \tag{3.21}$$

Le déplacement équivalent des membranes x, la tension V et le courant I_{out} sont illustrés sur la figure 3.6. Comme la fréquence d'excitation est la fréquence de résonance mécanique du dispositif CMUT en court-circuit et que l'inductance L_m compense la capacité C_{DC} à cette même fréquence, le courant $\phi\dot{x}$ et la tension V sont en opposition de phase et donc V et x sont en quadrature. Lorsque le pont de diodes n'est pas conducteur, la boucle $C_{DC} - C_{dec} - L_m$ résonne de telle sorte que l'inductance L_m compense l'impédance de la capacité C_{DC} et que l'amplitude de la tension V augmente. En régime permanent, lorsque V atteint la tension redressée V_{rect}, les charges sont transférées du circuit résonant à la charge $R_L C_L$ placée en aval du pont de diodes.

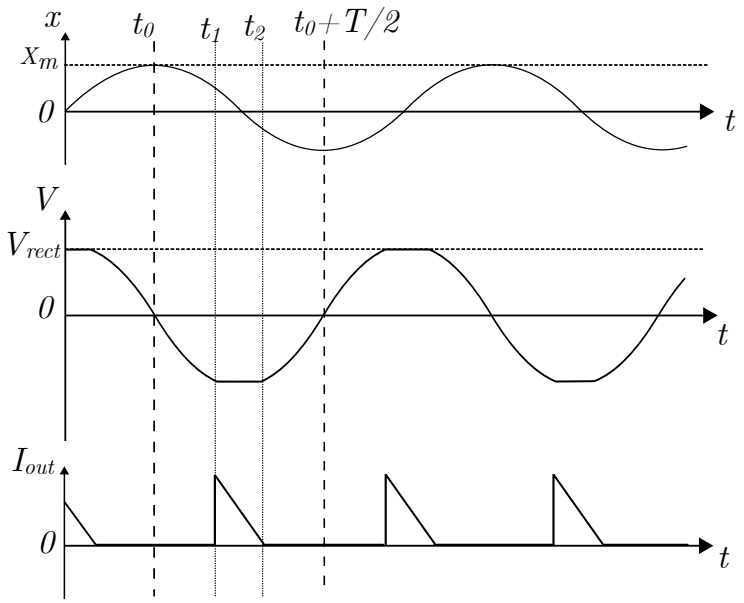


FIGURE 3.6 – Formes d'onde du déplacement x, de la tension V et du courant I quand le dispositif est connecté à une inductance L_m et à un pont de diodes.

Pendant ce transfert d'énergie, donc dans l'intervalle $[t_1; t_2]$, la résonance est rompue, ce qui complexifie la forme de la tension V et donc le calcul de la puissance. Cependant, ici, le calcul se fera en utilisant la simplification où l'intervalle $[t_1; t_2]$ est très petit tel que $t_2 - t_1 << T/2$. Ainsi, la tension V peut-être considérée comme sinusoïdale d'amplitude V_{rect}.

En ne considérant que les variations dynamiques des tensions et courants du circuit données par la figure 3.5, la capacité de découplage est choisie de telle manière que son impédance soit négligeable par rapport celle de C_{DC} et donc le courant I_C s'exprime en fonction de V :

$$C_{dec} >> C_{DC} \Rightarrow V_{dec} << V_C \Rightarrow I_C = C_{DC}\dot{V} \tag{3.22}$$

Sachant que

$$V = V_L + R_s I_L \tag{3.23}$$

L'équation (3.22) devient alors :

$$I_C = C_{DC}\dot{V}_L + R_s C_{DC}\dot{I}_L \tag{3.24}$$

Or

$$V_L = L_m \dot{I}_L \tag{3.25}$$

D'où,

$$I_C = C_{DC}\dot{V}_L + \frac{R_s C_{DC}}{L_m} V_L \tag{3.26}$$

En remplaçant le dernier membre de cette équation par la résistance équivalente R_{res} à la résonance :

$$R_{res} = \frac{L_m}{R_s C_{DC}} \tag{3.27}$$

L'équation (3.26) devient :

$$I_C = C_{DC}\dot{V}_L + \frac{V_L}{R_{res}} \tag{3.28}$$

Enfin, si la résistance R_s est d'une valeur suffisamment faible pour être négligée devant la réactance $L_m\omega$ on peut considérer que $V \approx V_L$, alors l'équation (3.28) se réécrit :

$$I_C = C_{DC}\dot{V} + \frac{V}{R_{res}} \tag{3.29}$$

De plus, (3.25) devient :

$$V = L_m\dot{I}_L \tag{3.30}$$

Enfin, Grâce à (3.28) et (3.30), l'équation (3.21) devient :

$$I_{out} = -\phi\dot{x} - \frac{V}{R_{res}} - C_{DC}\dot{V} - \frac{1}{L_m}\int V \tag{3.31}$$

Et on observe qu'un mauvais facteur de qualité de la boucle de résonance induit une fuite de courant supplémentaire entre le transducteur et le pont de diode.

Comme l'inductance L_m est choisie pour résonner avec la capacité C_{DC} à la fréquence de travail, les deux dernières composantes de cette équation sont purement réactives de réactances opposées et l'équation se simplifie telle que :

$$I_{out} = -\phi\dot{x} - \frac{V}{R_{res}} \tag{3.32}$$

À chaque demie période d'excitation, le bilan des charges électriques transférées à la charge par le pont de diode s'exprime grâce à l'équation (3.32) tel que :

$$\int_{T/2} I_{out}dt = -\int_{T/2} \phi\dot{x}dt - \int_{T/2} \frac{V}{R_{res}} \tag{3.33}$$

Ensuite, si la constante de temps R_LC_L reste beaucoup plus grande que la période d'excitation mécanique, la tension V_{rect} aux bornes de la résistance R_L est constante et le courant moyen qui passe par la capacité C_L est nul. Ainsi sur une demie période, les charges qui sortent du pont de diode se comptabilisent avec le courant moyen qui passe par la résistance pendant l'intervalle de temps :

$$\int_{t_0}^{t_0+T/2} I_{out}dt = \frac{V_{rect}}{R_L}\frac{T}{2} \tag{3.34}$$

Comme la tension V est considérée sinusoïdale, d'amplitude V_{rect}, sur une demie période d'excitation, les charges recombinées dans la boucle de résonance se calculent avec la valeur efficace de V telle que :

$$\int_{T/2} \frac{V}{R_{res}} = \frac{V_{rect}}{\sqrt{2}R_{res}}\frac{T}{2} \tag{3.35}$$

Enfin, sur chaque demi-période où x oscille entre ses extrema $[-X_m; +X_m]$ (comme le montre la Figure 3.6), l'intégration du courant lié au déplacement x conduit à l'expression de la tension redressée V_{rect} en fonction du déplacement maximal X_m. Les équations (3.33), (3.34) et (3.35) conduisent à l'expression de V_{rect} :

$$2\phi X_m - \frac{V_{rect}}{\sqrt{2}R_{res}}\frac{T}{2} = \frac{V_{rect}}{R_L}\frac{T}{2} \tag{3.36}$$

$$V_{rect} = \frac{\omega 2\phi X_m}{\pi}\left(\frac{\sqrt{2}R_{res}R_L}{\sqrt{2}R_{res}+R_L}\right) \tag{3.37}$$

Alors la puissance instantanée dissipée dans la charge est fonction de l'amplitude X_m du déplacement :

$$P = \frac{\omega^2 4\phi^2 X_m^2}{\pi^2 R_L}\left(\frac{\sqrt{2}R_{res}R_L}{\sqrt{2}R_{res}+R_L}\right)^2 \tag{3.38}$$

Cependant, le déplacement des membranes n'est pas une donnée d'entrée du système, mais la résultante des sources d'excitations électriques ou mécaniques sur la membrane. Il est donc nécessaire d'écrire la puissance en fonction de l'amplitude de la force d'entrée F_m à la place de X_m.

En considérant l'équilibre énergétique pendant une demie période d'oscillation, l'énergie mécanique fournie se convertit en une énergie mécanique rayonnée dans le milieu et une énergie électrique composée de l'énergie électrique dissipée dans la charge R_L (3.34) et des pertes par effet joule (3.35).

$$\int_{t_0}^{t_0+T/2} F_B\dot{x}dt = \int_{t_0}^{t_0+T/2} R_r\dot{x}^2dt + \frac{V_{rect}^2 T}{4R_{res}} + \frac{V_{rect}^2 T}{2R_L} \tag{3.39}$$

Comme le couplage électromécanique ϕ d'un dispositif CMUT est faible, les variations de la tension électrique n'ont pas beaucoup d'impact sur la partie mécanique. Il est donc raisonnable d'affirmer que la force bloquée F_B et la vitesse équivalente des membranes $\dot{x}$ sont en phase [103]. L'énergie envoyée au dispositif à travers F_B se décompose donc comme :

$$\int_{t_0}^{t_0+T/2} F_B\dot{x}dt = \int_{t_0}^{t_0+T/2} F_m X_m\omega\cos^2(\omega t) = F_m X_m\omega\left[\int_{t_0}^{t_0+T/2}\frac{1}{2} + \int_{t_0}^{t_0+T/2}\frac{\cos(2\omega t)}{2}dt\right] \tag{3.40}$$

$$\int_{t_0}^{t_0+T/2} F_B\dot{x}dt = \int_{t_0}^{t_0+T/2}\frac{F_m X_m\omega}{2}dt \tag{3.41}$$

A partir des équations (3.39) et (3.41), on retrouve :

$$\int_{t_0}^{t_0+T/2}\frac{F_m X_m\omega}{2}dt = R_r\int_{t_0}^{t_0+T/2}\frac{X_m^2\omega^2}{2} + \frac{V_{rect}^2 T}{4R_{res}} + \frac{V_{rect}^2 T}{2R_L} \tag{3.42}$$

$$\frac{F_m X_m \omega}{2}\frac{T}{2} = R_r \frac{X_m^2 \omega^2}{2}\frac{T}{2} + \frac{V_{rect}^2 T}{4R_{res}} + \frac{V_{rect}^2 T}{2R_L} \tag{3.43}$$

$$\frac{F_m}{X_m} = R_r \omega + \frac{2V_{rect}^2}{\omega X_m^2}\left(\frac{1}{2R_{res}} + \frac{1}{R_L}\right) \tag{3.44}$$

$$X_m = \frac{F_m}{R_r \omega + \frac{2V_{rect}^2}{\omega X_m^2}\left(\frac{1}{2R_{res}} + \frac{1}{R_L}\right)} \tag{3.45}$$

En insérant l'équation (3.37) dans l'équation (3.45), l'amplitude du déplacement X_m s'écrit en fonction de l'amplitude de la force incidente F_m :

$$X_m = \frac{F_m}{R_r \omega + \frac{8\phi^2 \omega}{\pi^2}\left(\frac{(2R_{res}+R_L)(R_L R_{res})}{(\sqrt{2}R_{res}+R_L)^2}\right)} \tag{3.46}$$

Ce qui permet de réécrire l'expression de la puissance instantanée dissipée dans la charge R_L comme :

$$P = \frac{\omega^2 4\phi^2}{\pi^2 R_L}\left(\frac{\sqrt{2}R_{res}R_L}{\sqrt{2}R_{res}+R_L}\right)^2 \left[\frac{F_m}{R_r \omega + \frac{8\phi^2 \omega}{\pi^2}\left(\frac{(2R_{res}+R_L)(R_L R_{res})}{(\sqrt{2}R_{res}+R_L)^2}\right)}\right]^2 \tag{3.47}$$

Enfin, dans le cas où le facteur de qualité de la boucle de résonance est très grand, la résistance R_{res} tend vers l'infini et la puissance dissipée devient :

$$P = \frac{4R_L \phi^2 \omega^2}{\pi^2}\left[\frac{F_m}{R_r \omega + \frac{8R_L \omega \phi^2}{\pi^2}}\right]^2 \tag{3.48}$$

Ainsi, dans le cas où le facteur de qualité de la boucle de résonance est infini, la puissance dissipée dans la charge est la même que pour un circuit SSHI dans les mêmes conditions. Ainsi, ces deux circuits sont en mesure de délivrer à la charge la puissance instantanée maximum que le transducteur peut fournir. Néanmoins, cette analyse ne présente pas précisément la sensibilité de chaque circuit à la résistance d'accès ou aux variations de fréquence.

Afin de valider les conclusions analytiques, la section suivante va comparer les deux circuits avec le logiciel de simulation LT-spice, dans un cas de facteur de qualité idéal en utilisant les données du modèle du tableau 3.1. Ensuite, pour comparer l'efficacité des deux circuits dans un processus de transfert de puissance plus réaliste, nous ferons varier des paramètres comme la fréquence d'excitation f, les résistances parasites R_s des boucles de résonance et leur facteur de qualité Q_i.

3.2.3 Paramètres de simulation LT-spice

Afin que la comparaison des deux circuits reste cohérente, leurs caractéristiques majeures doivent être prises en compte quand les paramètres varient. Par exemple, le circuit SSHI est normalement muni d'une électronique de commande qui synchronise les instants d'ouverture de l'interrupteur Sw avec les extrema de déplacement. Ainsi, quand f est le paramètre qui varie, le déphasage entre x et V induit par la branche mécanique est pris en compte dans la simulation. D'autre part, l'inductance du circuit SSHI est choisie telle que l'instant de commutation t_i soit 10 fois plus petit que la demie période d'excitation mécanique.

Pour le circuit d'adaptation d'impédance, l'inductance L_m est paramétrée pour compenser la capacité C_{DC} quelle que soit la fréquence d'excitation. Enfin, pour que la tension de sortie soit constante quelle que soit la variation de la charge R_L, la capacité C_L est paramétrée pour que la constante de temps $R_L C_L$ soit très supérieure à la période d'excitation mécanique.

Enfin, la pression envoyée en simulation est choisie telle que $Pr = 90kPa$ et la capacité de découplage est telle que $C_{dec} = 1\mu F$.

Tous les paramètres sont répertoriés dans le tableau 3.2.

Paramètres de simulation	Formule
C_{eq}	$C_0 C_{dec}/(C_0 + C_{dec})$
C_L	$100/(fR_L)$
L_{match}	$1/((2\pi f)^2 C_{eq})$
L_{SSHI}	$1/((20\pi f)^2 C_{eq})$
T_{sw}	$\pi\sqrt{L_{SSHI} C_{eq}}$
ω_0	$\sqrt{k_m/m}$

TABLE 3.2 – Paramètres variables de la simulation

3.2.4 Résultats de simulation

3.2.4.1 Validation des calculs théoriques

Pour chaque circuit, la figure 3.7 montre la puissance moyenne transférée à la charge R_L à la fréquence de résonance mécanique ω_0 et pour un facteur de qualité infini. La proximité entre les courbes théoriques et simulées permet de valider les hypothèses de simplification de calcul du circuit d'adaptation d'impédance. De plus, les courbes de simulation LT-spice restent en dessous des résultats théoriques car la simulation prend en compte les pertes des diodes. Cependant, le circuit passif et le circuit SSHI semblent montrer la même efficacité, mais pour des résistances de charge optimales différentes. En effet, le premier présente une résistance optimale supérieure à celle prédite par la solution analytique. Le calcul mené jusqu'ici a considéré que la tension V était parfaitement en phase avec le courant généré par le transducteur $-\phi\dot{x}$. Cependant, dans la réalité, les courants I_C et I_L, ne sont pas réellement en opposition de phase. Lorsque les diodes sont passantes, le courant qui traverse l'inductance L_m est superposé au courant $-\phi\dot{x}$, ce qui a pour effet de déphaser I_L par rapport à I_C. En découle qu'un délai Δt apparaît entre le déplacement x et la tension V. Comme le montre la Fig. 3.8, l'intégration

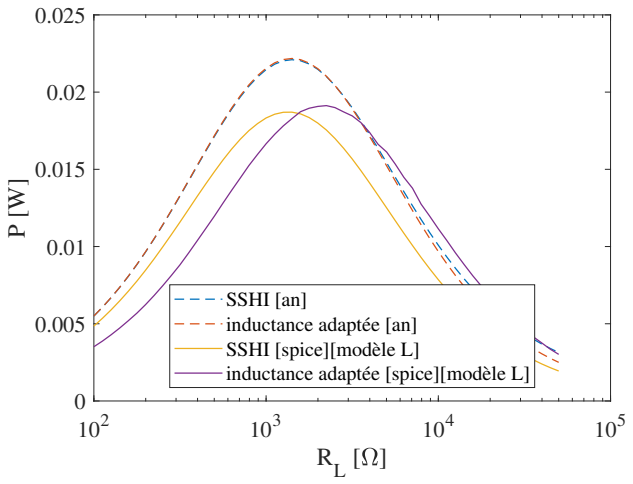


FIGURE 3.7 – Puissance dissipée dans la charge R_L à la pulsation ω_0 dans le cas d'une résistance de la boucle RLC très faible : $R_s = 1m\Omega$. Résultats de simulation LT-spice (*Modèle L*) et théoriques.

du courant dû au déplacement des membranes sur la période de temps $[t_0; t_0 + T/2]$ doit alors être exprimée par kX_m avec $0 < k < 1$ puis, l'équation (3.37) devient :

$$V_{rect} = \frac{\omega 2\phi k X_m}{\pi} \left(\frac{\sqrt{2} R_{res} R_L}{\sqrt{2} R_{res} + R_L} \right) \tag{3.49}$$

La puissance de sortie lorsque les pertes de la boucle de résonance sont nulles (équation (3.48)) se modifie donc :

$$P = \frac{4 R_L (k\phi)^2 \omega^2}{\pi^2} \left[\frac{F_m}{R_r \omega + \frac{8 R_L \omega (k\phi)^2}{\pi^2}} \right]^2 \tag{3.50}$$

Ainsi la résistance optimale devient :

$$R_{opt} = R_r \frac{\pi^2}{8(k\phi)^2} \tag{3.51}$$

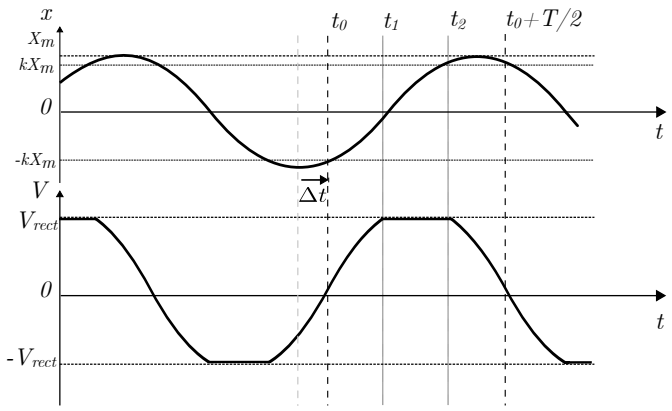


FIGURE 3.8 – Position x et tension V pour l'utilisation d'une inductance adaptée à la capacité C_{DC} présentant un déphasage Δt créé par le pont de diode.

3.2.4.2 Variation des paramètres de simulation

Afin de déterminer le circuit le plus optimal pour transférer de l'énergie d'un dispositif CMUT, la simulation doit être réalisée avec des paramètres plus réalistes. Par conséquent, la fréquence d'excitation f et la résistance série R_s des inductances de chaque circuit sont modifiées en tant que paramètres de simulation.

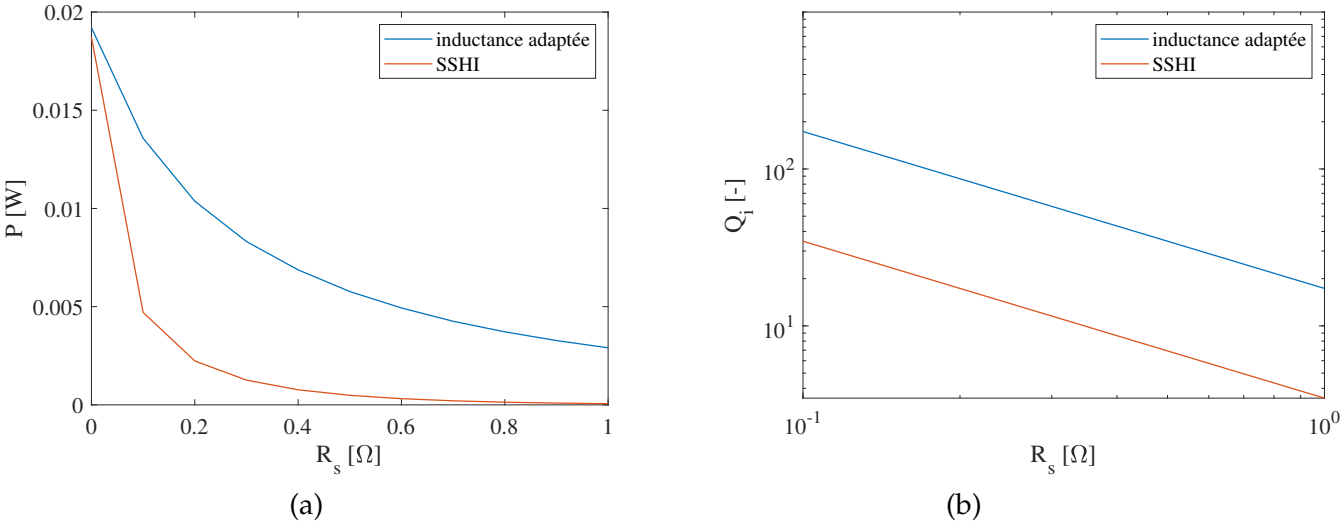


FIGURE 3.9 – (a) Puissance maximale transférée à la charge en fonction de la résistance R_s. (b) Facteur de qualité des boucles de résonance de chaque circuit en fonction de la résistance série R_s des inductances [spice][modèle L].

La résistance R_s est placée en série avec l'inductance de chaque circuit pour exprimer un effet d'amortissement dans les boucles de résonance. Cet effet est produit par la résistance parasite des inductances, mais aussi, comme vu dans la section 2.4, par la résistance parasite R_{acces} du dispositif lui-même. La figure 3.9a montre que la méthode SSHI est plus sensible à cet effet d'amortissement que pour le cas d'une adaptation d'impédance passive. La raison principale est que, à mesure que la résistance série R_s de chaque circuit augmente, le facteur de qualité Q_i de la boucle de résonance du SSHI décroît plus rapidement en raison de la valeur d'inductance plus petite (Fig. 3.9b). On pourrait penser qu'augmenter cette valeur suffise à justifier un tel circuit. Mais l'inductance L_{SSHI} du circuit SSHI ainsi que la capacité C_{DC} sont également responsables de la période d'inversion t_i qui doit rester bien plus courte que celle de l'excitation.

Néanmoins, plus la valeur d'une inductance est petite, plus sa résistance série est faible. Ainsi, pour les appareils CMUT avec une très faible valeur de R_{acces}, il est pertinent de présenter la puissance maximale récoltée pour les deux méthodes en fonction de leurs facteurs de qualité.

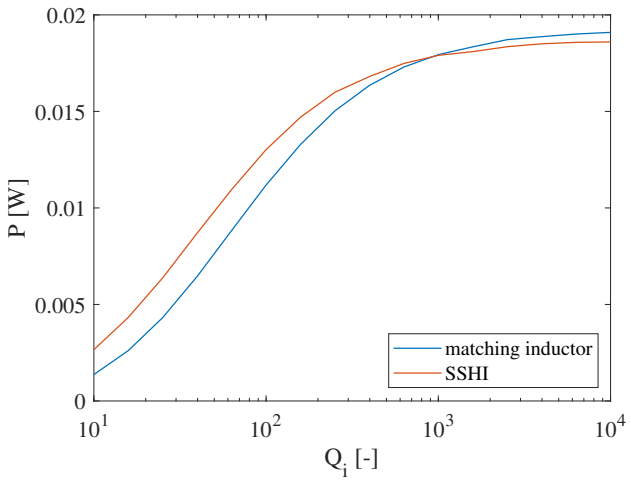


FIGURE 3.10 – Puissance maximale transmise à la charge optimale R_{opt} en fonction du facteur de qualité de la boucle de résonance [spice][modèle L].

La figure 3.10 montre la puissance maximale dissipée dans les charges optimales R_{opt} de chacun des interfaces en fonction de leurs facteurs de qualité Q_i. Pour ce faire, leurs résistances parasites respectives Rs_m et Rs_{SSHI} ont été remplacées par les relations :

$$Rs_m = \frac{1}{Q_{i_m}}\sqrt{\frac{L_m}{C_{DC}}} \qquad Rs_{SSHI} = \frac{1}{Q_{i_{SSHI}}}\sqrt{\frac{L_{SSHI}}{C_{DC}}} \tag{3.52}$$

Il apparaît que le SSHI est sensiblement plus efficace lorsque le facteur de qualité de chaque boucle RLC est également faible. En effet, dans le cas du SSHI, la perte d'énergie provoquée par la résistance série ne dure que pendant la période d'inversion t_i qui est négligeable devant la période d'excitation des ultrasons alors que dans le cas du circuit passif, elle est présente pendant l'intégralité de la période d'excitation.

Mais pour maintenir cette condition, l'équation (3.52) montre que les résistances séries de chaque circuit doivent suivre le même écart que la racine de leurs inductances. Ainsi, la résistance Rs_{SSHI} doit être beaucoup plus petite que l'autre. Ceci est décrit dans l'équivalence (3.53) :

$$Q_{i_{SSHI}} = Q_{i_m} \leftrightarrow R_{s_{SSHI}} = R_{s_m}\sqrt{\frac{L_{SSHI}}{L_m}} \tag{3.53}$$

En conclusion, même si l'architecture SSHI est plus efficace à facteurs de qualité égaux, la résistance R_{acces} rend l'égalité (3.53) impossible et le facteur de qualité du circuit SSHI est nécessairement plus faible. Enfin, en plus de sa consommation électrique, le principal inconvénient d'une architecture SSHI est que son architecture électronique embarquée haute fréquence est d'une grande complexité à réaliser et nécessite du temps de développement [56]. Les résultats étant donc très proches et le circuit doté d'une adaptation d'impédance étant moins couteux, plus fiable et moins complexe à mettre en oeuvre, on choisira cette solution.

3.2.5 Résultat expérimental de l'interface passive

.

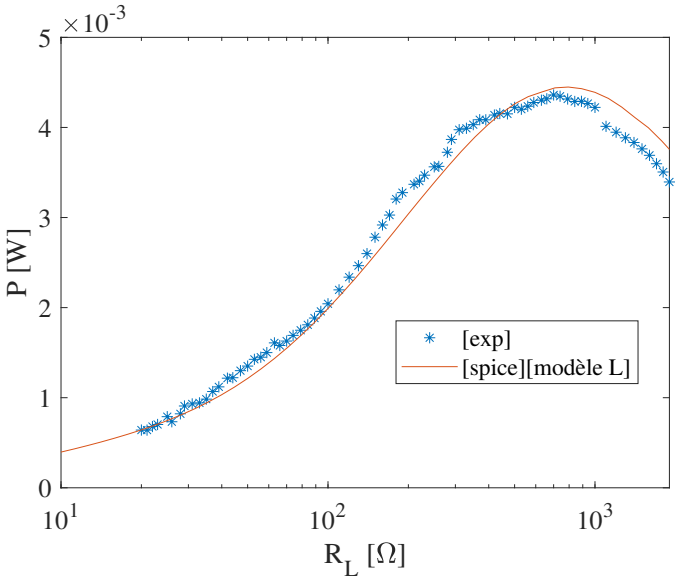


FIGURE 3.11 – Puissance dissipée dans la charge R_L pour un dispositif CMUT excité par une pression incidente $Pr = 90kPa$. [bleu-exp][rouge-spice] [Modèle L]

La mesure de la puissance de sortie dans le cas d'une inductance adaptée avec un pont de diodes est montrée sur la figure 3.11. Elle présente une puissance maximale transférée à la charge de 4,5 mW à une charge optimale à la fréquence de résonance mécanique du dispositif CMUT et pour une pression d'entrée $Pr = 90kPa$. Cette puissance correspond à 20% de la puissance maximale disponible calculée dans l'équation 3.6 de la section 3.1.3. De plus, la courbe expérimentale est très proche de la simulation pour un facteur de qualité $Q_i = 29$ calculé avec les valeurs C_{DC}, L, R_{acces} et R_s :

$$Q_i = \frac{1}{R_{acces} + R_s}\sqrt{\frac{L_m}{C_{DC}}} \tag{3.54}$$

Avec une telle valeur de facteur de qualité, les résultats de simulation de la figure 3.10 montrent aussi que seulement 20% de la puissance disponible est réellement transférée à la charge, le reste étant dissipé dans la boucle RLC.

3.2.6 Conclusion sur la comparaison des deux interfaces

Les similitudes des deux circuits électroniques différents ont été montrées sur le plan théorique dans des conditions idéales de facteur de qualité très grand. La conclusion est qu'ils peuvent tous deux transférer la puissance maximum extractible du dispositif à la charge. Pour comparer ces circuits plus précisément, nous avons utilisé le modèle d'un dispositif CMUT de notre laboratoire (méthode de modélisation décrite dans 2.4) que nous avons utilisé pour comparer les deux interfaces en simulation dans des cas plus réalistes. En faisant varier la fréquence d'excitation et la résistance série de l'inductance, il est clair qu'une simple inductance d'impédance compensant l'impédance de C_{DC} à la fréquence de travail est plus efficace pour un processus de transfert

d'énergie. Cependant, à même facteur de qualité, quand celui-ci est faible la méthode SSHI est plus pertinente. Néanmoins, dans un processus de transfert d'énergie, comme la fréquence est contrôlée et que les critères d'économie, d'énergie et d'espace sont plus valorisés avec un circuit passif, le circuit doté d'une inductance adaptée à la capacité C_{DC} est choisi pour la suite de cette thèse. En outre, nous allons voir qu'il est possible d'augmenter le facteur de qualité de l'adaptation d'impédance. La section 3.3 présente le gain en puissance lorsque la fréquence de résonance est diminuée pour augmenter la valeur de L et donc le facteur de qualité Q_i.

3.3 Prise en compte du coefficient ϕ dans l'interface passive

Dans la section précédente, le transfert d'énergie a été exprimé en considérant le dispositif CMUT de la même manière qu'un dispositif piézoélectrique : pour une valeur de ϕ constante. Dans ces conditions, les calculs théoriques de chacune des interfaces ont corroboré la littérature [56] : ils démontrent que la puissance maximale que peut fournir un transducteur est indépendante du coefficient de couplage électromécanique ϕ (équation (3.20)) et donc de la tension de polarisation. Ce dernier postulat est impossible en pratique car sans différence de potentiel entre les armatures du dispositif, leur déplacement n'entraine pas de variation d'énergie.

Pour comprendre les limites de l'hypothèse d'un facteur de qualité très grand, la puissance maximale que peut fournir un transducteur doit être étudiée en faisant varier le facteur de qualité de son adaptation d'impédance et de son couplage électromécanique ϕ. La suite de ce chapitre présentera le comportement des grandeurs dynamiques d'un CMUT en résonance avec une inductance quand ϕ et Q_i varient. Une première étude montrera l'existence d'un point de fonctionnement "en circuit ouvert" puis la suivante détaillera l'importance de ce point de fonctionnement pour quantifier l'efficacité d'un transducteur à transférer de l'énergie à une résistance.

3.3.1 Présentation du modèle utilisé

Pour cette étude, nous considérerons le modèle équivalent piston du transducteur connecté à une inductance L_m de résistance interne R_s. Le modèle utilisé est le modèle sans transformateur de la figure 3.12a qui est présenté sans la capacité de découplage ni la résistance d'accès. Comme expliqué dans la section 1.2.3.6 la capacité de découplage sert à maintenir les charges statiques sur les électrodes du dispositif et donc les termes statiques qui en découlent ϕ, C_{DC} et k_{soft}. Comme elle est choisie de telle manière qu'elle n'impacte pas les propriétés dynamiques du transducteur que nous souhaitons étudier ici, elle est négligeable et donc pas nécessaire au modèle. D'autre part, la fréquence d'excitation et l'inductance sont choisies de telle manière que toutes les réactances du circuit s'annulent, ainsi la fréquence de résonance électrique qui résulte de la boucle de résonance $L_m C_{DC}$ est la même que la fréquence de résonance mécanique f_r :

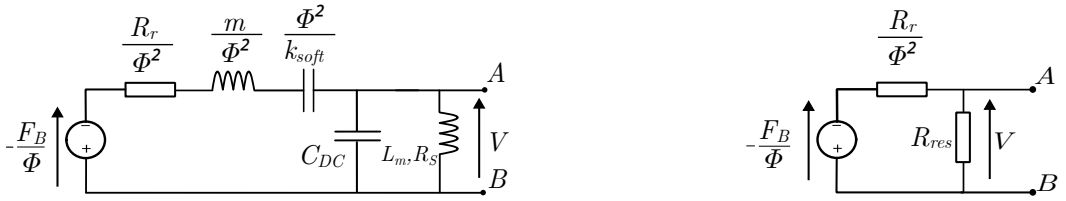
$$f_r = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_{soft}}{m}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_{DC}}} \tag{3.55}$$

En résulte qu'à la fréquence f_r, l'impédance équivalente Z_{eq} formée par C_{DC}, R_s et L_m est celle d'une résistance en série avec la capacité C_{DC} :

$$Z_{eq} = (Z_L + R_s)//Z_{C_{DC}} = \frac{Z_{C_{DC}}(Z_L + R_s)}{Z_{C_{DC}} + Z_L + R_s} = \frac{L_m}{R_s C_{DC}} - \frac{j}{C_{DC}\omega_0} \tag{3.56}$$

or, comme $\omega_0 = 1/\sqrt{L_m C_{DC}}$:

$$Z_{eq} = \sqrt{\frac{L_m}{C_{DC}}}\,(-j + Q_i) \tag{3.57}$$



(a) (b)

FIGURE 3.12 – (a) Modèle équivalent piston de dispositif CMUT sans transformateur, sans capacité de découplage et avec une inductance adaptée et b) Modèle simplifié en considérant une résonance mécanique et une résonance électrique (équation (3.55)).

Ici, nous considérons les facteurs de qualité suffisamment grands pour permettre de négliger le déphasage amené par l'impédance Z_{eq}. D'autre part, cette étude traite des amplitudes de tension et des niveaux de puissance. Aussi, l'information de phase n'est pas nécessaire et en considérant $Q_i >> 1$, on peut considérer Z_{eq} comme une impédance purement réelle telle que $Z_{eq} \approx R_{res}$ et :

$$R_{res} = \frac{L_m}{R_s C_{DC}} \tag{3.58}$$

Ainsi simplifié, le circuit de la figure 3.12b permet de comprendre l'impact du coefficient de couplage ϕ sur notre système dans le cas où la fréquence du circuit $R_s L C_{DC}$ est la fréquence de résonance mécanique du dispositif. Nous commencerons par une étude de la tension V en circuit ouvert puis par l'étude de la puissance dissipée dans une résistance R_L placée entre les points A et B.

3.3.2 Étude de la tension V en circuit ouvert

3.3.2.1 Étude théorique

La tension V est définie à partir de la force F_B telle que :

$$V = -\frac{\frac{F_B}{\phi} R_{res}}{\frac{R_r}{\phi^2} + R_{res}} \tag{3.59}$$

$$V = -\frac{F_B}{\frac{R_r}{\phi R_{res}} + \phi} \tag{3.60}$$

D'après l'équation (3.60), si R_{res} est un paramètre fixe, ϕ_0 est la valeur de ϕ pour laquelle la tension V trouve un extremum V_{max} tel que :

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{R_r}{R_{res}}} \tag{3.61}$$

$$V_{max} = \frac{F_B}{2\phi_0} \tag{3.62}$$

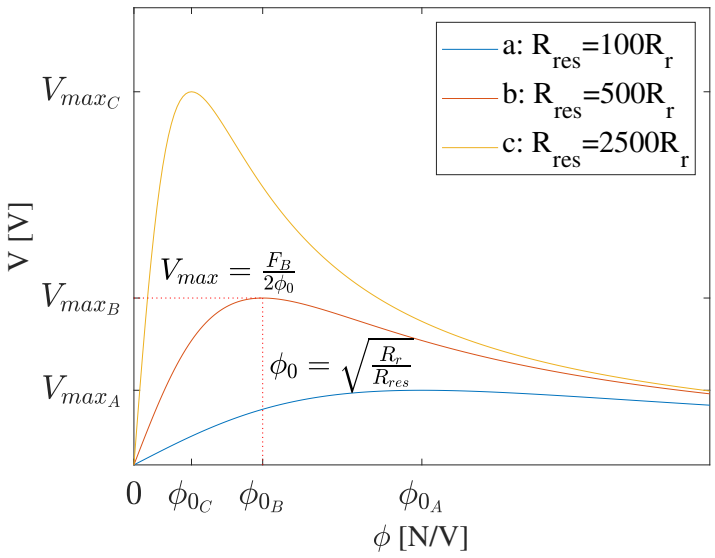


FIGURE 3.13 – Amplitude de la tension V en fonction du coefficient ϕ pour différentes valeurs de résistance R_{res} (équation (3.60))[an].

La figure 3.13 montre l'évolution de la tension théorique V en fonction de la variable ϕ pour différentes valeurs de partie réelle R_{res} exprimées en fonction de la résistance de rayonnement R_r. Y sont tracés les points de fonctionnement optimaux (ϕ_0, V_{max}) de chacune des courbes. Cette figure permet de comprendre que la tension V_{max} augmente d'autant plus que ϕ_0 est petit. Or, comme ϕ est limité par la valeur maximum ϕ_{col} qu'il atteint avant le phénomène de collapse, ce point de fonctionnement n'est possible que si la condition $\phi_{col} > \phi_0$ est respectée. Nous pouvons donc noter une condition sur R_{res} qui est nécessaire à l'existence de ϕ_0 :

$$\phi_{col} > \phi_0 \Leftrightarrow R_{res} > \frac{R_r}{{\phi_{col}}^2} \tag{3.63}$$

3.3.2.2 Conclusion de l'étude théorique

L'étude théorique du modèle piston en résonance avec une inductance adaptée à la fréquence de résonance mécanique f_r a permis de montrer l'existence d'un coefficient de transformation acoustique optimal ϕ_0 pour lequel l'amplitude de tension en circuit

ouvert est maximale. D'autre part, la théorie a montré que la valeur de ϕ_0 peut être modifiée en fonction du facteur de qualité Q_i de l'adaptation d'impédance. Plus Q_i est élevé, plus ϕ_0 est petit. Inversement, plus Q_i est petit, plus ϕ_0 est grand, jusqu'à être supérieur à ϕ_{col} le coefficient de transformation électroacoustique maximal du transducteur qui est limité par le phénomène de collapse.

La suite de ce chapitre va montrer l'existence de ce maximum de tension V_{max} en simulation puis en mesure. Enfin, la dernière partie de ce chapitre va permettre d'établir une relation entre ϕ_0 et la puissance maximale extractible du dispositif. Ainsi, à partir d'une mesure de la tension maximale produite par un dispositif en résonance avec une inductance, il sera possible de connaître précisément l'efficacité du transducteur à transférer de l'énergie acoustique vers une charge électrique.

3.3.2.3 Validation en simulation

Pour confirmer l'existence de la tension V_{max} en simulation, nous choisissons d'utiliser le modèle non linéarisé du transducteur décrit dans la partie 2.5.4. Les données nécessaires à la simulation LT-spice sont présentées dans le tableau 2.4 du chapitre 2.5.3. Elles sont réécrites dans le tableau 3.3 où la capacité C_{par} prend en compte les capacités C_{PCB}, C_p et C_{nit} et où la résistance d'accès R_{acces} n'est pas prise en compte afin de permettre de simuler un grand facteur de qualité de la boucle de résonance $L - C_{DC}$.

Paramètres	valeurs
k	$2.37 \times 10^7\,\mathrm{N\,m^{-1}}$
R_r	$0.96\,\mathrm{N\,m^{-1}\,s^{-1}}$
m	$19 \times 10^{-9}\,\mathrm{kg}$
C_{par}	287pF
S_{ut}	$5.83 \times 10^{-6}\,\mathrm{m^2}$
d_n	460nm
Pr_{atm}	101 325 Pa
F_{cnts}	1.9N

TABLE 3.3 – Données architecturales du CMUT et ses paramètres ajustés

Sur un dispositif réel, pour faire varier le coefficient ϕ, il faut faire varier la tension V_{DC}. Cependant, la tension V_{DC} détermine le déplacement statique x_{DC} et les termes C_{DC} et k_{soft} vont donc varier (équation (3.64) et (3.65)) :

$$C_{DC} = \frac{\epsilon_0 S_u t V_{DC}}{d_n - x_{DC}} + C_{par} \tag{3.64}$$

$$k_{soft} = k - \frac{\epsilon_0 S_u t V_{DC}^2}{(d_n - x_{DC})^3} \tag{3.65}$$

Or, l'évolution de ces deux derniers termes fait que la fréquence de résonance mécanique et la fréquence de résonance électrique se modifient et s'écartent de la fréquence f_r décrite par l'équation (3.55). Afin de les rendre les plus indépendants possible du coefficient ϕ, nous avons "bloqué" en simulation la position statique du piston x_{DC}. Ainsi, quelle que soit la tension de polarisation, la capacité C_{DC} est constante et k_{soft}

évolue linéairement avec le carré de la tension de polarisation, ce qui minimise la désadaptation d'impédance lorsque la tension de polarisation varie.

Il en résulte la figure 3.14 où l'amplitude V est présentée en fonction de V_{DC} pour différentes valeurs de partie réelle R_{res} exprimées en fonction de R_r. Comme la position x_{DC} du piston est artificiellement maintenue constante, la désadaptation d'impédance due au changement de polarisation est moindre et les maxima de tension calculés grâce à l'équation (3.62) sont très proches des maxima de tension montrés par la simulation.On peut remarquer que les valeurs de R_{res} ont été augmentées par rapport au graphique théorique (figure 3.13) afin de respecter la condition donnée par l'équation (3.63). Le respect de cette condition permet de visualiser une tension maximale V_{max} pour une tension de polarisation V_{DC0} correspondant à ϕ_0.

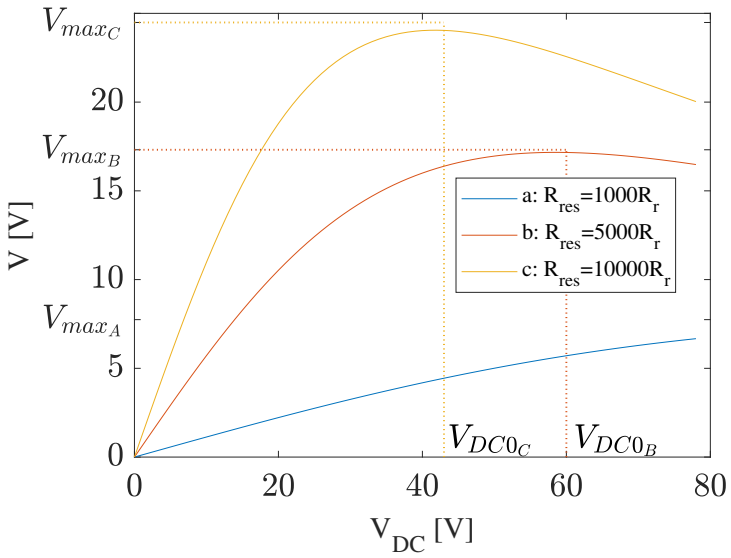


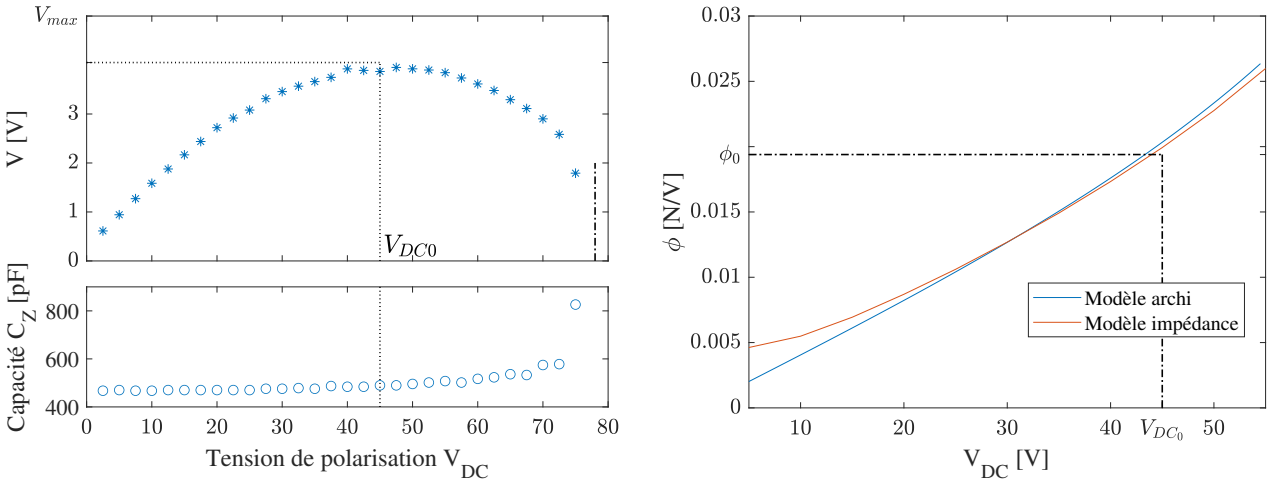
FIGURE 3.14 – Amplitude de la tension V obtenue pour une pression $Pr = 42kPa$ en fonction de la tension de polarisation V_{DC}[spice][Modèle NL].

Cette simulation confirme que grâce à l'adaptation d'impédance, l'amplitude de tension maximale V_{max} que peut délivrer notre dispositif ne se trouve plus nécessairement pour un coefficient de couplage ϕ élevé mais bien pour un coefficient de transformation électroacoustique optimal ϕ_0, comme le montre l'équation théorique (3.60). Néanmoins, comme montré par la courbe bleue, quand le facteur de qualité de la boucle de résonance est faible, il est possible que la tension de collapse soit atteinte avant que l'amplitude V n'atteigne la valeur V_{max}.

3.3.2.4 Validation expérimentale

Pour confirmer l'existence du coefficient de transformation électroacoustique optimal ϕ_0, nous avons réalisée une mesure sur le CMUT présenté dans le chapitre 2 et dont le modèle est utilisé dans la simulations précédente (3.3.2.3. Il est excité par un train d'onde de pression d'amplitude $Pr \approx 13kPa$ appliqué par le transducteur caractérisé en 2.5.1 qui est placé à une distance de $15cm$ du dispositif CMUT. Pour augmenter le facteur de qualité de la boucle de résonance et permettre de mesurer V_{max}, une inductance d'une valeur $L = 4,5\mu H$ et d'une résistance série $R_s = 0,4\Omega$ a été conçue au laboratoire. La fréquence de résonance du dispositif connecté à l'inductance a été mesurée proche de 3,5MHz. À cette fréquence, l'inductance compense l'impédance de C_{DC} mais aussi la partie imaginaire de la branche mécanique du dispositif.

La figure 3.15a (en haut) présente les résultats de mesure de la tension V mesurée aux bornes du transducteur en fonction de sa tension de polarisation V_{DC}. À chaque incrément de la tension de polarisation, la fréquence de résonance f_{res} est ajustée afin que l'amplitude de la tension V mesurée soit maximale. La mesure montre le maximum de tension V_{max} autour de la tension de polarisation optimale $V_{DC_0} = 45V$.



(a) (b)

FIGURE 3.15 – a) En haut : Amplitude de la tension V mesurée à la fréquence de résonance pour une pression $Pr \approx 13kPa$ en fonction de la tension de polarisation V_{DC} [exp]. En bas : Capacité C_Z calculée à partir de la fréquence de résonance f_{res} pour chaque tension V_{DC} [exp]. b) Placement du point de coordonnées $(V_{DC_0}; \phi_0)$ sur la courbe du coefficient ϕ en fonction de V_{DC} établit à partir d'une mesure d'impédance dans la partie qui traite de la modélisation du dispositif (section 2.5.3).

Pour s'assurer que la décroissance de la tension V ne soit pas due au phénomène de collapse, la capacité C_Z du transducteur qui est compensée par L à la fréquence de résonance f_{res} a été calculée à l'aide de l'équation (3.66) et affichée (figure 3.15a en bas). La brusque variation de C_Z à $V_c = 75V$ montre l'effet du collapse qui n'est donc pas à l'origine de la décroissance de V après la tension V_{DC_0}.

$$C_Z = \frac{1}{(2\pi f_{res})^2 L} \tag{3.66}$$

Comme les paramètres L, R_{acces}, R_s et $C_Z(V_{DC_0})$ sont connus, on peut calculer R_{res} à partir de l'équation (3.58). En effet, dans ce cas-ci, la résistance R_{acces} s'additionne à la résistance série de l'inductance telle que :

$$R_{res} = \frac{L}{(R_{acces} + R_S) \cdot C_Z(V_{DC_0})} \tag{3.67}$$

Et donc à partir des équations (3.61), (3.67) et des données de notre modèle, on calcule la valeur de ϕ_0 telle que :

$$\phi_0 = \sqrt{R_r / R_{res}} = 0.0194 N/V \tag{3.68}$$

Le point de fonctionnement $(V_{DC_0}; \phi_0)$ ainsi déterminé expérimentalement peut être placé sur la courbe de la figure 3.15b tirée du chapitre 2.4 dans lequel le CMUT

a été modélisé. La proximité du point avec le modèle permet de confirmer expérimentalement l'existence du coefficient ϕ_0 et son expression qui dépend de la résistance de radiation R_r et de la partie réelle R_{res} à la résonance.

Dans la suite de ce chapitre, la puissance maximale qui peut être extraite d'un transducteur CMUT va être étudiée en fonction du coefficient de transformation électroacoustique ϕ exprimé en fonction de ϕ_0. Ainsi, quel que soit le dispositif CMUT utilisé, la mesure de l'amplitude de tension V_{max} permettra de prédire l'efficacité d'un transducteur en résonance à transférer de l'énergie sur une résistance de charge.

3.3.3 Étude de la puissance dissipée dans une résistance R_L

À présent, une résistance R_L est ajoutée au modèle décrit précédemment et la puissance optimale qu'elle dissipe est exprimée en fonction de R_{res} et ϕ_0.

3.3.3.1 Étude théorique

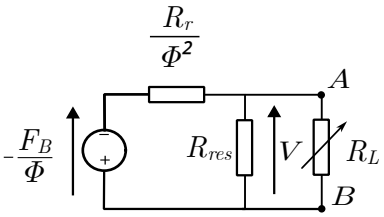


FIGURE 3.16 – Modèle simplifié en considérant la double résonance (équation (3.55) et une résistance R_L

La présence de la résistance R_L modifie l'expression de la tension V (3.29) qui s'exprime à présent comme :

$$V = -\frac{F_B}{\frac{R_r}{\phi(R_L//R_{res})} + \phi} \tag{3.69}$$

Où $R_L//R_{res} = \frac{R_L R_{res}}{R_L + R_{res}}$ exprime la résistance équivalente à R_L et R_{res} connectées en parallèle.

La puissance moyenne $< P >$ dissipée dans la résistance R_L s'exprime en fonction des valeurs efficaces V_{rms} et $F_{B_{rms}}$ de V et F_B :

$$< P >= \frac{V_{rms}^2}{R_L} = \left(\frac{F_{B_{rms}}}{\frac{R_r}{\phi(R_L//R_{res})} + \phi} \right)^2 \frac{1}{R_L} \tag{3.70}$$

Une fois développée, l'expression de la puissance devient :

$$< P >= \frac{F_{B_{rms}}^2}{2R_r + \phi^2 R_L + \frac{2R_r R_L}{R_{res}} + \frac{{R_r}^2}{\phi^2 R_L} + \frac{2{R_r}^2}{\phi^2 R_{res}} + \frac{{R_r}^2 R_L}{\phi^2 {R_{res}}^2}} \tag{3.71}$$

Et en factorisant le dénominateur par R_r, on obtient l'expression complète de la puissance moyenne dissipée dans la charge R_L :

$$< P >= \frac{F_{B_{rms}}^2}{4R_r} \frac{4}{2 + \frac{\phi^2 R_L}{R_r} + \frac{2R_L}{R_{res}} + \frac{R_r}{\phi^2 R_L} + \frac{2R_r}{\phi^2 R_{res}} + \frac{R_r R_L}{\phi^2 {R_{res}}^2}} \tag{3.72}$$

Le second membre de cette équation montre le produit de deux termes, le premier étant la puissance maximale P_{max} définie dans le chapitre 1.2.4.1 qui est uniquement fonction des caractéristiques mécaniques du transducteur. Le deuxième terme est un terme sans dimension qui module la puissance que peut délivrer le transducteur à la charge en fonction de P_{max}. C'est donc la puissance normalisée par rapport à P_{max} que l'on note P_{nor} telle que :

$$< P >= P_{max} P_{nor} \tag{3.73}$$

Où, P_{nor} est le facteur sans dimension qui exprime le second membre de l'équation (3.72). En normalisant R_L par rapport à R_{res} et ϕ par rapport à ϕ_0 la valeur optimale pour laquelle V est maximale en circuit ouvert (équation (3.61)), on obtient :

$$P_{nor} = \frac{4}{2 + \Phi^2 x + 2x + \frac{1}{\Phi^2 x} + \frac{2}{\Phi^2} + \frac{x}{\Phi^2}} \tag{3.74}$$

Où $R_L = xR_{res}$ et $\phi = \Phi\phi_0$.

Ainsi, en factorisant cette équation selon x, on retrouve :

$$P_{nor} = \frac{4\Phi^2 x}{\left(\Phi^2 + 1\right)^2 \left(x + \frac{1}{\Phi^2 + 1}\right)^2} \tag{3.75}$$

Pour comprendre l'impact de Φ et x sur la puissance maximale que peut fournir le transducteur, il convient donc d'étudier la fonction P_{nor}. Dans notre circuit (figure 3.16), quels que soient ϕ et R_{res}, il existe une valeur de R_L pour laquelle la puissance qu'elle dissipe est maximale. Nous choisissons donc de fixer Φ et de trouver la variable x_{opt} qui permet d'écrire la puissance optimale dissipée dans R_L en fonction de Φ. Ce maximum se trouve quand $\partial P / \partial x = 0$, et donc comme P_{max} est constant, cela revient à trouver x tel que :

$$\frac{\partial P_{nor}}{\partial x} = 0 \tag{3.76}$$

En posant $d = \Phi^2 + 1$, l'équation 3.75 est de la forme u/v avec $u = 4\Phi^2 x$ et $v = d^2 \left(x + \frac{1}{d}\right)^2$. Ainsi,

$$\frac{\partial P_{nor}}{\partial x} = 0 \Leftrightarrow 4\Phi^2 d^2 \left(x_{opt} + \frac{1}{d}\right)^2 - 8\Phi^2 x_{opt} d^2 \left(x_{opt} + \frac{1}{d}\right) = 0 \tag{3.77}$$

et donc la résistance de charge optimale s'exprime à travers la valeur optimale x_{opt} telle que :

$$x_{opt} = \frac{1}{d} = \frac{1}{(\Phi^2 + 1)} \tag{3.78}$$

En réinsérant cette valeur de résistance optimale dans l'équation (3.75), la puissance normalisée optimale $P_{n_{opt}}$ se simplifie en fonction de Φ comme :

$$P_{n_{opt}} = \Phi^2 x_{opt} = \frac{\Phi^2}{\Phi^2 + 1} \tag{3.79}$$

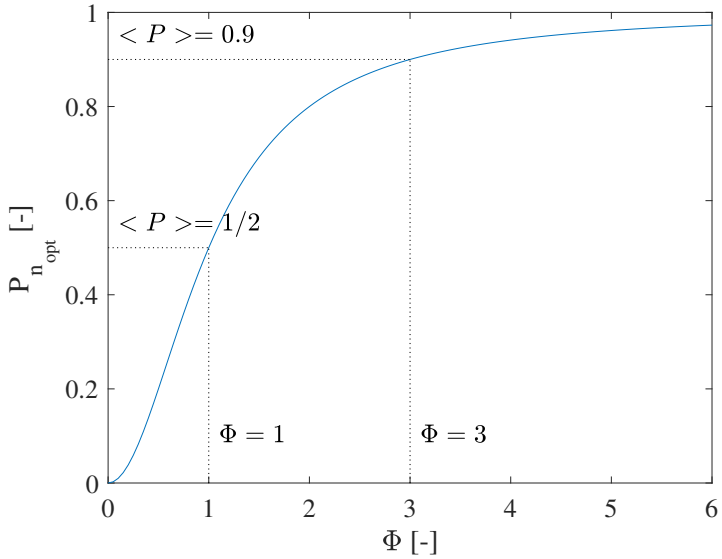


FIGURE 3.17 – Puissance normalisée par rapport à P_{max} visualisée en fonction de Φ [an].

Ainsi, comme il est montré sur la figure 3.17, si $\Phi = 1$, la moitié de la puissance maximale que peut transférer le dispositif est dissipée dans la résistance R_L et lorsque $\Phi > 3$, la puissance dissipée dans la résistance dépasse 90% de la puissance maximale.

Enfin, comme le coefficient ϕ d'un transducteur électrostatique est limité par le phénomène de collapse, le terme ϕ_0 déterminé ici ne peut-être mesuré s'il est supérieur à ϕ_{col} qui exprime le maximum du coefficient de couplage qu'un dispositif peut atteindre avant de collapser. Ainsi, pour qu'un dispositif puisse dissiper dans une résistance R_L une puissance proche de du maximum de puissance qu'il peut fournir, on écrit la condition nécessaire à R_{res} :

$$\phi_{col} > 3\phi_0 \Leftrightarrow R_{res} > 9\frac{R_r}{{\phi_{col}}^2} \tag{3.80}$$

3.3.3.2 Conclusion de l'étude théorique

Grâce à l'équation (3.79), on comprend que le terme ϕ_0 déterminé dans l'étude en circuit ouvert (équation (3.61)) permet :

1. D'exprimer l'écart entre la puissance dissipée dans R_L et la puissance maximum extractible.
2. D'apprécier les limites en puissance d'un transducteur muni d'un étage d'adaptation d'impédance.

Comme présenté sur la figure 3.15a, sous réserve que ϕ_0 soit inférieur au ϕ_{col} du dispositif, sa présence se mesure précisément quand le transducteur résonne avec l'inductance sans transférer d'énergie. En outre, comme la partie "Modélisation de dispositif CMUT" (2) a validé la méthode permettant de déterminer R_r, C_{DC} et R_{acces}, la

résistance R_{res} et donc le point de fonctionnement ϕ_0 se calculent précisément si l'on connait la valeur et la résistance série de l'inductance de résonance.

3.3.3.3 Application à notre dispositif

Dans le chapitre 2.5.3, le coefficient de couplage maximal de notre dispositif (figure 3.15b) est déterminé pour la tension $V_{DC} = 55V$ proche de la tension de collapse tel que $\phi_{col} = 0,026NV^{-1}$

La résistance R_{res} se détermine avec les composants de la boucle de résonance RLC. On rappelle que pour $V_{DC} = 55V$, la résistance R_{acces} et la capacité statique C_{DC} ont été mesurées dans le chapitre 2.4 telles que $R_{acces} = 3.2\Omega$ et $C_{DC} = 447pF$.

Ainsi, à la fréquence $f = 5MHz$ proche de la fréquence de résonance de notre dispositif, l'inductance de résonance vaut

$$L = \frac{1}{(2\pi f)^2 C_{DC}} = 2.15\mu H \tag{3.81}$$

Comme sa résistance série vaut $R_s = 0,4\Omega$, la valeur de R_{res} est déterminée telle que :

$$R_{res} = \frac{L}{(R_s + R_{acces})C_{DC}} = 1264\Omega \tag{3.82}$$

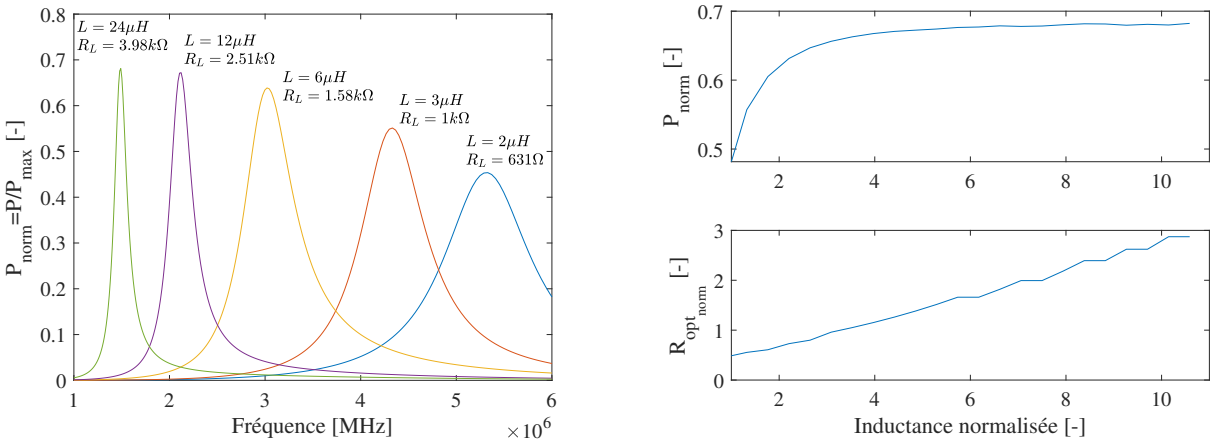
Et donc : $\phi_0 = \sqrt{R_r/R_{res}} = 0,027N.V^{-1} \approx \phi_{col}$, donc en polarisant notre dispositif à la tension maximale, proche de la tension de collapse, $\Phi = 1$ et donc la puissance que le transducteur peut dissiper dans une résistance R_L est proche de la moitié de la puissance disponible.

$$< P > \approx \frac{P_{max}}{2} \tag{3.83}$$

Pour s'approcher davantage de la puissance disponible avec le même transducteur, il est donc nécessaire de diminuer le terme ϕ_0 et donc d'augmenter R_{res} (équation (3.61)). Par exemple, dans la section 3.3.2.4, on utilise une inductance de valeur plus élevée et donc la valeur R_{res} est d'autant plus élevée, ce qui aboutit à une diminution de ϕ_0. À noter que dans ce cas-là, la fréquence de résonance est plus basse que la fréquence de résonance mécanique et l'inductance compense la capacité statique C_{DC} mais aussi la partie imaginaire de la branche mécanique du transducteur.

3.3.3.4 Validation en simulation

Avec le modèle linéarisé de la section 2.4.3, la figure 3.18a montre les pics de puissance dissipée dans la charge R_L aux fréquences de résonance pour 5 valeurs d'inductances différentes et leurs résistances optimales associées. La puissance dissipée dans la charge est normalisée par la puissance maximum P_{max} que peut fournir le dispositif. Autour de la fréquence de résonance mécanique $f_r = 5.62MHz$, la simulation vérifie le résultat de l'équation (3.83) qui exprime la puissance limite que la résistance peut dissiper à cette fréquence lorsque $\phi = \phi_{col}$. L'augmentation de la valeur de l'inductance montre un gain non négligeable de la puissance transmise à la charge pour des



(a) (b)

FIGURE 3.18 – (a) Puissance dissipée dans une résistance R_L normalisée pour 5 valeurs d'inductance et les résistances optimales correspondantes. (b) Puissance et résistance optimales normalisées en fonction de l'inductance normalisée. Les données sont définies telles que $P_{norm} = P/P_{max}$, $L_{norm} = L\omega_0{}^2 C_{DC}$ et $R_{opt_{norm}} = R_{opt}\phi^2/R_r$ [spice][modèle L].

fréquences de résonance plus basses. Sur la figure 3.18b, la puissance normalisée, et la résistance optimale normalisée équivalentes sont calculées en simulation et affichées en fonction de l'inductance normalisée. Il ressort que pour ce dispositif, l'augmentation de l'inductance d'un facteur 4 permet d'augmenter la puissance dissipée dans la charge de 40%. D'autre part l'augmentation de l'inductance semble trouver une limite qui n'est pas attendue dans les calculs théoriques. En effet, le modèle utilisé est un modèle transformateur qui comprend une branche mécanique qui n'est pas prise en compte dans les calculs. En s'éloignant de la fréquence de résonance, la partie imaginaire de la branche mécanique participe donc à limiter la puissance. Enfin le gain en puissance s'accompagne nécessairement d'une bande passante plus fine, d'une fréquence de résonance plus basse et d'une résistance optimale plus élevée. Ceci est à prendre en compte si l'on doit satisfaire les besoins en tension et en courant de la charge à alimenter.

3.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a d'abord permis de comparer une architecture passive à une architecture active de transfert d'énergie. La puissance délivrée à la charge grâce à l'architecture passive a d'abord été présentée théoriquement de la même manière que le circuit SSHI dans la littérature. Il en résulte que ces deux circuits permettent de transférer la puissance maximum extractible d'un dispositif quand les facteurs de qualité de leur boucle de résonance sont suffisamment grands. Ensuite, des simulations à paramètres variables ont permis de visualiser les avantages et inconvénients de chacune des méthodes sur le dispositif CMUT de notre laboratoire modélisé dans le chapitre 2. Il apparaît que le circuit SSHI est plus performant lorsque les facteurs de qualité des boucles de résonance de chacune des architectures sont égaux. Néanmoins comme le temps de commutation du circuit SSHI est nécessairement plus petit que la période d'excitation du dispositif, son inductance est nécessairement d'une valeur plus faible que celle du circuit passif, ce qui dégrade d'autant son facteur de qualité. La conclusion est donc qu'il est plus efficace de recourir à une architecture passive.

Ensuite, pour permettre de prédire efficacement les performances de transfert d'énergie d'un dispositif CMUT, le cas d'une adaptation d'impédance passive sans pont de diode a été plus précisément étudié en fonction du coefficient de couplage ϕ et du facteur de qualité de l'adaptation d'impédance. Une première étude qui présente la tension V en circuit ouvert en fonction de ϕ a permis de quantifier la qualité de l'adaptation d'impédance à travers un coefficient optimal ϕ_0. Puis, le cas d'un transfert de puissance sur une résistance R_L a aussi été étudié. Il a été établi que la puissance maximale peut être transférée au dispositif si le coefficient de couplage ϕ est tel que $\phi_{col} > \phi > 3\phi_0$. Ainsi, comme ϕ_0 est dépendant du facteur de qualité de l'adaptation d'impédance, la valeur ϕ_{col} est la limite inférieur du facteur de qualité nécessaire de l'adaptation d'impédance pour permettre de transférer la puissance maximal extractible d'un dispositif CMUT.

Cependant, dans un dispositif médicalement implanté, la seule source d'énergie, si tant est qu'il y en ait une, est d'une tension trop faible pour faire fonctionner un dispositif à sa tension de polarisation optimale. Le chapitre suivant présente un circuit électrique inspiré de la littérature qui permet de polariser un dispositif CMUT à une tension choisie, à partir d'un apport d'énergie minime.

Chapitre 4

Circuit d'auto-polarisation de dispositif CMUT et transfert d'énergie

Jusqu'ici, les dispositifs CMUTs et les circuits d'interfaces ont été étudiés en utilisant des sources de tension pour polariser les transducteurs. Néanmoins, cette nécessité de polariser les transducteurs à une tension élevée est un frein à l'utilisation de CMUT pour transférer de l'énergie à un implant médical. Pour palier cette difficulté, certains auteurs proposent d'exploiter les charges électriques piégées dans les membranes des CMUTs [10], [106] ou, plus récemment, d'ajouter un condensateur de stockage intégré [107]. Cependant, ces solutions ont une faible répétabilité et ne permettent pas un réglage fin de la tension de polarisation. À notre connaissance, seuls *Zhao et al* [7] ont présenté un circuit intégré qui polarise un dispositif CMUT à partir d'une faible tension continue jusqu'à une tension moyenne de 48 V en 200 ms.

Dans ce chapitre, nous commencerons par proposer un circuit électrique qui permet de relever le défi que représente la polarisation d'un dispositif CMUT implanté. À partir d'une vingtaine de composants discrets, d'une très faible tension de polarisation initiale (apportée par exemple par la batterie de l'implant médical) et d'une pression acoustique, le circuit électrique que nous proposons, permet de polariser un dispositif CMUT à une tension choisie. Ce circuit sera expliqué théoriquement puis validé par une simulation LT-spice puis par des mesures. Enfin, la dernière partie de ce chapitre montrera comment ce type de circuit se connecte aux interfaces de transfert d'énergie vues jusqu'ici, et les résultats de simulation et expérimentaux présenteront des transferts d'énergie utilisant des CMUT munis d'un circuit d'auto-polarisation.

4.1 Circuit d'auto-polarisation de dispositif CMUT

Dans le domaine de la récupération d'énergie vibratoire, l'état de l'art montre que certaines interfaces des transducteurs électrostatiques permettent à la fois de générer une tension de polarisation optimale à partir d'une faible tension initiale [80], et de transférer efficacement cette énergie sur une charge. En particulier, le circuit présenté dans [108] et [109] permet d'augmenter la tension de polarisation des transducteurs électrostatiques au moyen de quelques capacités et diodes, d'un premier apport d'énergie électrique (ie. une capacité préalablement chargée) et de vibrations incidentes. À ces basses fréquences, la capacité statique C_{DC} s'apparente à une très haute impédance et

il n'est pas nécessaire d'y ajouter un étage d'adaptation. Ainsi, leur tension en circuit ouvert est simplement dépendante de la variation de capacité qu'ils forment et le fonctionnement de ce circuit est seulement limité par les valeurs maximales et minimales de la capacité variable du transducteur.

Sur des dispositifs CMUTs excités par des ultrasons dans l'eau, d'une part, l'amplitude de la variation de la capacité est très faible et d'autre part, la capacité statique stocke une énergie réactive qui ne peut être transférée à la charge. Cependant, il est possible de la compenser par une inductance. Dans ce chapitre, nous présenterons un circuit qui allie l'interface présentée par [109] et un étage d'adaptation d'impédance afin de polariser un dispositif CMUT à partir d'une faible tension de polarisation initiale.

4.1.1 Théorie

Cette section permet de comprendre le fonctionnement théorique du circuit que nous proposons pour permettre à un dispositif CMUT de s'auto-polariser. Pour simplifier les explications, nous commencerons par distinguer le régime dynamique et le régime dit "lent". Puis l'impact de l'inductance d'adaptation d'impédance sur la tension alternative V_{ac} sera rappelé et le fonctionnement du circuit complet pourra être présenté analytiquement en boucle ouverte puis en boucle fermée.

4.1.1.1 Définition du temps "lent"

Dans le processus d'auto-polarisation qui est présenté ici, les caractéristiques statiques du dispositif CMUT varient dans le temps. Comme elles varient très lentement par rapport aux caractéristiques dynamiques, nous ferons référence à l'expression "régime lent" au lieu de "régime statique". Néanmoins, comme une période de temps "lent" est considérée comme constante dans le domaine dynamique, elle sera tout de même marquée de l'indice $_{DC}$.

Pour rappel, dans le domaine de temps "lent", le déplacement "lent" moyen x_{DC} des membranes du dispositif est défini par une relation à l'équilibre de type :

$$F_{e_{DC}} = k_m x_{DC} \tag{4.1}$$

Où $F_{e_{DC}}$ et $k_m x_{DX}$ sont la force électrostatique et la force de rappel mécanique qui s'appliquent au piston équivalent du dispositif. Il n'y a pas d'autres forces "lentes" qui s'appliquent à la membrane.

Cette équation se développe en :

$$\frac{1}{2}\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{(d - x_{DC})^2} - k_m x_{DC} = 0 \tag{4.2}$$

Elle rappelle que le déplacement "lent" x_{DC} est lié à la tension V_{DC} par une équation du troisième ordre qui ne peut pas être résolu analytiquement. Cependant, on sait que x_{DC} augmente avec la tension de polarisation V_{DC} [57].

4.1.1.2 Étage d'adaptation d'impédance

Comme dans le chapitre précédent, notre dispositif haute fréquence nécessite d'être couplé à une inductance d'adaptation d'impédance. Ainsi, les mêmes conditions que le chapitre précédent sont exprimées ici :

— L'énergie réactive du transducteur est compensée par une inductance L connectée au dispositif selon le modèle présenté sur la figure 4.1.
— Le condensateur de découplage C_{dec} a été volontairement supprimé du modèle qui exprime le comportement dynamique du dispositif.
— La fréquence f a été choisie conjointement avec l'inductance pour satisfaire la condition de résonance donnée par l'équation (4.3).

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k_{soft}}{m}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_{DC}}} \tag{4.3}$$

Ainsi la tension V_{ac} s'écrit en fonction de ϕ, R_r, F_B et R_{res} comme :

$$V_{ac} = -\frac{F_B}{\frac{R_r}{\phi R_{\text{res}}} + \phi} \tag{4.4}$$

Où, comme dans le chapitre précédent (équation (3.56)) :

$$R_{res} = \frac{L}{R_s C_{DC}} \qquad R_{res} >> |Z_{C_{DC}}| \tag{4.5}$$

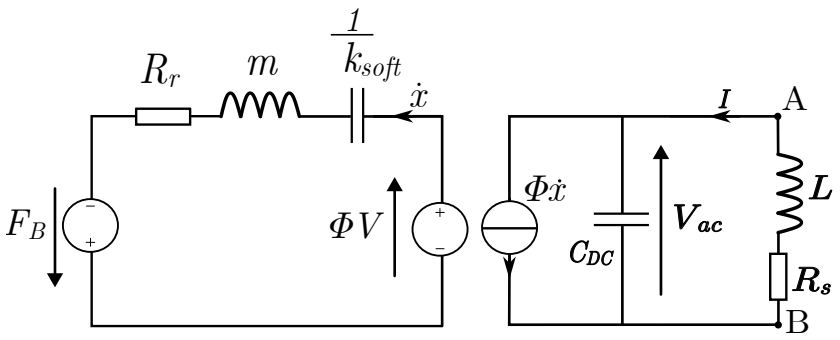


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif CMUT connecté à une inductance.

L'équation (4.4) décrite dans le chapitre précédent (section 3.3.2) montre que la tension V_{ac} augmente avec ϕ jusqu'à $\phi_0 = \sqrt{R_r/R_{res}}$ où elle trouve son maximum. Dans notre modèle, l'augmentation de la tension V_{DC} correspond à la charge des capacités C_{DC} et C_{dec} qui se retrouvent en parallèle en régime "lent". Le circuit d'auto-polarisation que nous proposons sert à charger ces deux capacités à partir de la pression incidente et d'une faible tension initiale apportée par la batterie d'un dispositif médicalement implanté.

4.1.1.3 Schéma du circuit d'auto-polarisation du dispositif

Le circuit proposé pour polariser un dispositif CMUT à partir d'une faible tension de polarisation est présenté dans la figure 4.2. Comme dans l'architecture proposée

par *Lefeuvre et al* [109], il est composé de n cellules de multiplicateurs et d'un redresseur connectés au dispositif CMUT découplé par une capacité C_{dec} et à l'inductance L. Contrairement au chapitre précédent, la valeur de l'inductance L devra être adaptée à la fois à l'impédance de C_{DC} sous V_{DC} et à l'impédance totale du redresseur et du multiplicateur. En effet, ces derniers étant composés d'un réseau de diodes et de capacités, leur impédance est majoritairement capacitive. Il en résulte donc une capacité parasite supplémentaire en parallèle de l'inductance qui contribue à dégrader le facteur de qualité de la boucle de résonance.

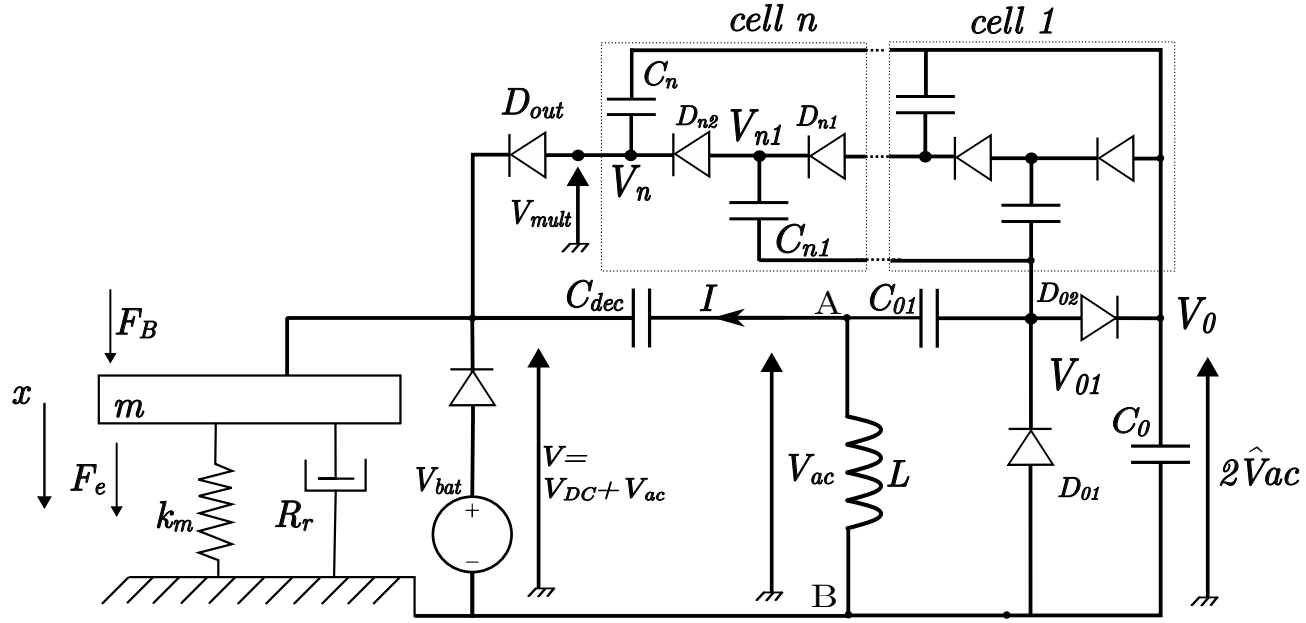


FIGURE 4.2 – Circuit d'auto-polarisation du CMUT

4.1.1.4 Étude du circuit en boucle ouverte

L'étude du circuit d'auto-polarisation en circuit ouvert permet de détailler le fonctionnement du multiplicateur et du redresseur. Le circuit est ouvert en remplaçant la diode D_{out} par un interrupteur ouvert.

En régime transitoire, quand les capacités ne sont pas encore chargées, la capacité C_{01} se charge à travers la diode D_{01} à chaque alternance négative de V_{ac}. À chaque alternance positive de V_{ac}, D_{01} est bloquée et C_{01} décharge une partie de ses charges dans la capacité C_0. Ainsi, en régime établi, C_{01} est chargée au maximum de la tension V_{ac} telle que :

$$V_{C01} = \hat{V}_{ac} \tag{4.6}$$

Où $\hat{V}_{ac}$ définit l'amplitude de V_{ac}.

Comme le potentiel V_{01} est défini par rapport à la masse en fonction de la différence de potentiel V_{C01} aux bornes de la capacité C_{01} par :

$$V_{01} = V_{ac} + V_{C01} = V_{ac} + \hat{V}_{ac} \tag{4.7}$$

Alors en régime établi :

$$V_{01} = V_{ac} + \hat{V}_{ac} \tag{4.8}$$

La tension en régime établi V_{01} correspond donc à la tension alternative V_{ac} superposée à la tension continue $\hat{V}_{ac}$ tel que :

$$max(V_{01})) = 2\hat{V}_{ac} \qquad min(V_{01}) = 0 \tag{4.9}$$

Comme la capacité C_0 est chargée à travers la diode D_{02} par la tension V_{01}, en régime établit :

$$V_0 = max(V_{01})) = 2\hat{V}_{ac} \tag{4.10}$$

À noter qu'en régime établi, les capacités étant chargées, le courant des diodes sont très faibles et les chutes de tensions des diodes sont donc négligeables.

Chaque cellule de multiplication fonctionne d'une manière similaire. Pendant les alternances négatives du potentiel V_{01}, les tensions V_{n-1} sont supérieures à la tension V_{01} et les capacités C_{n1} se chargent jusqu'à atteindre leurs tensions finales en régime établi :

$$V_{Cn1} = V_{n-1} - min(V_{01}) = V_{n-1} \tag{4.11}$$

Comme les potentiels V_{n1} sont définis par rapport à la masse en fonction de la différence de potentielle V_{Cn1} aux bornes de la capacité C_{n1} par :

$$V_{n1} = V_{01} + V_{Cn1} \tag{4.12}$$

$$V_{n1} = V_{ac} + \hat{V}_{ac} + V_{n-1} \tag{4.13}$$

Les tensions V_{n1} sont les tensions alternatives V_{ac} superposées à la tension continue $\hat{V}_{ac} + V_{n-1}$. Enfin les capacités C_n sont chargées au travers des diodes D_{n2} au maximum de la tension V_{n1} telles que :

$$V_n = max(V_{n1}) = 2\hat{V}_{ac} + V_{n-1} \tag{4.14}$$

Ainsi, pour un circuit constitué de n étages de multiplication, la tension V_n correspond à une suite arithmétique de raison $2\hat{V}_{ac}$ qui s'écrit :

$$V_n = 2n\hat{V}_{ac} + V_0 \tag{4.15}$$

Et comme la tension V_0 est aussi fonction de l'amplitude $\hat{V}_{ac}$, on écrit la tension constante en régime établi V_{mult} en sortie du multiplicateur telle que :

$$V_{mult} = G\hat{V}_{ac} \tag{4.16}$$

Où $G = 2(n+1)$ est le gain du multiplicateur de n cellules et du redresseur en circuit ouvert.

4.1.1.5 Étude du circuit en boucle fermée

Quand la diode D_{out} est connectée, le circuit est fermé. Néanmoins, pour qu'elle commence à conduire, la tension V_{mult} doit être supérieure à la tension de polarisation initiale du dispositif, V_{bat} dans notre cas.

Le premier effet est sur la tension de polarisation "lente" V_{DC} qui augmente jusqu'à atteindre une nouvelle valeur donnée par la relation :

$$V_{mult} = min(V(t)) \tag{4.17}$$

Comme V est la superposition de V_{DC} et de la tension sinusoïdale d'amplitude V_{ac} centrée sur $0V$,

$$V_{mult} = min(V) = V_{DC} - V_{ac} \tag{4.18}$$

Donnant lieu à une relation sur V_{DC} :

$$V_{DC} = \hat{V}_{ac}(G+1) \tag{4.19}$$

Le deuxième effet est que cette montée lente de la tension V_{DC} induit une montée lente du coefficient ϕ (4.20) et donc de l'amplitude V_{ac} (4.4). Comme cette dernière amplitude est réinjectée positivement sur V_{DC}, V_{DC} augmente continuellement selon les étapes présentées sur la figure 4.3. La figure 4.3 est un schéma fonctionnel où $f_2(\phi)$ et $f_3(V_{ac})$ viennent des relations (4.4) et (4.19) et la relation $f_1(V_{DC})$ est la définition du coefficient de transformation électromécanique ϕ du modèle piston :

$$f_1(V_{DC}) = \phi = \frac{\epsilon_0 S}{(d - x_{dc})^2} \tag{4.20}$$

Ce diagramme est un modèle comportemental qui émule l'inertie du phénomène d'auto-polarisation à travers les nouvelles variables τ, qui représente la constante de temps du multiplicateur et du dispositif CMUT et p, qui est la variable de Laplace.

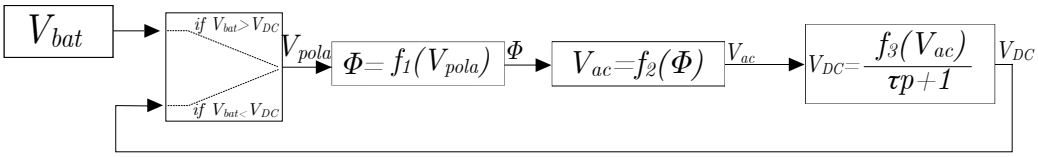


FIGURE 4.3 – Diagramme du fonctionnement de la montée de la tension de polarisation V_{DC}

4.1.1.6 Condition de déclenchement

Pour que le circuit d'auto-polarisation s'enclenche, la diode D_{out} doit nécessairement conduire. En d'autres termes, il faut que la tension V_{ac} soit telle que $V_{mult} > V_{bat}$. À partir de l'équation (4.4) et (4.16), cette condition devient :

$$\frac{GF_B}{\frac{R_r}{\phi_{bat}R_{res}} + \phi_{bat}} > V_{bat} \tag{4.21}$$

Ici, le coefficient de transformation électroacoustique ϕ a été remplacé par sa valeur initiale ϕ_{bat} obtenue lorsque le dispositif est polarisé par la batterie de tension continue V_{bat}. Comme V_{bat} est supposée être faible par rapport à la tension de collapse du dispositif à polariser, on peut affirmer que le déplacement initial lent x_{bat} est négligeable tel que $x_{bat} << d$. Par conséquent, ϕ_{bat} peut-être exprimée proportionnellement à V_{bat} à partir de l'équation (4.20) :

$$\phi_{bat} = \frac{\epsilon_0 S V_{bat}}{(d - x_{bat})^2} \approx \frac{\epsilon_0 S V_{bat}}{d^2} \tag{4.22}$$

Alors, la condition initiale induit une condition sur le gain G et la force externe F_B :

$$GF_B > \frac{\epsilon_0 S V_{bat}^2}{d^2} + \frac{R_r}{R_{res}} \frac{d^2}{\epsilon_0 S} \tag{4.23}$$

Ce résultat est intéressant car il montre que si les pertes parasites du circuit sont négligées, une force incidente trop faible pour enclencher la montée de la tension de polarisation, peut être compensée par un gain du multiplicateur plus fort.

4.1.1.7 Saturation de la tension de polarisation

L'équation (4.4) décrit l'amplitude V_{ac} en fonction de ϕ et R_{res}. Cependant, comme mentionné dans la section 4.1.1.1 et 4.1.1.2 : ϕ et R_{res} sont liés à V_{DC} via l'équation du troisième ordre (4.2) qui ne peut pas être résolu analytiquement. Par conséquent, pour comprendre le phénomène de saturation, des approximations linéaires de ϕ et R_{res} sont créées à partir des équations (4.20) et (4.5). Dans ces approximations, les membranes sont supposées bloquées à leur position de repos $x_{DC} = 0$, ce qui induit :

$$\phi_{lin} = \frac{V_{DC}\epsilon_0 S}{d^2} \tag{4.24}$$

et

$$R_{res_{lin}} = \frac{L}{RC_{DC_{lin}}} \tag{4.25}$$

Avec $C_{DC_{lin}} = \epsilon_0 S_{ut}/d + C_{par}$, C_{par} désignant les capacités parasites en parallèle du dispositif.

Les équations (4.24) et (4.25) permettent de simplifier l'équation (4.4) en fonction de V_{DC}, la tension de polarisation en régime lent :

$$V_{ac} = -\frac{F_B}{\frac{d^2 R_r}{V_{DC}\epsilon_0 S R_{res_{lin}}} + \frac{V_{DC}\epsilon_0 S}{d^2}} \tag{4.26}$$

Ensuite, la tension de saturation V_{sat} est la tension en régime "lent" V_{DC} lorsque $t >> \tau$ (Diagramme 4.3) :

$$V_{sat} = V_{DC}|_{t>>\tau} \tag{4.27}$$

Et donc d'après les équations (4.19) et (4.26) :

$$V_{DC}|_{t>>\tau} = \hat{V}_{ac}|_{t>>\tau}(G+1) \Rightarrow \tag{4.28}$$

$$V_{sat} = (G+1)\frac{\hat{F}_B}{\frac{d^2 R_r}{V_{sat}\epsilon_0 S R_{res_{lin}}} + \frac{V_{sat}\epsilon_0 S}{d^2}} \tag{4.29}$$

$$V_{sat}\left(\frac{d^2 R_r}{V_{sat}\epsilon_0 S R_{res_{lin}}} + \frac{V_{sat}\epsilon_0 S}{d^2}\right) = (G+1)F_B \tag{4.30}$$

Ce qui revient à :

$$V_{sat} = \sqrt{(G+1)F_B\frac{d^2}{\epsilon_0 S} - \frac{R_r}{R_{res_{lin}}}\left(\frac{d^2}{\epsilon_0 S}\right)^2} \tag{4.31}$$

Cette expression de la tension de saturation montre comment la tension de saturation peut être contrôlée en fonction à la fois du gain G et de la force incidente F_B.

Cependant, en réalité, le déplacement x_{DC} augmente avec la variation lente de la tension V_{DC}, plusieurs changements se produisent lors de la montée de cette dernière qui diminuent la valeur donnée par l'équation (4.31) :

— La valeur du condensateur C_{DC} augmente. Par conséquent, la fréquence de résonance électrique donnée par les valeurs de L et C_{DC} se déplace, ce qui crée des parties imaginaires parasites dans l'expression de V_{ac} (4.4) et diminue la valeur de R_{res} (4.5).

— La fréquence de résonance mécanique se déplace également en raison de l'effet du terme de softening décrit dans la section 1.2. Cela diminue la qualité de l'adaptation d'impédance présentée dans la partie 4.1.1.2 en introduisant une impédance réactive dans la branche mécanique.

Limitation due au collapse

Si la tension de saturation dépasse la tension de collapse du transducteur, celui-ci risque d'être détérioré lors de son utilisation. Ainsi, le gain du multiplicateur et la pression incidente sur le dispositif CMUT doivent respecter une limite minimale donnée par la condition de déclenchement (équation (4.23)) et une limite maximale due à la tension de collapse. Ce dernier point est important puisqu'il montre un désavantage majeur de cette méthode pour un transfert d'énergie : la pression incidente est limitée.

4.1.2 Étude du circuit en simulation

Le dispositif CMUT utilisé pour la mise en œuvre de ce circuit est celui modélisé dans le chapitre 2. La simulation utilise le modèle piston non-linéarisé qui permet de prendre en compte les variations de la tension de polarisation "lente". Les valeurs des composants du modèle sont rapportées dans le tableau 4.1 et celles des composants du circuit sont données dans le tableau 4.2. La fréquence f a été déterminée comme la fréquence pour laquelle l'amplitude V_{ac} en circuit ouvert est maximale.

Paramètres	valeurs
V_{col}	78V
d_n	460×10^{-9} m
τ	0.64
S_{ut}	5.83×10^{-6} m^2
Pr_{atm}	101 325 Pa
F_{cnts}	1.9N
k	2.32×10^{7} N m^{-1}
m	19×10^{-9} kg
R_r	0.91 N s m^{-1}
C_{PCB}	108pF
C_{stat}	60pF
C_{nit}	118pF
R_{acces}	3.22 Ω

TABLE 4.1 – Données du modèle piston obtenues avec le modèle architectural ajusté au modèle par mesure d'impédance

Components	value
C_{dec}	$20nF$
n	2
C_{mult}	470×10^{-12} F
L	2×10^{-6} H
R_s	0.4 Ω
V_{bat}	2.2V
Diodes	BAS70H
Pr	42kPa
f	5.6MHz

TABLE 4.2 – Valeurs des différents composants du circuit d'auto-polarisation

4.1.2.1 Schéma LT-spice du circuit

Le logiciel utilisé pour la simulation est le logiciel LT-spice. Le schéma complet et les données de simulation sont retranscrites sur la figure 4.4 qui présente une capture d'écran de l'interface LT-spice. Dans l'encadré bleu se trouve le modèle non linéarisé du dispositif CMUT connecté à l'inductance de résonance $L1$ (Schéma figure 4.1) et dans l'encadré rouge, le circuit d'auto-polarisation (Schéma figure 4.2). Le schéma de la figure 4.4 est présenté dans l'annexe F.

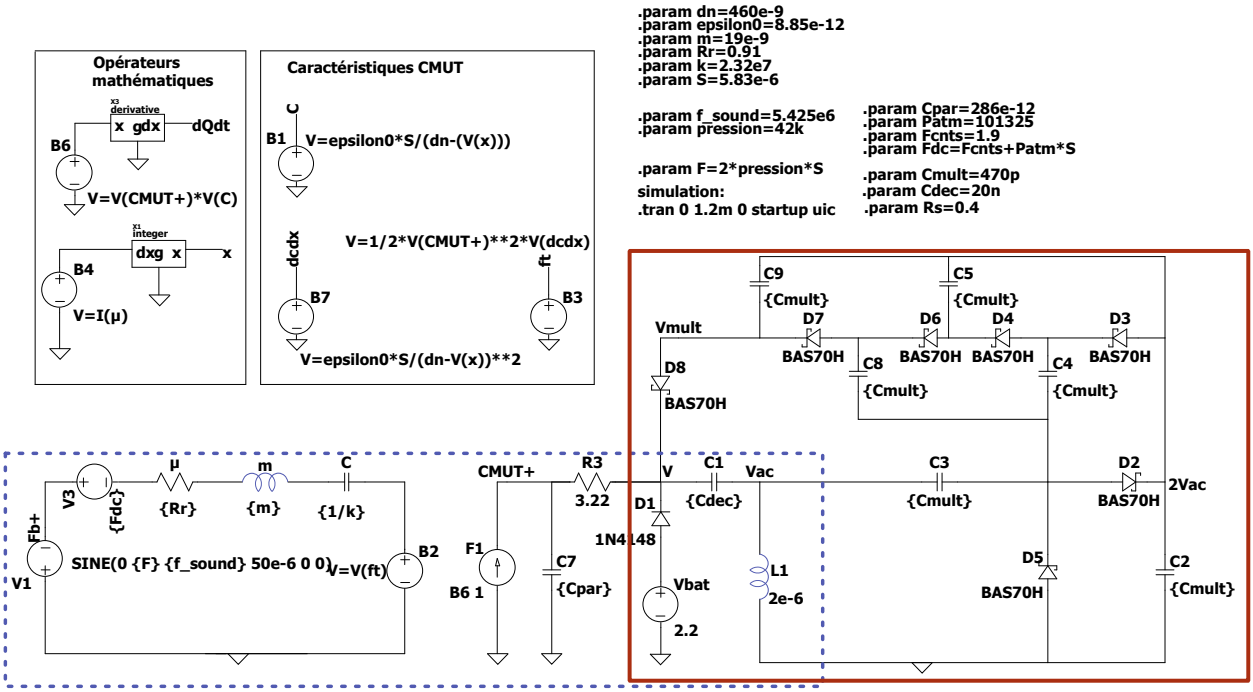


FIGURE 4.4 – Schéma LT-spice du modèle non linéarisé du dispositif (encadré bleu) connecté au circuit d'auto-polarisation (encadré rouge).

4.1.2.2 Résultats en boucle fermée

La validation des valeurs théoriques de la tension de saturation V_{sat} (4.31) et de la condition de déclenchement (4.23) ont été publiées en 2024 dans la revue "Sensors and Actuators : A. Physical" [110]. Afin de valider les valeurs théoriques, les simulation LT-spice sont faites en bloquant le déplacement "lent" à la valeur $x_{DC} = 0$ et utilisent des diodes idéales sans tension de seuil, sans capacité au blocage et avec une résistance en inverse très grande.

Ici, la simulation liée aux résultats de la figure 4.5a est faite toujours avec l'approximation selon laquelle la position "lente" est bloquée à $x_{DC} = 0$ mais utilise des diodes réelles. Par conséquent, les résultats montrent un écart entre la tension V_{sat} théorique et la tension V_{DC} finale observée. On remarque que la tension $\hat{V_{ac}}$ croît jusqu'à atteindre sa valeur attendue (4.29) mais que le gain du multiplicateur diffère de 5.6% avec le gain théorique $G + 1 = 7$ à cause des fuites de courant dans les diodes. Enfin, comme expliqué plus tôt, cette valeur de saturation théorique s'éloigne de la saturation réelle à cause de la simplification de la position x_{DC} bloquée (équation (4.24) et (4.25)).

La comparaison de la montée de la tension de polarisation avec et sans la position

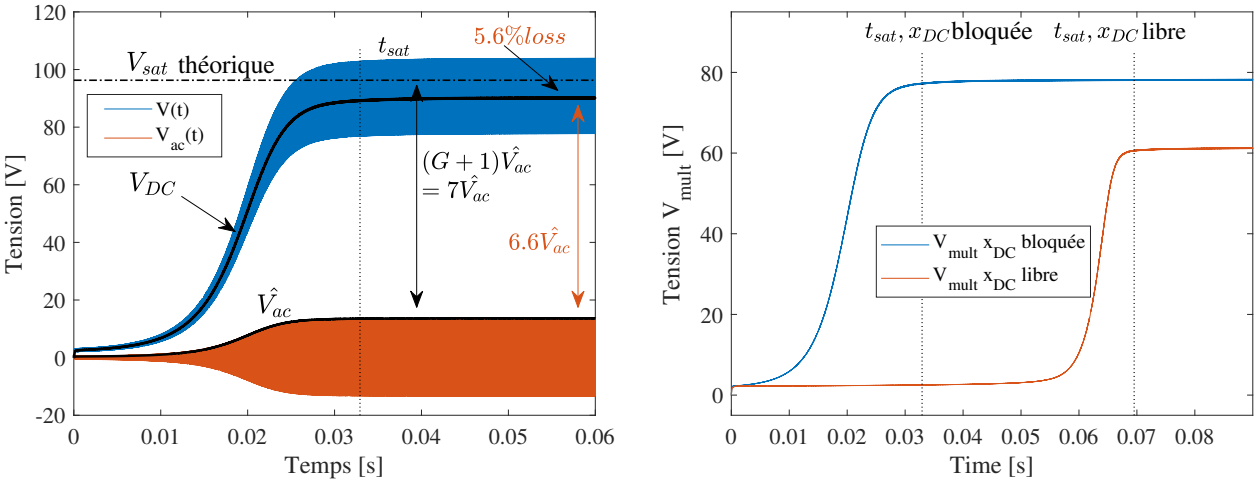


FIGURE 4.5 – a) Tensions V (en bleu) et V_{ac} (en rouge) lorsque le déplacement est bloqué à $x_{DC} = 0$ et b) Tension V_{mult} avec la position x_{DC} bloquée (bleue) et libre (rouge) [spice][modèle NL].

x_{DC} bloquée est présentée en simulation sur la figure 4.5b. Y sont marqués les temps t_{sat} que met la tension V_{mult} à atteindre 99% de sa valeur en régime établi. Il apparaît que dans un cas réaliste où la variation de la position lente est prise en compte, t_{sat} est plus élevée et que la tension de saturation est plus faible. Dans ce cas, à mesure que la tension V_{DC} augmente la position x_{DC} augmente aussi, ce qui a pour effet d'altérer k_{soft}, ϕ et C_{DC}

4.1.3 Résultats expérimentaux

Le dispositif CMUT utilisé correspond au modèle utilisé dans la simulation. C'est le dispositif qui a été modélisé dans la section 2.4.

Le circuit testé ici est composé de $n = 2$ cellules de multiplication. Ces condensateurs ont une capacité $C_{mult} = 470pF$. La valeur de l'inductance a été choisie expérimentalement pour que la fréquence d'amplitude maximale V_{ac} du dispositif polarisé par la batterie corresponde à la fréquence de l'émetteur ultrasonore $f \approx 5MHz$ calibré selon le procédé décrit en 2.5.1. La valeur de l'inductance compense la capacité "lente" C_{DC} sous la tension de polarisation V_{bat} à la fréquence f. L'inductance a une résistance parasite série $R = 0,4\Omega$. Le condensateur de découplage a une valeur $C_{dec} = 20nF$ qui est plus de 100 fois supérieure à la capacité lente C_{DC}. La batterie est une pile bouton V15H de VARTA qui pré-polarise l'appareil à une tension $V_{bat} \approx 2,2V$.

La pression ultrasonore incidente p_0 est proche de 90kPa. L'émetteur et le récepteur sont séparés par une distance de 15cm et sont immergés dans l'eau.

4.1.3.1 Résultats en boucle ouverte

À la fréquence des ultrasons, le choix des diodes utilisées dans le circuit est important. En effet, leur courant de fuite, tension directe et capacité au blocage sont autant de paramètres qui influent sur l'efficacité du circuit à polariser le transducteur. Pour déterminer l'impact de chacun des paramètres et donc choisir des diodes optimales, nous

allons comparer expérimentalement le montage en circuit ouvert avec trois types de diodes différentes dont les paramètres sont listés dans le tableau 4.3. Les diodes comparées sont deux diodes de type Schottky et une diode 1N4148. Les diodes BAS70H privilégient un faible courant de fuite tandis que les diodes SMP1331privilégient une très faible capacité au blocage. Les diodes 1N4148 ont un courant de fuite plus faible que les BAS70H mais une tension directe plus élevée ainsi qu'une plus grande capacité au blocage. Pour chacune des mesures, nous avons cherché manuellement la fréquence pour laquelle la tension V_{ac} est maximale car elle varie de quelques kilohertz à cause des capacités parasites des diodes.

Diodes	BAS70H Nexperia		SMP1331 Skyworks		1N4148 Fairchild	
paramètre	valeur	condition	valeur	condition	valeur	condition
V_f	$750mV$	$I_F = 10mA$	$800mV$	$I_F = 10mA$	$1000mV$	$I_F = 10mA$
I_r	$8nA$	$V_r = 20V$	$10\mu A$	$V_r = 200V$	$9nA$	$V_r = 20V$
C_d	$2pF$	$f = 1MHz$	$0.35pF$	$f = 1MHz$	$4pF$	$f = 1MHz$

TABLE 4.3 – Caractéristiques des différentes diodes testées en circuit ouvert.

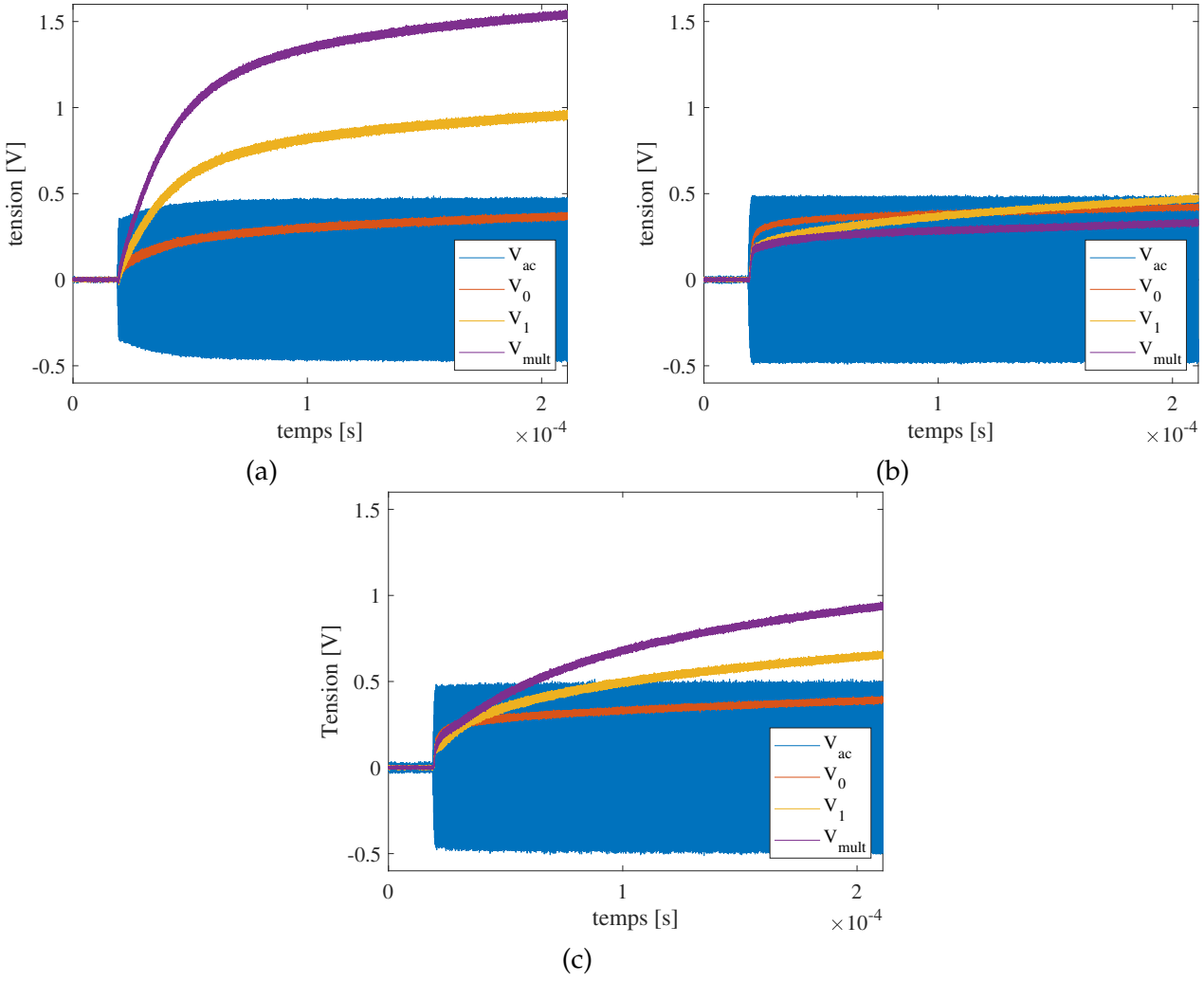


FIGURE 4.6 – Tensions V_{ac}, V_0, V_1 et V_{mult} du dispositif couplé au circuit d'auto-polarisation en circuit ouvert avec a) des diodes BAS70H, b) des diodes SMP1331 et c) des diodes 1N4148WS dans les deux cellules du multiplicateur [exp].

Les figures 4.6a, 4.6b et 4.6c présentent les tensions V_{ac}, V_0, V_1 et V_{mult} pour les trois différentes diodes. Ces résultats montrent que les diodes SMP1331 (4.6b) qui ont la

plus faible capacité au blocage au détriment d'un fort courant de fuite, ne permettent pas de multiplier la tension redressée. Les diodes BAS70H et 1N4148 de (respectivement figures 4.6a et 4.6c) montrent une tension V_{mult} cohérente avec la tension V_0 : $V_{mult} = (n+1)V_0 = 3V_0$. Cependant, on retiendra l'utilisation des diodes BAS70H qui, probablement grâce à leur plus faible tension V_f, permettent au redressement de s'établir plus rapidement.

Néanmoins, les diodes BAS70H ne sont pas parfaites et détériorent les performances du circuit d'auto-polarisation. Par exemple, la figure 4.7a qui montre les performances du circuit avec des diodes BAS70H sur une période de temps plus grande montre que la tension "lente" V_0 , ne tend pas vers sa valeur théorique $2\hat{V}_{ac}$ en régime établi donnée par l'équation (4.10). Ainsi, les mesures expérimentales ne permettront pas de valider les seuils de déclenchement et de saturation théoriques déterminés analytiquement. Pour montrer la différence entre simulation et mesure, la figure 4.7b montre les mêmes signaux, mais sur une simulation en circuit ouvert avec des diodes BAS70H. La pression incidente a été ajustée pour reproduire les mêmes niveaux de tension en circuit ouvert qu'avec la mesure. On note donc une pression $Pr = 42kPa$ en simulation, bien inférieure à la pression $p_0 \approx 90kPa$ envoyée expérimentalement.

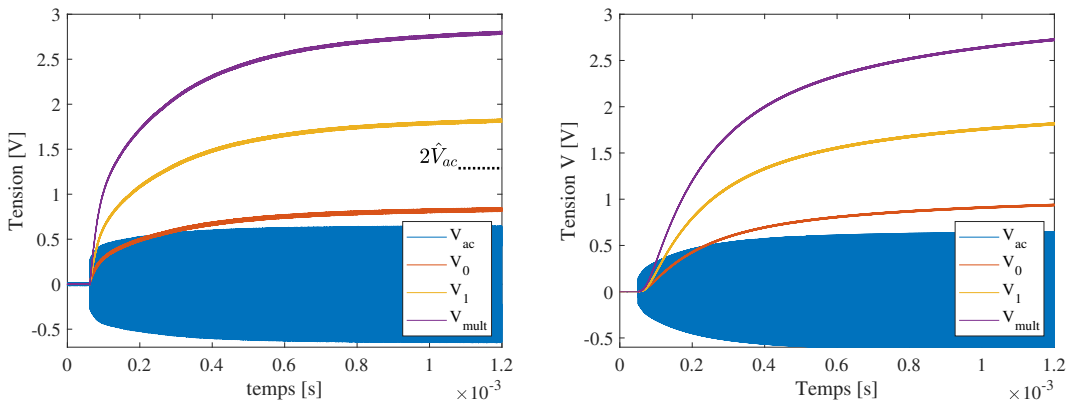


FIGURE 4.7 – Tensions V_{ac}, V_0, V_1 et V_{mult} du dispositif couplé au circuit d'auto-polarisation munit de diodes BAS70H et en circuit ouvert a) Mesure pour une pression incidente $Pr = 90kPa$ estimée avec l'émetteur calibré [exp] et b) Simulation LT-spice pour une pression $Pr = 42kPa$ [spice][modèle NL].

4.1.3.2 Résultats en boucle fermée

La figure 4.8a présente les mesures expérimentales des tensions V et V_{ac} pendant le processus d'auto-polarisation. La tension monte et sature comme dans la simulation (figure 4.5a) mais sur un intervalle de temps $[t_0; t_{sat}]$ plus grand. On peut observer que la polarisation lente, comme en simulation, reste proportionnelle à l'amplitude de V_{ac} par un facteur assez proche de $G + 1 = 7$, suivant l'expression (4.19).

La figure 4.8b obtenue expérimentalement, montre la relation entre le temps pris par le processus d'auto-polarisation et la pression incidente sur le dispositif CMUT. Cela montre que plus la pression incidente est élevée, plus le processus s'établit rapidement et plus la tension de saturation est élevée.

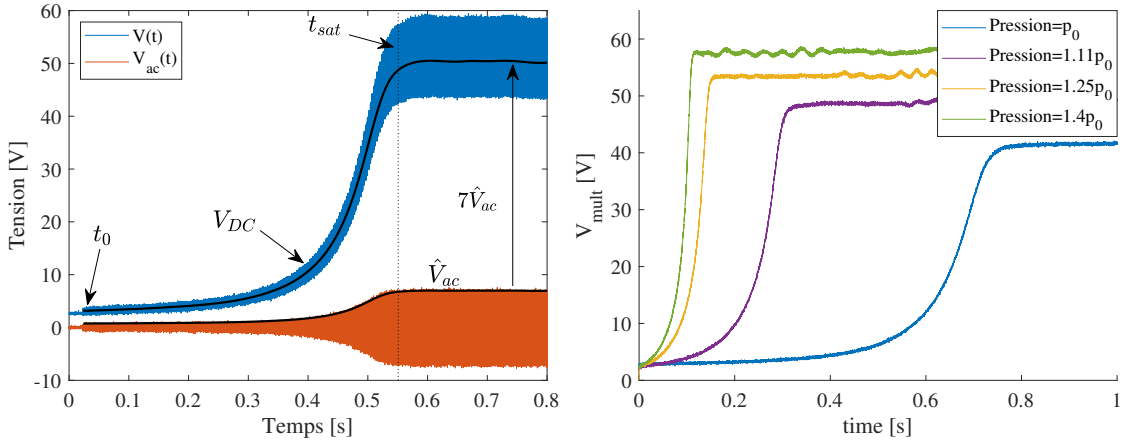


FIGURE 4.8 – a) Tensions V et V_{ac} et b) Tension V_{mult} pour plusieurs valeurs de pression incidente normalisées par rapport à p_0, pendant l'auto-polarisation [exp].

4.1.4 Conclusion sur le circuit d'auto-polarisation

Ce chapitre propose une méthode de polarisation d'un dispositif CMUT à partir d'un circuit électrique constitué d'une vingtaine de composants. Le fonctionnement théorique du circuit a été expliqué en boucle ouverte puis en boucle fermée afin de montrer l'existence d'une condition de déclenchement du circuit et de la saturation de la tension de polarisation. Pour que l'auto-polarisation du dispositif se déclenche, la valeur du gain du multiplicateur par rapport à la pression incidente doit dépasser une valeur, fonction des caractéristiques du transducteur et de la qualité de l'adaptation d'impédance. La saturation de la tension de polarisation a été démontrée théoriquement, mais calculée seulement pour une simplification sur le transducteur où la position du piston équivalent aux membranes est bloquée.

Grâce à la simulation en boucle fermée, la condition de déclenchement et la tension de saturation pour un piston bloqué ont été validées. Enfin, la simulation a montré la différence de tension de saturation quand la position du piston est bloquée et quand elle est libre. Il apparaît que dans le cas réaliste où la position du piston varie en fonction de la tension de polarisation, la tension de saturation est significativement plus faible.

Enfin, le circuit a été testé et validé expérimentalement. La mesure a montré le lien entre le temps d'établissement de la tension de saturation, son niveau et la pression incidente sur le dispositif. D'autre part, l'efficacité du circuit d'auto-polarisation a été décrite à travers une étude expérimentale en boucle ouverte et à travers l'étude des tensions V_0 et V_{mult} en boucle fermée.

Cette méthode possède de nombreux avantages par rapport à des circuits actifs, le premier étant qu'il est constitué de peu de composants, donc simple à concevoir et peu couteux. Entre autres, il se déclenche de lui-même si la pression incidente et le gain permettent de satisfaire la condition de déclenchement (4.23). Il n'a donc pas besoin d'une électronique de surveillance qui l'active si une pression incidente est détectée. Enfin, un avantage majeur de ce circuit pour le transfert d'énergie vers des batteries implantées sous la peau est qu'il ne dépense que très peu d'énergie lorsqu'il n'est pas utilisé. En effet, lorsque la pression incidente est nulle, la batterie est connectée au dis-

positif CMUT, à la capacité de découplage et aux diodes du circuit d'auto-polarisation. La décharge de la batterie ne peut se passer qu'à travers les cavités de vide et le nitrure du transducteur CMUT, les diodes du circuit d'auto-polarisation et la capacité de découplage qui sont tous de bons isolants et donc la décharge de la batterie est quasiment nulle.

Enfin, comme nous l'avons expliqué dans la partie 4.1.1.7, la pression incidente sur le dispositif est limitée par la tension de collapse V_{col}. Donc dans le cas d'un transfert d'énergie vers une charge en utilisant ce circuit d'auto-polarisation, la puissance transférée à la charge est, elle aussi, limitée par V_{col}. Dans la suite de ce chapitre, nous proposons un circuit qui permet de coupler un étage de transfert d'énergie avec le circuit d'auto-polarisation tout en s'affranchissant de cette limite.

4.2 Circuit d'auto-polarisation et transfert d'énergie

4.2.1 Problématique du double usage de la batterie

Dans les circuits de transfert d'énergie du chapitre 3, la batterie à recharger est nécessairement placée en aval du circuit redresseur(figure 4.9a).

Cependant, dans le circuit d'auto-polarisation que nous avons présenté, la batterie apporte les charges de la polarisation initiale au dispositif CMUT. Elle doit donc être connectée directement au transducteur (figure 4.9b).

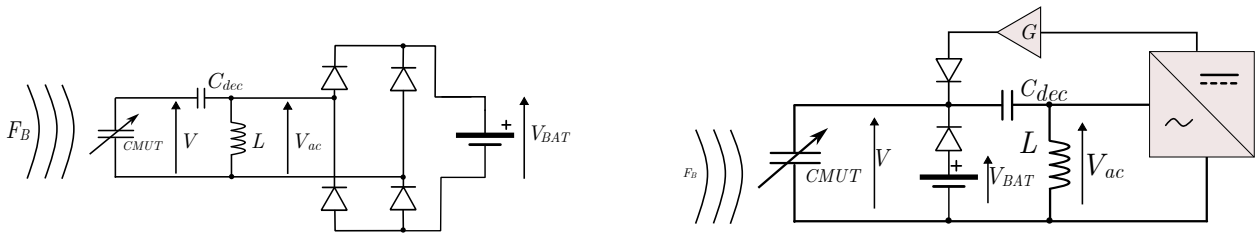


FIGURE 4.9 – a) Circuit équivalent du transducteur associé à une interface de recharge de batterie et b) Circuit équivalent du transducteur associé à un circuit d'auto-polarisation.

Dans le cas où le circuit électronique doit satisfaire à la fois l'auto-polarisation du dispositif et la recharge optimale de la batterie, ces deux conditions s'opposent. Cependant, comme la polarisation initiale du circuit d'auto-polarisation est un processus qui s'inscrit dans le régime "lent" alors que la recharge est un processus du régime dynamique, l'ajout d'une impédance et d'une diode Z_{pola} et D_{pola} selon le circuit 4.10 permet de satisfaire ces deux conditions.

— En régime "lent", les membranes du transducteur et la capacité C_{dec} sont polarisées par la batterie à travers Z_{pola} et D_{pola}.
— Sous l'effet d'une force incidente F_B, les capacités C_{DC} et C_{dec} se chargent à travers la batterie à chaque alternance négative de V_{ac}. Ainsi, la tension en régime "lent" V_{DC} augmente jusqu'à atteindre la valeur $V_{DC} = V_{BAT} + \hat{V}_{ac}$, supérieure à la tension de la batterie et la diode D_{pola} est bloquée.

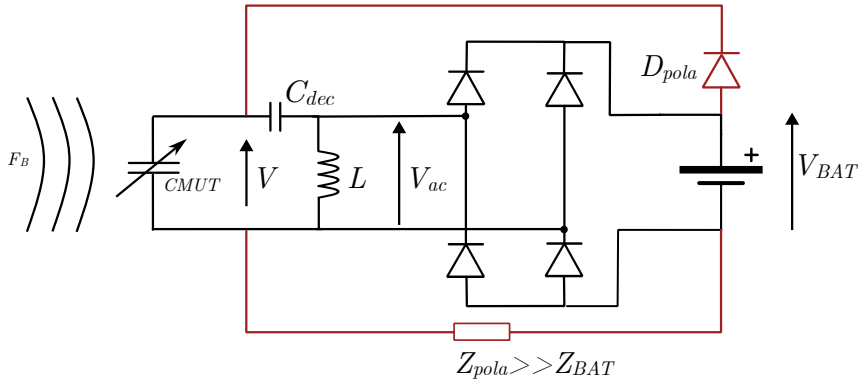


FIGURE 4.10 – Exemple de connexion de la batterie permettant la polarisation initiale du transducteur par la batterie et la recharge de la batterie par le transducteur.

— En régime dynamique, l'impédance Z_{pola} est grande et permet le fonctionnement normal de la recharge de la batterie à travers le pont de diode.

4.2.2 Présentation du circuit de transfert d'énergie

Comme nous avons montré que le facteur de qualité de l'adaptation d'impédance impacte fortement la puissance transférée à la batterie, la qualité de l'inductance est cruciale. Et comme la taille d'une inductance est fortement liée à sa qualité, il est donc probable qu'elle prenne une place non négligeable dans le circuit. Plutôt que d'avoir deux inductances, on souhaite que les interfaces de transfert d'énergie et de polarisation partagent la même.

Cependant, la tension V_{ac} n'est pas la même pendant l'auto-polarisation et le transfert d'énergie. En effet, dans le second cas, l'amplitude de V_{ac} est limitée par la tension de la batterie et les seuils des diodes :

$$\hat{V}_{ac} = V_{bat} + 2V_d \tag{4.32}$$

Où V_d représente la tension de seuil des diodes du redresseur.

Ainsi, pour coupler les deux interfaces, plusieurs choix s'offrent à nous :

1. En utilisant une électronique de commande et des transistors MOS, le circuit alterne des phases d'auto-polarisation et des phases de transfert d'énergie. En effet, comme il est probable que la tension de polarisation diminue dans le temps à cause du courant de fuite des diodes, le circuit de commande devra procéder régulièrement à la repolarisation du dispositif.
2. En augmentant le gain de l'étage multiplicateur, il est possible de faire en sorte que l'amplitude de V_{ac}, telle qu'elle est limitée par la tension de la batterie, permette tout de même à la tension de polarisation de monter à une valeur optimale.

La première méthode semble très contraignante en termes de nombre de composants et de fiabilité. Par exemple, pour piloter des transistors, l'électronique de commande aura besoin à minima d'une alimentation, d'une référence de tension, de détecteurs de seuils et/ou d'un micro contrôleur. D'autre part, pour mesurer constamment la tension

de polarisation du dispositif, l'étage de mesure nécessitera de prélever des charges de polarisation, ce qui participe à dégrader le fonctionnement du circuit.

Bien qu'elle nécessite aussi beaucoup de composants, la deuxième méthode est fiable puisqu'elle polarise automatiquement le dispositif, peu énergivore puisque sa seule perte d'énergie est due au courant de fuite des diodes, et ne nécessite pas de mesurer la tension de polarisation.

Le circuit complet détaillant le schéma électrique de l'interface de transfert d'énergie couplé à l'interface d'auto-polarisation est présenté sur la figure 4.11.

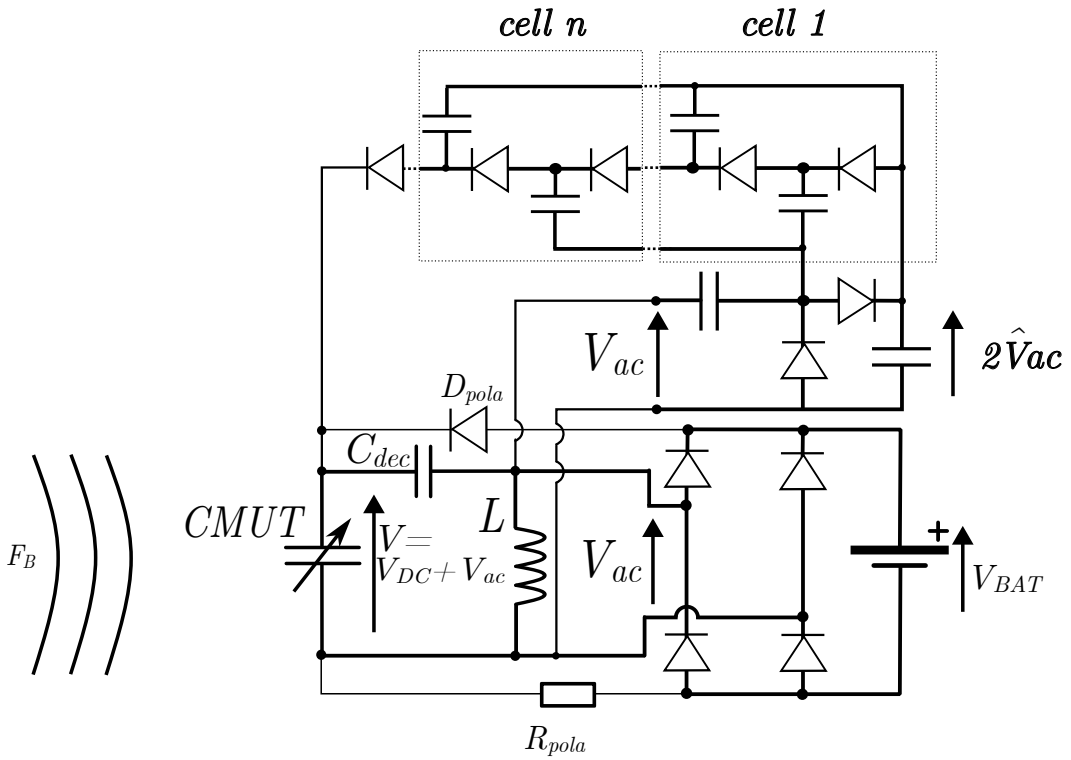


FIGURE 4.11 – Circuit de transfert d'énergie complet.

Comme le circuit d'auto-polarisation conduit à une tension de saturation proportionnelle à V_{ac} (équation 4.19), le choix du gain du multiplicateur est fait de telle manière que la tension en régime "lent" V_{DC} soit limitée à une valeur maximale :

$$V_{DC_{max}} = (G+1)V_{ac} = (G+1)(V_{bat}+2V_d) \tag{4.33}$$

et donc en considérant le nombre n de cellules du multiplicateur, la tension V_{DC} est limitée par le gain G, la tension de la batterie et la tension de seuil des diodes :

$$V_{DC_{max}} = (2n+2)(V_{bat}+2V_d) \tag{4.34}$$

Ce circuit va donc être très avantageux, car il induit une nouvelle valeur de tension continue maximale qui permet s'affranchir de la limite en pression incidente du circuit d'auto-polarisation utilisé seul. En effet, dans le section4.1.1.7, la tension de saturation ne pouvant pas dépasser la tension de collapse du dispositif, la pression incidente doit également être limitée. Mais ici, la tension de polarisation lente ne peut plus dépasser la tension $V_{DC_{max}}$ qui elle, est indépendante de la pression incidente (équation 4.34).

4.2.3 Résultats de simulation

Pour la simulation du circuit complet, nous utilisons le CMUT modélisé dans le chapitre 2 et dont les données de modélisation sont décrites dans le tableau 4.1. Que ce soit en simulation ou expérimentalement, les diodes et les capacités utilisées pour les interfaces de transfert d'énergie et d'auto-polarisation sont les mêmes. Les diodes sont des diodes Schottky BAS70H et les capacités C_{red} du multiplicateur sont des capacités de valeur $C_{red} = 470pF$. La batterie à recharger est constituée de deux batteries de type NIMH en série placées directement derrière le pont de diodes afin d'obtenir une tension $V_{bat} = 2,4V$. Le multiplicateur est doté de $n = 6$ cellules telles que la tension de polarisation lente soit limitée à la valeur maximum déterminée par l'équation 4.34 afin que $V_{DC_{max}} = (2n+2)V_{bat} + 2V_d \approx 40V$ dans le cas où $V_d = 0.6V$. La diode D_{pola} est une diode 1N4148 et la résistance R_{pola} est telle que $R_{pola} = 500k\Omega$. Le schéma de simulation qui inclut toutes ces données est présenté sur la figure 4.12. Comme précédemment (section 4.1.2), la fréquence du champ de pression incidente a été déterminé en circuit ouvert comme la fréquence pour laquelle la tension V_{ac} est maximale.

Le résultat de simulation de ce circuit (figure 4.13a) montre trois phases a, b et c distinctes. Pendant la phase a le dispositif n'est pas encore soumis à un champ de pression incident et la batterie charge les capacités C_{DC} et C_{dec} à la tension $V_{bat} = 2.4V$. Au début de la phase b, le dispositif est soumis à un champ de pression $P_r = 42kPa$ qui enclenche l'auto-polarisation du dispositif CMUT. Jusqu'à ce que la tension alternative V_{ac} dépasse le seuil nécessaire à la recharge de la batterie (équation (4.34)), aucune puissance ne lui est transférée et la tension de polarisation V_{DC} continue de croître. Enfin, la phase c débute par la limitation de la tension de polarisation à la tension $V_{DC} \approx 45V$ proche de la tension $V_{DC_{max}}$ prédite et le transfert d'énergie commence à une moyenne d'environ 15mW. L'écart entre la tension de saturation en simulation et celle prédite grâce à l'équation (4.34) est due en partie à la variabilité de la tension de seuil des diodes avec le courant qui les traverse et à la résistance interne de la batterie qui fait varier la tension V_{bat} à chaque alternance de la tension V_{ac} où la batterie est rechargée.

La figure 4.13b présente les mêmes résultats de simulation pour une pression incidente augmentée de 10kPa ($Pr = 52kPa$). Il en ressort que la phase d'auto-polarisation b est plus rapide et que la tension de saturation a augmenté par rapport aux résultats de la figure 4.13a. Elle est toujours limitée par la tension de la batterie sauf que la puissance transférée à travers le pont de diode étant plus grande, la tension de seuil V_d est plus élevée à cause d'un courant plus important qui traverse les diodes. La tension de la batterie est aussi plus élevée car elle est chargée par une puissance plus élevée.

Cette variation de la tension $V_{DC_{max}}$ est importante et nécessite d'être prise en compte pour satisfaire une recharge de batterie complète. La pente tension / état de charge d'une batterie varie suivant le type de batterie rechargée mais n'est jamais nulle. Il s'ensuit que dans un transfert d'énergie, la tension $V_{DC_{max}}$ doit être choisie en fonction de la tension de fin de charge de la batterie donnée dans les spécifications du fabricant.

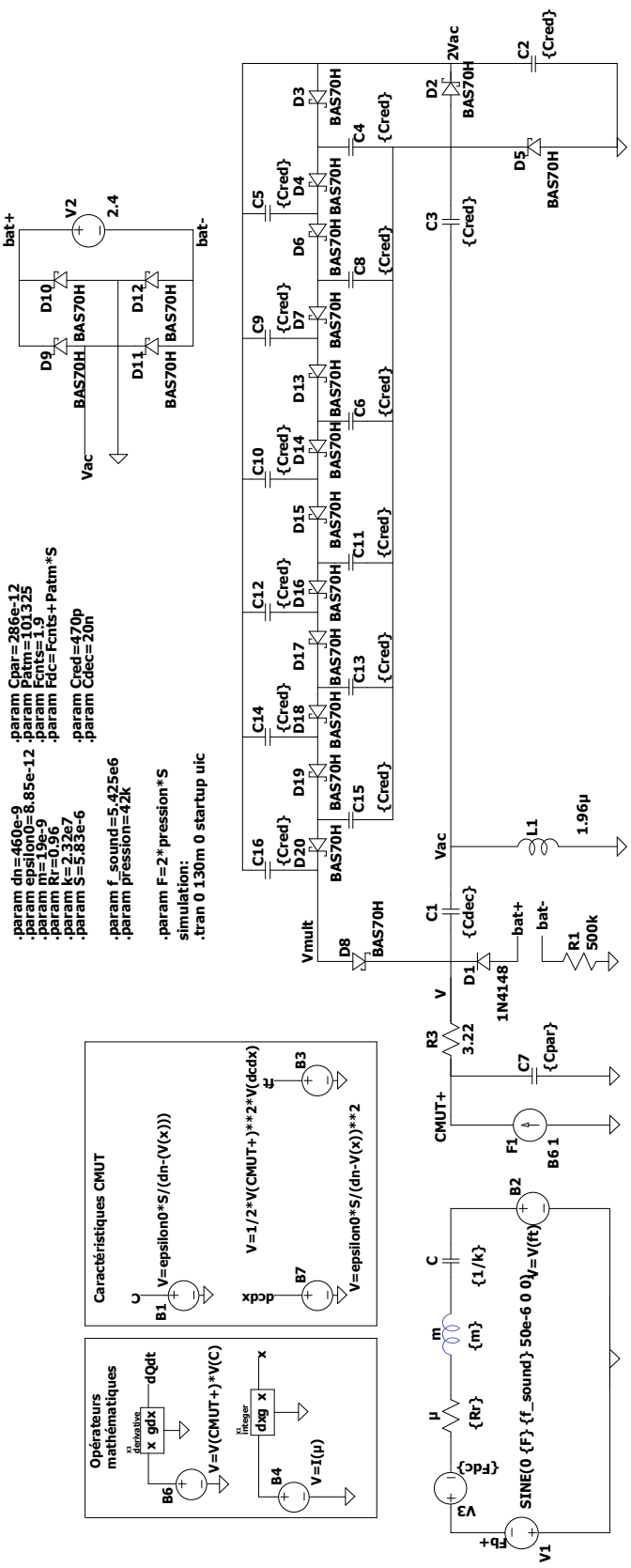


FIGURE 4.12 – Schéma LT-spice du modèle non-linéarisé connecté aux interfaces de transfert d'énergie et d'auto-polarisation.

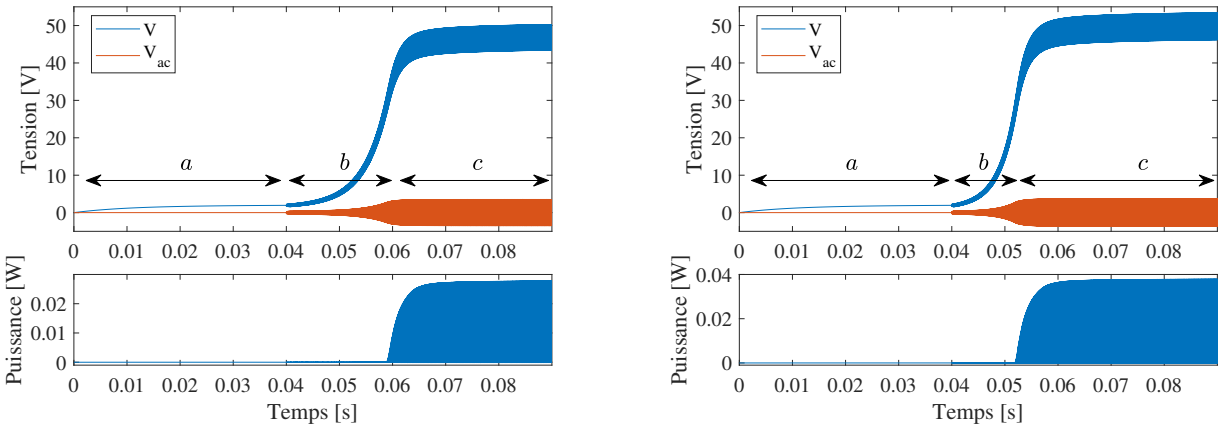


FIGURE 4.13 – Tensions V, V_{ac} et puissance transmise à la batterie lors d'un transfert d'énergie et pour a) $Pr = 42kPa$ et b) $Pr = 52kPa$ [spice][modèle NL].

4.3 Tests expérimentaux du circuit final

4.3.1 Présentation du dispositif CMUT connecté au circuit électrique

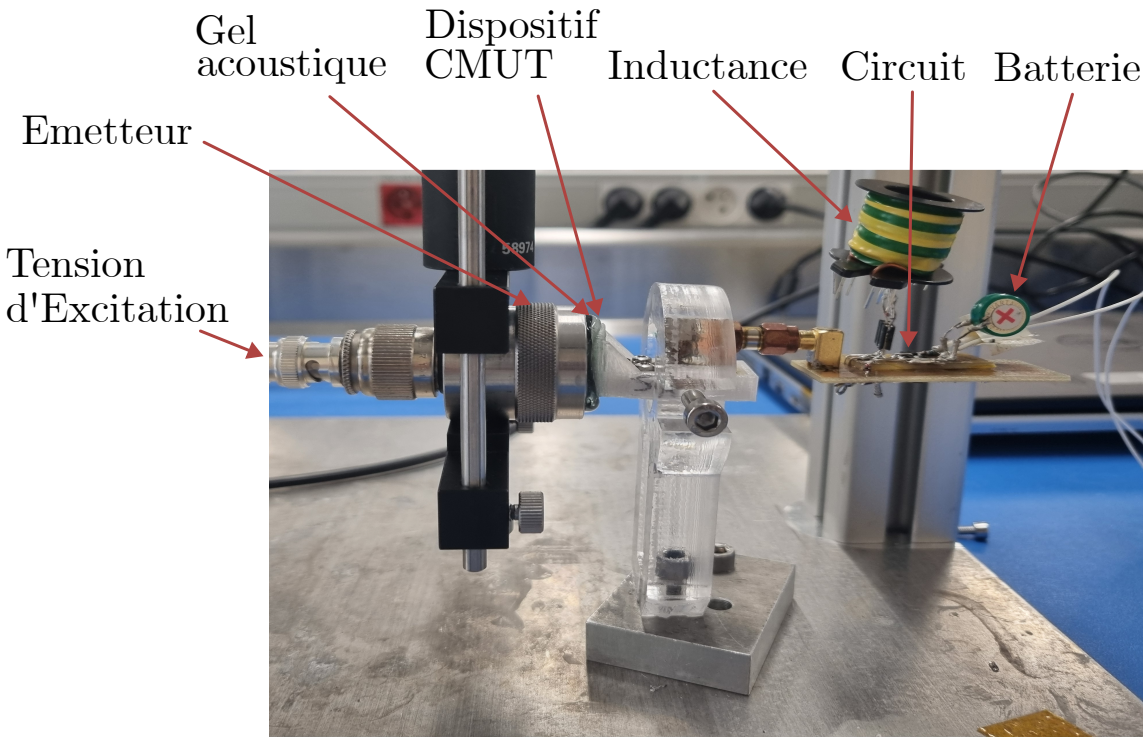


FIGURE 4.14 – Photo du banc de transfert d'énergie acoustique au travers d'un gel échographique.

Le circuit électrique et le dispositif CMUT utilisés sont les mêmes que ceux de la simulation LT-spice. Cependant, pour ces tests expérimentaux, l'inductance est une inductance de caractéristiques $L = 4,5\mu H$ et $Rs = 0,35\Omega$ construite et caractérisée au sein de notre laboratoire. La photo 4.14 présente le banc complet où l'on peut y voir le banc de test expérimental constitué de l'émetteur piézoélectrique, du dispositif CMUT, du circuit électrique, de la batterie et l'inductance. La pression incidente est

générée à partir de l'émetteur piézoélectrique qui a été caractérisé dans la section 2.5.1. L'émetteur et le récepteur sont séparés par une distance $D = 2mm$ correspondant à une couche de gel acoustique. Les mesures sont prises pour des pressions incidentes d'amplitude moyenne allant de $Pr = 25kPa$ à $Pr = 52kPa$. Ainsi, en considérant les ondes stationnaires dans les deux millimètres de gel acoustique, le champ de pression acoustique ne peut dépasser le double de la pression envoyée sur le CMUT et la valeur maximale d'intensité acoustique ne peut donc dépasser :

$$Ir_{max} = 2\frac{Pr^2}{2Z_m} = 175mW/cm^2 \tag{4.35}$$

Avec $Z_m = 1.5MRayls$.

Cette valeur est bien inférieure aux limites données par la FDA et rappelées dans la partie 1.

4.3.2 Résultats

Les résultats expérimentaux (figure 4.15) mesurés pour 5 valeurs de pression incidente différentes montrent des comportements du circuit semblables à ceux attendus en simulation, autant dans la forme des courbes que pour les niveaux de puissance et de tension. On y remarque à chaque fois la phase b pendant laquelle la tension V_{DC} croît jusqu'au début de la phase c où la batterie commence à être rechargée. Néanmoins, le temps d'établissement de la polarisation reste sensiblement plus lent expérimentalement (40ms) qu'en simulation (20ms).

La figure 4.15e montre une puissance moyenne de recharge de la batterie de $P_{moy} = 6.92mW$ pour une pression incidente sur le dispositif de $Pr = 52kPa$.

En considérant la surface du dispositif $S = 0,6cm \times 0,8cm$, il est possible d'évaluer une puissance moyenne par unité de surface Pm_s et donc d'établir le rendement η total de la conversion d'énergie entre l'intensité acoustique $I_r = P_r^2/(2Z_m)$ diffusée dans le gel acoustique et la puissance Pm_s :

$$\eta = \frac{Pm_s}{I_r}. \tag{4.36}$$

La figure 4.16 montre le rendement η de la conversion d'énergie entre l'énergie qui recharge la batterie et l'énergie acoustique diffusée dans le milieu. On remarque la répartition des points n'est pas linéaire. Le fait d'augmenter l'intensité acoustique semble permettre d'obtenir un meilleur rendement de conversion d'énergie : entre 20 et $80mW/cm^2$ le rendement passe de 7% à 16%. Cette non linéarité est sans doute causé par le pont de diode. En effet, plus la pression incidente est grande, plus la puissance dissipée dans les diodes est négligeable par rapport à la puissance transférée à la batterie. Et plus la pression incidente est faible, plus le seuil de tension des diodes impacte le transfert d'énergie.

4.3.2.1 Miniaturisation du dispositif complet

La photo du banc de test (figure 4.14) aura probablement retenu l'attention du lecteur puisqu'elle montre une inductance très grosse qui n'est pas adaptée à un dispo-

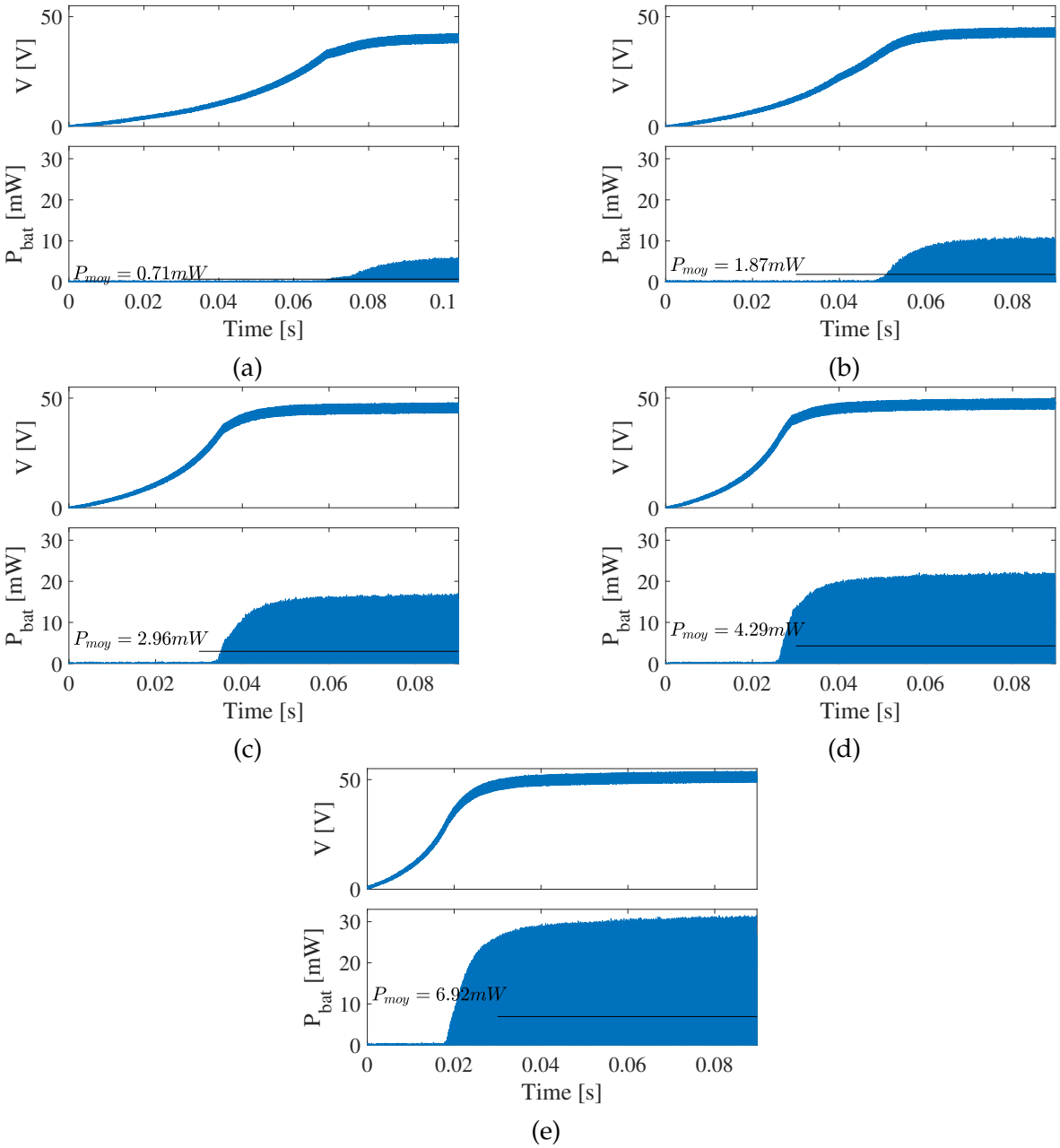


FIGURE 4.15 – Tension V et pression transférée à la batterie par le dispositif connecté au circuit électrique avec a)$Pr = 25kPa$, b) $Pr = 32kPa$, c) $Pr = 38kPa$, d) $Pr = 42kPa$ and f) $Pr = 52kPa$ [exp].

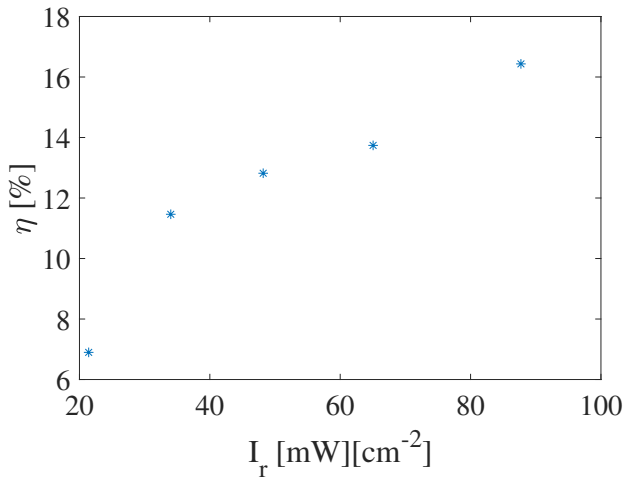


FIGURE 4.16 – Rendement total de la puissance électrique convertie par unité de surface du récepteur sur l'intensité acoustique émise dans le gel acoustique [exp].

sitif médicalement implantés. Dans l'annexe D, plusieurs inductances du commerce sont comparées sur des critères de courant maximal, résistance DC et volume. Elles montrent des inductances dont la résistance série et le volume sont très corrects ($70m\Omega$ pour un cube de 4mm de coté). Toutefois, il n'est pas exclu qu'aux fréquences de travail des ultrasons, la partie réelle induite par l'effet de peau et la capacité parasite des inductances augmentent significativement et il est probable qu'elle soit de l'ordre de l'ohm. Néanmoins, la résistance d'accès de notre dispositif peut sans doute elle aussi être réduite et permettre des performances semblables à celles obtenues ici pour un circuit dont les dimensions totales sont implantables.

4.3.2.2 Comparaison des performances du transfert d'énergie à l'état de l'art

L'état de l'art du transfert d'énergie acoustique décrit dans la section 1.2 a permis d'établir les différentes performances de la communauté scientifique dans le domaine du transfert d'énergie acoustique. Toutes ces données ont été retranscrites dans le tableau 4.4 afin d'étudier et comparer les résultats de cette thèse. À notre connaissance, il n'existe que les travaux de *Zhao et al* [7] qui présentent un circuit d'auto-polarisation. Leurs résultats montrent un rendement semblable au nôtre. Cependant, l'énergie électrique utilisée pour calculer ce rendement sert à alimenter le circuit de polarisation et non un système de stockage ou une résistance. Par conséquent, cette valeur n'a pas été ajoutée comme comparaison. Il apparaît que les dispositifs CMUT présentent des rendement de conversion d'énergie comparables aux dispositifs piézoélectriques. Enfin, il est intéressant de comparer le résultat de *Kawasaki et al* [10] qui est bien supérieur au notre. Dans leur cas, la puissance est calculée sur une résistance optimale et non sur une batterie. Comme nos travaux n'ont pas utilisé d'étage d'adaptation d'impédance entre le pont de diode et la batterie, la puissance de recharge de nos dispositifs n'a pas été optimale. En effet, en considérant la résistance de rayonnement $R_r = 0.96N/m/s$ de notre dispositif et sa surface utile S_{ut} =5.83 × 10^{-6} m^2, pour une pression de $Pr = 52kPa$, la puissance maximale extractible de notre dispositif est de :

$$P_{max} = \frac{(PrS_{ut})^2}{8R_r} = 47mW \tag{4.37}$$

Et donc la puissance P_{moy} représente seulement 14% de la puissance extractible du dispositif.

Référence	Année	Transducteur	profondeur [cm]	I_r $[mW/cm^2]$	P_{moy} $[mW/cm^2]$	Rendement [%]
Ozeri et al [11]	2010	piézo-électrique	0,5	480	56	11,6
Song et al [32]	2015	piézoé-lectrique	20	94	20	21,27
Basaeri et al [33]	2019	PMUT	4	320	5,75	1,79
Young et al [9]	2019	CMUT pola-risé		500	37	7,4
Kawasaki et al [10]	2021	CMUT pré-chargé	7	46	12	26
Kim et al [8]	2021	CMUT pré-chargé	1,85		5,7	
Zhao et al [7]	2022	CMUT auto-polarisé	1,9	378		
Cette thèse	2024	CMUT auto-polarisé	0,2	87	14,4	16,5

TABLE 4.4 – Comparaison des résultats avec ceux de l'état de l'art.

4.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a présenté une nouvelle méthode de polarisation de CMUT qui nécessite un circuit électrique constitué d'une vingtaine de composants, une pression incidente et un premier apport d'énergie minimale. Une partie théorique a détaillé le fonctionnement du circuit et ses points de fonctionnement qui ont ensuite été validés en simulation et expérimentalement. Par la suite, une méthode de couplage de ce circuit avec un pont de diode a été proposé afin de présenter un circuit de transfert d'énergie adapté à un CMUT. L'avantage majeur de ce circuit est qu'il est entièrement passif, autonome et très peu consommateur d'énergie. Ce dernier a été présenté en simulation d'abord puis des mesures expérimentales ont été menées afin de cerner le rendement énergétique de la solution proposée. Ayant fait le choix de connecter directement la batterie au pont de diode et donc sans étage d'adaptation d'impédance entre les deux, la puissance de recharge n'est pas optimale. Cependant, le rendement reste tout de même très compétitif vis à vis de l'état de l'art. Enfin, nous rappellerons que pour s'identifier réellement à l'état de l'art, le circuit électrique total doit d'abord être miniaturisé, ce qui impactera forcément ses performances.

Conclusion

Cette thèse vise à ouvrir le domaine du transfert d'énergie acoustique à travers la peau aux dispositifs CMUTs. Elle présente d'une part des méthodes de modélisation des CMUTs à destination du transfert d'énergie acoustique et d'autre part l'étude et le développement d'une architecture de transfert d'énergie qui aboutit à des résultats novateurs par rapport à l'état de l'art.

Le premier grand axe développé dans le chapitre deux montre comment déterminer les caractéristiques clés d'un dispositif CMUT pour un transfert d'énergie. L'état de l'art ayant abouti à la nécessité de modéliser un dispositif CMUT sous la forme d'un modèle circuit électrique équivalent, nous avons proposé une méthode novatrice et reproductible qui aboutit à un modèle à partir d'une mesure d'impédance. Néanmoins, la mesure n'était pas suffisamment précise dans les hautes fréquences pour permettre d'extraire la capacité statique du modèle avec suffisamment de précision. En rappelant que la branche mécanique devait se comporter comme un oscillateur, nous avons successivement extrait de l'impédance mesurée, l'impédance de différentes valeurs de capacité statique jusqu'à ce que la partie imaginaire de l'impédance et de l'admittance de la branche mécanique montrent la même fréquence de résonance. L'étude des résidus de l'impédance théorique par rapport à l'impédance mesurée montre que le modèle est fiable pour une bande passante allant de 1 à 6MHz. Cependant la méthode ne permet pas de déterminer le coefficient de transformation électroacoustique et une mesure supplémentaire en réception est nécessaire. Par un processus de calibration de la source ultrasonore, nous avons déterminé l'amplitude moyenne des ondes ultrasonores reçues à la surface du dispositif CMUT. Afin de valider le modèle, nous l'avons utilisé en réception et comparé à des mesures pour une tension de polarisation précise.

Avec les performances des circuits intégrés, les circuits actifs de transfert d'énergie, habituellement utilisés pour de la récupération d'énergie vibratoire, semblaient être envisageables pour un transfert d'énergie acoustique. Aussi, dans le deuxième chapitre, nous nous sommes d'abord posé la question de l'avantage d'une interface de transfert d'énergie active par rapport à une interface de transfert d'énergie passive. Les calculs théoriques des deux interfaces ont été comparés, puis le modèle développé dans le chapitre deux a été utilisé avec l'outil de simulation LT-spice pour comparer les deux architectures. Il en ressort qu'un circuit actif comme un circuit SSHI est plus efficace quand les facteurs de qualité des boucles de résonance des deux circuits sont faibles. Cependant, pour une même résistance série, l'inductance du SSHI et donc son facteur de qualité sont d'une valeur plus faible, ce qui donne l'avantage à une architecture passive d'adaptation d'impédance. Jusqu'alors les dispositifs CMUTs étaient utilisés pour une valeur de polarisation donnée. Nous avons donc choisi d'étudier théoriquement la puissance transférée par un dispositif CMUT à une charge quand il est connecté à une inductance adaptée à son impédance. Le résultat du calcul analytique, validé en simulation LT-spice et expérimentalement, a donné un point de fonctionnement opti-

mal, dépendant du facteur de qualité de la boucle de résonance. En fonction du facteur de qualité de cette boucle de résonance, les calculs théoriques permettent de remonter au pourcentage de la puissance maximum extractible que le dispositif peut fournir à une charge optimale. D'autre part, ce point de fonctionnement étant réglable, ce chapitre ouvre la possibilité d'améliorer la puissance maximale qui peut être fournie à la charge.

Le quatrième et dernier chapitre de cette thèse relève le défi que représente la tension de polarisation nécessaire à un transfert d'énergie efficace. Inspirés de l'état de l'art des circuits électrostatiques basse fréquence, nous proposons une architecture électronique faite de quelques composants discrets qui permet de polariser le transducteur à partir d'une faible tension initiale et d'une pression incidente suffisante. D'abord présenté par des calculs théoriques, son fonctionnement est ensuite démontré en simulation LT-spice et expérimentalement, en boucle ouverte et en boucle fermée. Ce circuit est novateur et présente de nombreux avantages. En premier lieu, il n'a pas besoin d'une électronique de commande pour se mettre en marche et consomme donc très peu d'énergie lorsqu'il n'est pas utilisé. Il permet aussi de s'affranchir d'une tension de polarisation auparavant essentielle au bon fonctionnement du transducteur. Et enfin, étant composé que d'une vingtaine de composants discrets, ce circuit est peu coûteux et simple à mettre en œuvre. Néanmoins, son désavantage majeur est qu'il impose une limite à l'amplitude de la pression incidente à cause du phénomène de collapse inhérent aux transducteurs électrostatiques. La suite de ce chapitre a montré comment connecter ce circuit à une interface passive de transfert d'énergie. Les études théoriques et expérimentales de ce nouveau circuit ont montré qu'il permet de s'affranchir de la limite en pression incidente imposée par le circuit initial. Enfin, les performances de ce circuit sont comparées à l'état de l'art. À notre connaissance, c'est la première fois qu'un tel rendement est observé sur un transfert d'énergie acoustique à travers la peau mais aussi la première fois qu'un circuit électronique aussi simple et aussi performant permet d'aboutir à ce résultat sans méthode de polarisation externe.

Perspectives

L'un des objectifs de cette thèse était de promouvoir l'utilisation des dispositifs CMUTs à la place des dispositifs piézoélectriques. Dans le cadre de cette thèse, deux étudiant de l'école Polytechnique de l'université de Tours, Alexis ARNOULT et Gaston AUDEBRAND ont modélisé des capteurs piézoélectriques de mêmes dimensions et fréquence centrale que nos dispositifs. Nos résultats, conjointement à ceux de l'état de l'art, ont montré que les transducteurs CMUTs semblent plus performants quand il s'agit de transférer de l'énergie à travers la peau. Pour l'instant, l'hypothèse la plus probable est que les matériaux piézoélectriques, de densité volumique plus élevée que l'eau, provoquent une désadaptation d'impédance acoustique et donc diminuent la puissance ultrasonore transmise. Chez les CMUTS, comme la conversion d'énergie est assurée par une membrane qui se déforme selon les changements de pression de l'eau dans laquelle elle se trouve, il est probable que la désadaptation d'impédance soit moindre. Une étude précise théorique et expérimentale permettrait de confirmer ces résultats et d'exprimer clairement les limites et avantages de chaque type de transducteur en fonction du besoin de l'implant médical à alimenter.

Le chapitre deux a montré des résultats inattendus lors de la validation du modèle

avec une mesure en réception. L'amplitude de tension obtenue en circuit ouvert duffère de la simulation attendue. Pour justifier ce résultat, nous avons fait l'hypothèse que les CMUTs du dispositif n'étaient pas forcément tous semblables et que certaines zones peuvent avoir été détériorées dans le temps où bien conçues différemment lors du procédé de fabrication. Néanmoins il serait intéressant de vérifier cette hypothèse car, bien qu'elle nous semble la plus logique, d'autres effets acoustiques pourraient être à l'origine d'une différence entre le modèle en réception et en émission.

Une autre perspective, que j'espère pouvoir mener à bien, est de déterminer les caractéristiques géométriques optimales d'un dispositif CMUT connecté à une interface passive pour le transfert d'énergie sous-cutané. Par exemple, le taux de métallisation d'un dispositif et la hauteur de la cavité influent à la fois sur le coefficient de transformation électroacoustique et sur sa capacité parasite. Le premier doit être grand pour augmenter l'efficacité de la conversion d'énergie tandis que le second doit être petit pour diminuer l'énergie électrique réactive : un compromis est à faire et une perspective intéressante serait de proposer des méthodes pour déterminer le compromis le plus optimal. D'autre part, pour augmenter le facteur de qualité de l'adaptation d'impédance, il est possible de diminuer la fréquence ultrasonore afin d'augmenter l'inductance adaptée. Un compromis est aussi à faire car plus l'inductance est grande, plus ses pertes par effet joule sont élevées.

D'autres perspectives sont aussi à creuser : pour supprimer l'inductance, sans doute contraignante dans un dispositif médicalement implanté, il serait intéressant de la remplacer par un résonateur piézoélectrique suffisamment couplé. En effet, entre ses fréquences de résonance et d'anti-résonance, l'impédance d'un transducteur piézoélectrique peut-être inductive. Comme les CMUTs sont naturellement très large bande, le couplage des deux dispositifs dans un transfert d'énergie peut sans doute fonctionner.

Enfin, nos travaux ne se sont pas attardés sur la dépendance entre la puissance maximale extractible d'un dispositif couplé à une interface électrique et la charge à alimenter. Les architectures actives de type SECE ont l'avantage de les rendre indépendants et il semblerait intéressant d'étudier les performances de transfert d'énergie d'une architecture mixte passive et SECE. Par exemple, il serait intéressant de remplacer la branche SSHI d'une architecture SICE par une simple inductance et définir un algorithme de commutation pour un transfert optimal d'énergie.

Bibliographie

[1] W. Greatbatch and C. Holmes, "History of implantable devices," *IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine*, vol. 10, no. 3, pp. 38–41, Sep. 1991. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/84185/ 1

[2] R. E. Fischell, "THE DEVELOPMENT OF IMPLANTABLE MEDICAL DEVICES AT THE APPLIED PHYSICS LABORATORY." 1

[3] M. Haerinia and R. Shadid, "Wireless Power Transfer Approaches for Medical Implants : A Review," *Signals*, vol. 1, no. 2, pp. 209–229, Dec. 2020. [Online]. Available : https://www.mdpi.com/2624-6120/1/2/12 1, 5

[4] M. A. Hussain, S. K. Gharghan, and H. Q. Hamood, "Design and Implementation of Wireless Low-Power Transfer for Medical Implant Devices," *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, vol. 745, no. 1, p. 012087, Feb. 2020. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1757-899X/745/1/012087 2, 5, 6

[5] A. Aldaoud, J.-M. Redoute, K. Ganesan, G. S. Rind, S. E. John, S. M. Ronayne, N. L. Opie, D. J. Garrett, and S. Prawer, "Near-Field Wireless Power Transfer to Stent-Based Biomedical Implants," *IEEE Journal of Electromagnetics, RF and Microwaves in Medicine and Biology*, vol. 2, no. 3, pp. 193–200, Sep. 2018. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/8354893/ 2

[6] Muhammad Izzul Syafiq Faiz, Md Rabiul Awal, Md Rubel Basar, Nurul Adilah Abdul Latiff, Muhammad Syarifuddin Yahya, and Shakir Saat, "A Comparative Review on Acoustic and Inductive Power Transfer," *Journal of Advanced Research in Applied Sciences and Engineering Technology*, vol. 44, no. 1, pp. 188–224, Apr. 2024. [Online]. Available : https://semarakilmu.com.my/journals/index.php/applied_sciences_eng_tech/article/view/3201 2

[7] L. Zhao, M. Annayev, O. Oralkan, and Y. Jia, "An Ultrasonic Energy Harvesting IC Providing Adjustable Bias Voltage for Pre-Charged CMUT," *IEEE Transactions on Biomedical Circuits and Systems*, vol. 16, no. 5, pp. 842–851, Oct. 2022. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/9789580/ 2, 113, 135, 136

[8] K. Kim, S. G. Jang, H. G. Lim, H. H. Kim, and S.-M. Park, "Acoustic Power Transfer Using Self-Focused Transducers for Miniaturized Implantable Neurostimulators," *IEEE Access*, vol. 9, pp. 153 850–153 862, 2021. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/9614139/ 2, 8, 136

[9] E. S. Young, F. Y. Yamaner, and O. Oralkan, "Ultrasound-Based Post-Endovascular Aneurysm Repair (EVAR) Monitoring Device," 2019. 2, 7, 8, 136

[10] S. Kawasaki, Y. Westhoek, I. Subramaniam, M. Saccher, and R. Dekker, "Pre-charged collapse-mode capacitive micromachined ultrasonic transducer (CMUT) for broadband ultrasound power transfer," in *2021 IEEE Wireless Power Transfer Conference (WPTC)*. San Diego, CA, USA : IEEE, Jun. 2021, pp. 1–4.

[Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/9458104/ 2, 8, 113, 135, 136

[11] S. Ozeri and D. Shmilovitz, "Ultrasonic transcutaneous energy transfer for powering implanted devices," *Ultrasonics*, vol. 50, no. 6, pp. 556–566, May 2010. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0041624X09001991 2, 7, 8, 32, 136, XVI

[12] H. Basaeri, Y. Yu, D. Young, and S. Roundy, "Acoustic power transfer for biomedical implants using piezoelectric receivers : effects of misalignment and misorientation," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 29, no. 8, p. 084004, Aug. 2019. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6439/ab257f 2, 7

[13] C. A. Téllez-Soto, M. G. Pereira Silva, L. Dos Santos, T. De O. Mendes, P. Singh, S. A. Fortes, P. Favero, and A. A. Martin, "In vivo determination of dermal water content in chronological skin aging by confocal Raman spectroscopy," *Vibrational Spectroscopy*, vol. 112, p. 103196, Jan. 2021. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924203120302009 5

[14] H. Dinis and P. Mendes, "A comprehensive review of powering methods used in state-of-the-art miniaturized implantable electronic devices," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 172, p. 112781, Jan. 2021. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0956566320307685 5, 6

[15] M. Mujeeb-U-Rahman, M. H. Nazari, M. Sencan, and W. V. Antwerp, "A Novel Needle-Injectable Millimeter scale Wireless Electrochemical Glucose Sensing Platform for Artificial Pancreas Applications," *Scientific Reports*, vol. 9, no. 1, p. 17421, Nov. 2019. [Online]. Available : https://www.nature.com/articles/s41598-019-53680-7 5

[16] J. Moore, S. Castellanos, S. Xu, B. Wood, H. Ren, and Z. T. H. Tse, "Applications of Wireless Power Transfer in Medicine : State-of-the-Art Reviews," *Annals of Biomedical Engineering*, vol. 47, no. 1, pp. 22–38, Jan. 2019. [Online]. Available : http://link.springer.com/10.1007/s10439-018-02142-8 5

[17] B. Lenaerts and R. Puers, "An inductive power link for a wireless endoscope," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 22, no. 7, pp. 1390–1395, Feb. 2007. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0956566306002892 5, 6

[18] C.-L. Yang, C.-K. Chang, S.-Y. Lee, S.-J. Chang, and L.-Y. Chiou, "Efficient Four-Coil Wireless Power Transfer for Deep Brain Stimulation," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 65, no. 7, pp. 2496–2507, Jul. 2017. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/7896651/ 5, 6

[19] G. Monti, M. V. De Paolis, L. Corchia, L. Tarricone, and M. Mongiardo, "Wireless power link for rechargeable pacemakers," in *2017 IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP)*. Pavia : IEEE, Sep. 2017, pp. 1–3. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/8247433/ 5, 6

[20] R. Jegadeesan, K. Agarwal, Y.-X. Guo, S.-C. Yen, and N. V. Thakor, "Wireless Power Delivery to Flexible Subcutaneous Implants Using Capacitive Coupling," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 65, no. 1, pp. 280–292, Jan. 2017. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/7605410/ 6

[21] T. Rupp, B. D. Truong, S. Williams, and S. Roundy, "Magnetoelectric Transducer Designs for Use as Wireless Power Receivers in Wearable and Implantable

Applications," *Materials*, vol. 12, no. 3, p. 512, Feb. 2019. [Online]. Available : http://www.mdpi.com/1996-1944/12/3/512 6

[22] K. Song, J. H. Han, H. C. Yang, K. I. Nam, and J. Lee, "Generation of electrical power under human skin by subdermal solar cell arrays for implantable bioelectronic devices," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 92, pp. 364–371, Jun. 2017. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0956566316311320 6

[23] A. Amar, A. Kouki, and H. Cao, "Power Approaches for Implantable Medical Devices," *Sensors*, vol. 15, no. 11, pp. 28 889–28 914, Nov. 2015. [Online]. Available : http://www.mdpi.com/1424-8220/15/11/28889 6

[24] R. V. Taalla, M. S. Arefin, A. Kaynak, and A. Z. Kouzani, "A Review on Miniaturized Ultrasonic Wireless Power Transfer to Implantable Medical Devices," *IEEE Access*, vol. 7, pp. 2092–2106, 2019. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/8576513/ 6

[25] D. P. Singh and D. Batham, "A Review of Underwater Communication Systems," vol. 10, no. 2, 2012. 6

[26] P. Biquard, "GÉNÉRATION ET DÉTECTION DES ULTRASONS JUSQU'AUX FRÉQUENCES LES PLUS ÉLÉVÉESLES PREMIERS PAS DANS LES RECHERCHES SUR LES ULTRASONS," *Le Journal de Physique Colloques*, vol. 33, no. C6, pp. C6–1–C6–3, Nov. 1972. [Online]. Available : http://www.edpsciences.org/10.1051/jphyscol:1972601 6

[27] C. Kuhn, "Impact of extracorporeal shock waves on the human skin with cellulite : A case study of an unique instance," *Clinical Interventions in Aging*, vol. Volume 3, pp. 201–210, Mar. 2008. [Online]. Available : https://www.dovepress.com/impact-of-extracorporeal-shock-waves-on-the-human-skin-with-cellulite--peer-reviewed-art 6

[28] Lawrence E. Kinsler, Austin R. Frey, Alan B. Coppens, and James V. Sanders, *Fundamentals Of acoustics*. 7, 18, XV

[29] "Marketing Clearance of Diagnostic Ultrasound Systems and Transducers - Guidance for Industry and Food and Drug Administration Staff." 7

[30] T. R. Nelson, J. B. Fowlkes, J. S. Abramowicz, and C. C. Church, "Ultrasound Biosafety Considerations for the Practicing Sonographer and Sonologist," *Journal of Ultrasound in Medicine*, vol. 28, no. 2, pp. 139–150, Feb. 2009. [Online]. Available : http://doi.wiley.com/10.7863/jum.2009.28.2.139 7

[31] Y.-S. Luo, J.-R. Wang, W.-J. Huang, J.-Y. Tsai, Y.-F. Liao, W.-T. Tseng, C.-T. Yen, P.-C. Li, and S.-I. Liu, "Ultrasonic Power/Data Telemetry and Neural Stimulator With OOK-PM Signaling," *IEEE Transactions on Circuits and Systems II : Express Briefs*, vol. 60, no. 12, pp. 827–831, Dec. 2013. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/6651802/ 7

[32] S. H. Song, A. Kim, and B. Ziaie, "Omnidirectional Ultrasonic Powering for Millimeter-Scale Implantable Devices," *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 62, no. 11, pp. 2717–2723, Nov. 2015. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/7122905/ 7, 8, 136

[33] H. Basaeri, D. Christensen, S. Roundy, Y. Yu, T. Nguyen, P. Tathireddy, and D. J. Young, "Ultrasonically powered hydrogel-based wireless implantable glucose sensor," in *2016 IEEE SENSORS*. Orlando, FL, USA : IEEE, Oct. 2016, pp. 1–3. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/7808763/ 8, 136

[34] Y. Blanchard, "Les débuts de la détection acoustique sous-marine," p. 12. 8, 9, XV

[35] J. David N. Cheeke, *Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves*, crc press taylor & francis group ed., 2012. 9

[36] M. Haller and B. Khuri-Yakub, "A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 43, no. 1, pp. 1–6, Jan. 1996. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/484456/ 9

[37] C. Seok, O. J. Adelegan, A. O. Biliroglu, F. Y. Yamaner, and O. Oralkan, "A Wearable Ultrasonic Neurostimulator—Part II : A 2D CMUT Phased Array System With a Flip-Chip Bonded ASIC," *IEEE Transactions on Biomedical Circuits and Systems*, vol. 15, no. 4, pp. 705–718, Aug. 2021. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/9514402/ 10

[38] C. Bawiec, W. N'Djin, G. Bouchoux, N. Sénégond, N. Guillen, and J.-Y. Chapelon, "Preliminary Investigation of a 64-element Capacitive Micromachined Ultrasound Transducer (CMUT) Annular Array Designed for High Intensity Focused Ultrasound (HIFU)," *IRBM*, vol. 39, no. 5, pp. 295–306, Nov. 2018. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1959031817301938 10

[39] S. Schoen, M. S. Kilinc, H. Lee, Y. Guo, F. L. Degertekin, G. F. Woodworth, and C. Arvanitis, "Towards controlled drug delivery in brain tumors with microbubble-enhanced focused ultrasound," *Advanced Drug Delivery Reviews*, vol. 180, p. 114043, Jan. 2022. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169409X21004361 10

[40] W. Y. Choi, Y. S. Kwak, and K. K. Park, "Fingerprint Imaging System Based on Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducer by Using Impediography Method Including Direct Touch and Waveguide Methods," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 66, no. 2, pp. 402–411, Feb. 2019. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/8570803/ 10

[41] P. Shanmugam, L. Iglesias, J. Michaud, D. Alquier, L. Colin, I. Dufour, and D. Certon, "Broad bandwidth air-coupled micromachined ultrasonic transducers for gas sensing," *Ultrasonics*, vol. 114, p. 106410, Jul. 2021. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0041624X21000512 10

[42] D. Galayko, A. Dudka, A. Karami, E. O'Riordan, E. Blokhina, O. Feely, and P. Basset, "Capacitive Energy Conversion With Circuits Implementing a Rectangular Charge-Voltage Cycle—Part 1 : Analysis of the Electrical Domain," *IEEE Transactions on Circuits and Systems I : Regular Papers*, vol. 62, no. 11, pp. 2652–2663, Nov. 2015. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/7214328/ 12, 34, XVI

[43] H. K. Oguz, S. Olcum, M. N. Senlik, V. Tas, A. Atalar, and H. Koymen, "Nonlinear modeling of an immersed transmitting capacitive micromachined ultrasonic transducer for harmonic balance analysis," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 57, no. 2, pp. 438–447, Feb. 2010. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/5417203/ 12

[44] G. Yaralioglu, M. Badi, A. Ergun, and B. Khuri-Yakub, "Improved equivalent circuit and finite element method modeling of capacitive micromachined ultrasonic transducers," in *IEEE Symposium on Ultrasonics, 2003.* Honolulu, HI, USA : IEEE, 2003, pp. 469–472. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/1293446/ 12, 14

[45] D. Certon, F. Teston, and F. Patat, "A finite difference model For cMUT devices," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 52, no. 12, pp. 2199–2210, Dec. 2005. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/1563263/ 12, 16

[46] S. P. Mao, X. Rottenberg, V. Rochus, P. Czarnecki, P. Helin, S. Severi, B. Nauwelaers, and H. A. C. Tilmans, "Modal analysis based equivalent circuit model and its verification for a single cMUT cell," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 27, no. 3, p. 035001, Mar. 2017. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6439/aa53ce 12

[47] H. Koymen, A. Atalar, E. Aydogdu, C. Kocabas, H. Oguz, S. Olcum, A. Ozgurluk, and A. Unlugedik, "An improved lumped element nonlinear circuit model for a circular cmut cell," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 59, no. 8, pp. 1791–1799, Aug. 2012. 12, 53

[48] D. Galayko, "Cours 1 : bases théoriques des MEMS. Bases de la m´ecanique, transduction capacitive, r´esonateur m´ecanique 'a param'etres localis´es," p. 16. 13, 14, II, XV, XXI

[49] P. Jin, J. Fu, F. Wang, Y. Zhang, P. Wang, X. Liu, Y. Jiao, H. Li, Y. Chen, Y. Ma, and X. Feng, "A flexible, stretchable system for simultaneous acoustic energy transfer and communication," *Science Advances*, vol. 7, no. 40, p. eabg2507, Oct. 2021. [Online]. Available : https://www.science.org/doi/10.1126/sciadv.abg2507 17

[50] A. Badel, "De la conversion piézoélectrique à la récupération d'énergie," HDR, 2017. 17

[51] J. Joseph, B. Ma, and B. T. Khuri-Yakub, "Applications of Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers : A Comprehensive Review," vol. 69, no. 2, p. 12, 2022. 19

[52] M. N. Senlik, S. Olcum, H. Koymen, and A. Atalar, "Radiation impedance of an array of circular capacitive micromachined ultrasonic transducers," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 57, no. 4, pp. 969–976, Apr. 2010. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/5442891/ 19, 26, 55

[53] S. Ozeri and D. Shmilovitz, "Simultaneous backward data transmission and power harvesting in an ultrasonic transcutaneous energy transfer link employing acoustically dependent electric impedance modulation," *Ultrasonics*, vol. 54, no. 7, pp. 1929–1937, Sep. 2014. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0041624X14001103 22

[54] L. L. Foldy and H. Primakoff, "A General Theory of Passive Linear Electroacoustic Transducers and the Electroacoustic Reciprocity Theorem. I," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 17, no. 2, pp. 109–120, Oct. 1945. [Online]. Available : https://pubs.aip.org/jasa/article/17/2/109/716852/A-General-Theory-of-Passive-Linear-Electroacoustic 22, 61, 85

[55] "ANSI/IEEE Std 176-1987 An American National Standard IEEE Standard on Piezoelectricity." 23

[56] T. Hehn and Y. Manoli, *CMOS Circuits for Piezoelectric Energy Harvesters*, ser. Springer Series in Advanced Microelectronics. Dordrecht : Springer Netherlands, 2015, vol. 38. [Online]. Available : http://link.springer.com/10.1007/978-94-017-9288-2 23, 24, 27, 30, 32, 47, 85, 98, 100

[57] A. Caronti, R. Carotenuto, and M. Pappalardo, "Electromechanical coupling factor of capacitive micromachined ultrasonic transducers," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, no. 1, pp. 279–288, Jan. 2003. [Online].

Available : https://pubs.aip.org/asa/jasa/article/113/1/279-288/548811 25, 46, 57, 114

[58] I. Ladabaum, Xuecheng Jin, H. Soh, A. Atalar, and B. Khuri-Yakub, "Surface micromachined capacitive ultrasonic transducers," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 45, no. 3, pp. 678–690, May 1998. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/677612/ 25, 53

[59] C. Meynier, F. Teston, and D. Certon, "A multiscale model for array of capacitive micromachined ultrasonic transducers," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 128, no. 5, pp. 2549–2561, Nov. 2010. [Online]. Available : http://asa.scitation.org/doi/10.1121/1.3493433 26

[60] A. Caronti, A. Savoia, G. Caliano, and M. Pappalardo, "Acoustic coupling in capacitive microfabricated ultrasonic transducers : modeling and experiments," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 52, no. 12, pp. 2220–2234, Dec. 2005. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/1563265/ 26, 85

[61] A. Boulmé and D. Certon, "Design of broadband linear micromachined ultrasonic transducer arrays by means of boundary element method coupled with normal mode theory," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 62, no. 9, pp. 1704–1716, Sep. 2015. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/7272469 26

[62] T. Merrien, A. Boulme, and D. Certon, "Lumped-Parameter Equivalent Circuit Modeling of CMUT Array Elements," *IEEE Open Journal of Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 2, pp. 1–16, 2022. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/9656816/ 26, 72, XV

[63] L. L. Foldy, "Theory of Passive Linear Electroacoustic Transducers with Fixed Velocity Distribution," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 21, no. 6, pp. 595–604, Nov. 1949. [Online]. Available : http://asa.scitation.org/doi/10.1121/1.1906556 26, 72

[64] A. S. Savoia, G. Scaglione, and B. Haider, "Combined use of Finite Element and Equivalent Circuit Modeling for System-Level Simulation of Integrated Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers (CMUT)," in *2020 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. Las Vegas, NV, USA : IEEE, Sep. 2020, pp. 1–4. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/9251365/ 27

[65] A. Badel and E. Lefeuvre, "Nonlinear Conditioning Circuits for Piezoelectric Energy Harvesters," in *Nonlinearity in Energy Harvesting Systems*, E. Blokhina, A. El Aroudi, E. Alarcon, and D. Galayko, Eds. Cham : Springer International Publishing, 2016, pp. 321–359. [Online]. Available : http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-20355-3_10 27, 28, 85, X, XV

[66] B. Zhang, H. Liu, S. Zhou, and J. Gao, "A review of nonlinear piezoelectric energy harvesting interface circuits in discrete components," *Applied Mathematics and Mechanics*, vol. 43, no. 7, pp. 1001–1026, Jul. 2022. [Online]. Available : https://link.springer.com/10.1007/s10483-022-2863-6 30

[67] H. Shen, J. Qiu, H. Ji, K. Zhu, M. Balsi, I. Giorgio, and F. Dell'Isola, "A low-power circuit for piezoelectric vibration control by synchronized switching on voltage sources," *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 161, no. 1-2, pp. 245–255, Jun. 2010. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924424710001883 30, 47

[68] M. Lallart, L. Garbuio, C. Richard, and D. Guyomar, "Low-cost capacitor voltage inverter for outstanding performance in piezoelectric energy harvesting," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 57, no. 2, pp. 281–291, Feb. 2010. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/5417187/ 31, 45, 46, XVII

[69] E. Lefeuvre, A. Badel, C. Richard, L. Petit, and D. Guyomar, "A comparison between several vibration-powered piezoelectric generators for standalone systems," *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 126, no. 2, pp. 405–416, Feb. 2006. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924424705006151 31, 37, 38, 39, 40, 83, 88, 89, XV, XVI, XIX

[70] D. Guyomar, G. Sebald, S. Pruvost, M. Lallart, A. Khodayari, and C. Richard, "Energy Harvesting from Ambient Vibrations and Heat," *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, vol. 20, no. 5, pp. 609–624, Mar. 2009. [Online]. Available : http://journals.sagepub.com/doi/10.1177/1045389X08096888 32, 37, 39, 41, XVI

[71] M. Maadi, C. Ceroici, and R. J. Zemp, "Electrical impedace matching of CMUT cells," in *2015 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. Taipei, Taiwan : IEEE, Oct. 2015, pp. 1–4. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/7329630/ 32, 33, XVI

[72] Z. Rong, M. Zhang, Y. Ning, and W. Pang, "An ultrasound-induced wireless power supply based on AlN piezoelectric micromachined ultrasonic transducers," *Scientific Reports*, vol. 12, no. 1, p. 16174, Sep. 2022. [Online]. Available : https://www.nature.com/articles/s41598-022-19693-5 33

[73] B. Herrera, P. Simeoni, G. Giribaldi, L. Colombo, and M. Rinaldi, "Scandium-Doped Aluminum Nitride PMUT Arrays for Wireless Ultrasonic Powering of Implantables," *IEEE Open Journal of Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 2, pp. 250–260, 2022. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/9956971/ 33, XVI

[74] D. Galayko, A. Dudka, and P. Basset, "Capacitive kinetic energy harvesting : System-level engineering challenges," in *2014 21st IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems (ICECS)*. Marseille, France : IEEE, Dec. 2014, pp. 882–885. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/7050127/ 34, 35, 36, 37, XVI

[75] R. Guillemet and bourouina, "Etude et réalisation d'un récupérateur d'énergie vibratoire par transduction électrostatique en technologie MEMS silicium," Ph.D. dissertation, 2012. 34

[76] M. Marzencki, Y. Ammar, and S. Basrour, "Integrated power harvesting system including a MEMS generator and a power management circuit," *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 145-146, pp. 363–370, Jul. 2008. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924424707008047 35, 36, XVI

[77] F. Assaderaghi, S. Parke, D. Sinitsky, J. Bokor, P. Ko, and Chenming Hu, "A dynamic threshold voltage MOSFET (DTMOS) for very low voltage operation," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 15, no. 12, pp. 510–512, Dec. 1994. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/338420/ 35

[78] B. Yen and J. Lang, "A variable-capacitance vibration-to-electric energy harvester," *IEEE Transactions on Circuits and Systems I : Regular Papers*, vol. 53, no. 2, pp. 288–295, Feb. 2006. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/1593935/ 36

[79] A. Dudka, D. Galayko, and P. Basset, "VHDL-AMS modeling of adaptive electrostatic harvester of vibration energy with dual-output DC-DC converter," in *2009 IEEE Behavioral Modeling and Simulation Workshop*. San Jose, CA, USA : IEEE, Sep. 2009, pp. 13–18. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/5338894/ 36, 37, XVI

[80] A. Dudka, D. Galayko, E. Blokhina, and P. Basset, "Smart integrated conditioning electronics for electrostatic vibration energy harvesters," in *2014 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*. Melbourne VIC, Australia : IEEE, Jun. 2014, pp. 2600–2603. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/6865705/ 37, 113

[81] A. Richter, A. Strobel, N. Joram, F. Ellinger, L. Gopfert, and R. Marg, "Tunable interface for piezoelectric energy harvesting," in *2014 IEEE 11th International Multi-Conference on Systems, Signals & Devices (SSD14)*. Castelldefels-Barcelona, Spain : IEEE, Feb. 2014, pp. 1–5. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/6808750/ 38

[82] A. Brenes, A. Morel, D. Gibus, C.-S. Yoo, P. Gasnier, E. Lefeuvre, and A. Badel, "Large-bandwidth piezoelectric energy harvesting with frequency-tuning synchronized electric charge extraction," *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 302, p. 111759, Feb. 2020. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924424719312737 38

[83] A. Morel, "Interfaces électriques adaptatives dynamiquement au spectre fréquentiel pour la récupération d'énergie vibratoire large bande," Ph.D. dissertation. 38, 40, 43, 84, 85, XVI

[84] A. Morel, G. Pillonnet, and A. Badel, "Regenerative synchronous electrical charge extraction for highly coupled piezoelectric generators," in *2017 IEEE 60th International Midwest Symposium on Circuits and Systems (MWSCAS)*. Boston, MA, USA : IEEE, Aug. 2017, pp. 237–240. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/8052904/ 38

[85] A. Morel, A. Badel, Y. Wanderoild, and G. Pillonnet, "A unified N-SECE strategy for highly coupled piezoelectric energy scavengers," *Smart Materials and Structures*, vol. 27, no. 8, p. 084002, Aug. 2018. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-665X/aac3b6 38

[86] P.-H. Hsieh, C.-H. Chen, and H.-C. Chen, "Improving the Scavenged Power of Nonlinear Piezoelectric Energy Harvesting Interface at Off-Resonance by Introducing Switching Delay," *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 30, no. 6, pp. 3142–3155, Jun. 2015. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/6847731/ 40

[87] A. Morel, G. Pillonnet, and A. Badel, "A Tunable Hybrid SSHI Strategy for Piezoelectric Energy Harvesting with Enhanced Off-resonance Performances," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 1407, no. 1, p. 012060, Nov. 2019. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1407/1/012060 40

[88] A. Badel and E. Lefeuvre, "Wideband Piezoelectric Energy Harvester Tuned Through its Electronic Interface Circuit," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 557, p. 012115, Nov. 2014. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/557/1/012115 42, XVI

[89] E. Lefeuvre, A. Badel, A. Brenes, S. Seok, and C.-S. Yoo, "Power and frequency bandwidth improvement of piezoelectric energy harvesting devices using phase-shifted synchronous electric charge extraction interface circuit," *Journal*

of Intelligent Material Systems and Structures, vol. 28, no. 20, pp. 2988–2995, Dec. 2017. [Online]. Available : http://journals.sagepub.com/doi/10.1177/1045389X17704914 42

[90] A. Brenes, E. Lefeuvre, S. Seok, and C.-S. Yoo, "Tunable unipolar synchronized electric charge extraction strategy for piezoelectric energy harvesting," *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, vol. 30, no. 11, pp. 1629–1638, Jul. 2019. [Online]. Available : http://journals.sagepub.com/doi/10.1177/1045389X19844329 43

[91] M. Lallart, W.-J. Wu, Y. Hsieh, and L. Yan, "Synchronous inversion and charge extraction (SICE) : a hybrid switching interface for efficient vibrational energy harvesting," *Smart Materials and Structures*, vol. 26, no. 11, p. 115012, Nov. 2017. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-665X/aa8d44 43, 44, XVI

[92] S. Du and A. A. Seshia, "An Inductorless Bias-Flip Rectifier for Piezoelectric Energy Harvesting," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 52, no. 10, pp. 2746–2757, Oct. 2017. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/8002575/ 45, 46, XVII

[93] K. Zhao, J. Liang, and H. Wang, "Series Synchronized Triple Bias-Flip (S-S3BF) Interface Circuit for Piezoelectric Energy Harvesting," in *2019 IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS)*. Sapporo, Japan : IEEE, May 2019, pp. 1–5. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/8702617/ 46

[94] L. Wassouf, E. Jamshidpour, and V. Frick, "Optimization of an SSHC-based full active rectifier for piezoelectric energy harvesting," *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, vol. 116, no. 3, pp. 145–159, Sep. 2023. [Online]. Available : https://link.springer.com/10.1007/s10470-023-02176-6 46

[95] P. Gasnier, J. Willemin, S. Boisseau, G. Despesse, C. Condemine, G. Gouvernet, and J.-J. Chaillout, "An Autonomous Piezoelectric Energy Harvesting IC Based on a Synchronous Multi-Shot Technique," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 49, no. 7, pp. 1561–1570, Jul. 2014. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/6827231 47

[96] Y. Cai and Y. Manoli, "A piezoelectric energy-harvesting interface circuit with fully autonomous conjugate impedance matching, 156% extended bandwidth, and 0.38uW power consumption," in *2018 IEEE International Solid - State Circuits Conference - (ISSCC)*. San Francisco, CA : IEEE, Feb. 2018, pp. 148–150. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/8310227/ 47

[97] A. S. Ergun, G. G. Yaralioglu, and B. T. Khuri-Yakub, "Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers : Theory and Technology," *Journal of Aerospace Engineering*, vol. 16, no. 2, pp. 76–84, Apr. 2003. 53

[98] M. Klemm, *Acoustic simulation and characterization of capacitive micromachined ultrasonic transducers*, ser. Dresdner Beiträge zur Sensorik. Dresden : TUDpress, 2017, no. Band 66. 53

[99] T. Merrien, "Transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés pour l'imagerie 3D : adressage ligne-colonne du réseau matriciel," Ph.D. dissertation, 2022. 61

[100] M. Saccher, S. Kawasaki, J. H. Klootwijk, R. Van Schaijk, and R. Dekker, "Modeling and Characterization of Pre-Charged Collapse-Mode CMUTs," *IEEE Open Journal of Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 3, pp. 14–28, 2023. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/10029911/ 73

[101] J. Munir, Q. Ain, and H. J. Lee, "Reliability issue related to dielectric charging in capacitive micromachined ultrasonic transducers : A review," *Microelectronics Reliability*, vol. 92, pp. 155–167, Jan. 2019. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0026271418302324 73

[102] Audren Boulmé, "CONCEPTION ET CARACTÉRISATION DE SONDES CMUT LARGE BANDE POUR L'IMAGERIE CONVENTIONNELLE ET L'ÉVALUATION DU TISSU OSSEUX," Ph.D. dissertation, 2013. 79

[103] A. Badel, D. Guyomar, E. Lefeuvre, and C. Richard, "Piezoelectric Energy Harvesting using a Synchronized Switch Technique," *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, vol. 17, no. 8-9, pp. 831–839, Sep. 2006. [Online]. Available : http://journals.sagepub.com/doi/10.1177/1045389X06057533 83, 88, 93

[104] Y. C. Shu and I. C. Lien, "Analysis of power output for piezoelectric energy harvesting systems," *Smart Materials and Structures*, vol. 15, no. 6, pp. 1499–1512, Dec. 2006. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0964-1726/15/6/001 84

[105] A. Morel, A. Brenes, D. Gibus, E. Lefeuvre, P. Gasnier, G. Pillonnet, and A. Badel, "A comparative study of electrical interfaces for tunable piezoelectric vibration energy harvesting," *Smart Materials and Structures*, vol. 31, no. 4, p. 045016, Apr. 2022. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-665X/ac54e8 86

[106] A. S. Rekhi and A. Arbabian, "Wireless Power Transfer to Millimeter-Sized Nodes Using Airborne Ultrasound," vol. 64, no. 10, p. 16, 2017. 113

[107] M. Annayev, F. Y. Yamaner, and O. Oralkan, "A pre-charged CMUT structure with a built-in charge storage capacitor," in *2022 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*. Venice, Italy : IEEE, Oct. 2022, pp. 1–3. [Online]. Available : https://ieeexplore.ieee.org/document/9958201/ 113

[108] Jie Wei, S. Risquez, H. Mathias, E. Lefeuvre, and F. Costa, "Simple and efficient interface circuit for vibration electrostatic energy harvesters," in *2015 IEEE SENSORS*. Busan : IEEE, Nov. 2015, pp. 1–4. [Online]. Available : http://ieeexplore.ieee.org/document/7370637/ 113

[109] E. Lefeuvre, S. Risquez, J. Wei, M. Woytasik, and F. Parrain, "Self-Biased Inductor-less Interface Circuit for Electret-Free Electrostatic Energy Harvesters," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 557, p. 012052, Nov. 2014. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/557/1/012052 113, 114, 116

[110] P. Roche, K. Nadaud, D. Galayko, S. Calle, F. Barcella, J.-C. L. Bunetel, D. Certon, and G. Poulin-Vittrant, "A discrete CMUT self-biasing circuit towards implanted devices application," *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 379, p. 115855, Dec. 2024. [Online]. Available : https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924424724008495 122

[111] K. Minami, T. Fujita, K. Sonoda, N. Miwatani, K. Kanda, and K. Maenaka, "An Equivalent Circuit Model for Electrostatic Energy Harvester utilized Energy Harvesting System," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 557, p. 012040, Nov. 2014. [Online]. Available : https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/557/1/012040 X

Annexes

A Effet de la pression atmosphérique sur un piston

Cette annexe complète la partie 2.3 qui modélise un dispositif multi-CMUT à partir de ses caractéristiques architecturales. Elle donne les détails du calcul des effets d'une force constante s'ajoutant à la force électrostatique et à la force due à la raideur sur un piston. Ici nous prenons l'exemple d'une force F_a due à la pression atmosphérique P_{atm}.

$$F_a = S_{ut} P_{atm} \tag{38}$$

L'équation qui régit la position statique d'un piston mobile contraint par une force électrostatique F_e, une force de pression due à la pression atmosphérique F_a et une force de rappel mécanique F_k s'écrit :

$$F_e + F_a = F_k \tag{39}$$

Comme la force électrostatique et la force de rappel mécanique qui s'appliquent toutes deux à la membrane d'un CMUT polarisé par une tension V_{DC} s'écrivent :

$$F_e = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 S {V_{DC}}^2}{(d - x_{DC})^2} \qquad F_k = k x_{DC} \tag{40}$$

Où d est la hauteur du piston libéré de toutes forces extérieures, S est la surface du piston et k est la rigidité du ressort du piston (la raideur de la membrane pour un CMUT).

L'équation (39) devient :

$$\frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 S {V_{DC}}^2}{k} = (d - x_{DC})^2 \left(x_{DC} - \frac{F_a}{k} \right) \tag{41}$$

De la même manière que dans la section 1.2.3, cette dernière équation, qui donne la position d'équilibre x_{DC} en fonction de la tension de polarisation V_{DC} est d'ordre 3 et donc n'est pas soluble analytiquement. La suite de cette annexe présente la résolution graphique de cette équation en s'appuyant sur la figure 17 où le premier et le second membre de cette équation définissent les fonctions y_1 et y_2 telles que :

$$y_1 = (d - x_{DC})^2 \left(x_{DC} - \frac{F_a}{k} \right) \tag{42}$$

$$y_2 = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 S {V_{DC}}^2}{k} \tag{43}$$

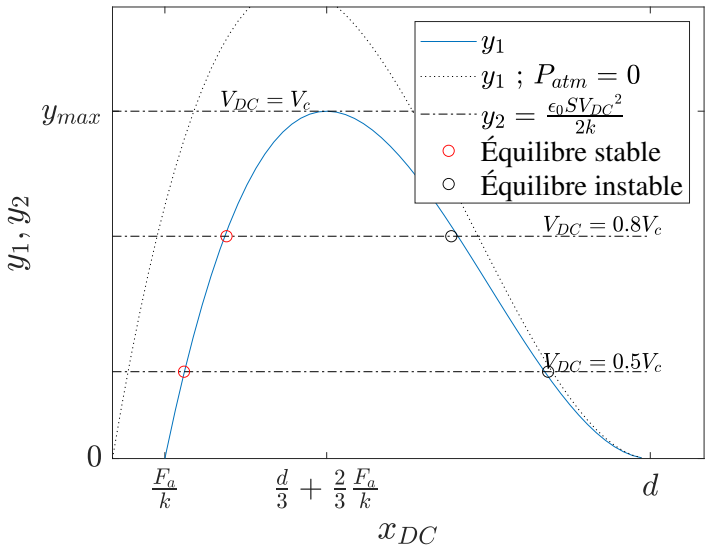


FIGURE 17 – Résolution graphique de l'équation du 3ème ordre (1.7) [48].

Dans l'intervalle [0,d], la fonction y_1 est une cloche qui croise l'axe des abscisses à $x_{DC} = F_a/k$ et $x_{DC} = d$ et que nous avons représentée en bleu sur la figure 17.

Pour trouver la position x_{DC} pour laquelle la fonction y_1 est maximum, on résout l'équation :

$$\frac{\partial y_1}{\partial x_{DC}} = 0 \tag{44}$$

En développant y_1, on obtient :

$$y_1 = {x_{DC}}^3 - {x_{DC}}^2 \left(2d + \frac{F_a}{k}\right) + 2d\frac{F_a}{k} - d^2\frac{F_a}{k} \tag{45}$$

et donc sous sa forme factorisée, l'équation (44) devient :

$$\frac{\partial y_1}{\partial x_{DC}} = 3{x_{DC}}^2 - x_{DC}\left(4d + 2\frac{F_a}{k}\right) + 2d\frac{F_a}{k} + d^2 = 0 \tag{46}$$

Le discriminant Δ du second membre de cette équation se trouve tel que :

$$\Delta = \left(4d + 2\frac{F_a}{k}\right)^2 - 12\left(2d\frac{F_a}{k} + d^2\right) \tag{47}$$

qui se simplifie en :

$$\Delta = \left(2d - 2\frac{F_a}{k}\right)^2 \tag{48}$$

et qui donne deux racines x_{DC1} et x_{DC2} telles que :

$$x_{DC1} = \frac{1}{3}d + \frac{2}{3}\frac{F_a}{k} \tag{49}$$

$$x_{DC2} = d \tag{50}$$

Le maximum y_{max} de la cloche se trouve donc en remplaçant x_{DC} par la racine x_{DC1} dans l'équation de y_1 (42) et en factorisant la solution :

$$y_{max} = (d - x_{DC1})^2 \left(x_{DC1} - \frac{F_a}{k} \right) \tag{51}$$

$$y_{max} = \left(\frac{2}{3}d + \frac{2}{3}\frac{F_a}{k} \right)^2 \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k} \right) \tag{52}$$

$$y_{max} = 4 \left(\frac{1}{3}d - 1/3\frac{F_a}{k} \right)^3 \tag{53}$$

La fonction y_2 est une droite indépendante de x_{DC} qui croise la cloche en deux points si elle est d'ordonnée inférieure à y_{max} :

En fin de compte, l'équation d'équilibre initiale (39) n'a plus de solution si :

$$\frac{\epsilon_0 S V_{DC}^2}{2k} > y_{max} \tag{54}$$

et donc en remplaçant y_{max} par son expression (53) on peut déduire la condition pour laquelle V_{DC} n'a plus de solution :

$$V_{DC} > \sqrt{\frac{8k}{S\epsilon_0} \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k} \right)^3} \tag{55}$$

Dans ce cas-là, l'équation d'équilibre n'est physiquement plus possible. C'est donc que la force électrostatique induite par V_{DC} est telle que la force de rappel n'est plus suffisante pour apporter un équilibre et que la plaque mobile "s'écroule" et se colle à la plaque fixe. Ce phénomène s'appelle le "collapse" et la tension maximum donnée par (55) est appelée la tension de "collapse" et notée V_{col}. On retient donc le couple (x_{col}, V_{col}) tel que :

$$V_{col} = \sqrt{\frac{8k}{S\epsilon_0} \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k} \right)^3} \qquad x_{col} = \frac{1}{3}d + \frac{2}{3}\frac{F_a}{k} \tag{56}$$

Les positions placées dans l'intervalle [0, x_{col}] sont les positions d'équilibre dites stables, car elles peuvent perdurer dans le temps et les positions de l'intervalle [x_{col},d] sont dites instables, car elles induisent systématiquement un phénomène de collapse.

Ces deux dernières valeurs permettent d'accéder au coefficient de transformation électroacoustique maximal ϕ_{col} que peut atteindre le dispositif avant le collapse.

$$\phi_{col} = \phi(V_{col}, x_{col}) = \frac{\epsilon_0 S_{ut} \sqrt{\frac{8k}{S\epsilon_0} \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k} \right)^3}}{\left(d - \frac{1}{3}d - \frac{2}{3}\frac{F_a}{k} \right)^2} \tag{57}$$

Le dénominateur se simplifie :

$$\phi_{col} = \frac{\sqrt{\epsilon_0 S_{ut} 8k \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k} \right)^3}}{4 \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k} \right)^2} \tag{58}$$

et en élargissant la racine à toute l'équation :

$$\phi_{col} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 S_{ut} 8k \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k}\right)^3}{4^2 \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k}\right)^4}} \tag{59}$$

Qui se simplifie en :

$$\phi_{col} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 S_{ut} 8k}{4^2 \left(\frac{1}{3}d - \frac{1}{3}\frac{F_a}{k}\right)}} \tag{60}$$

$$\phi_{col} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 S_{ut} 8k}{\frac{4^2}{3}\left(d - \frac{F_a}{k}\right)}} \tag{61}$$

$$\phi_{col} = \sqrt{\frac{3\epsilon_0 S_{ut} k}{2(d - \frac{F_a}{k})}} \tag{62}$$

En résumé, une force constante qui participe au rapprochement de la membrane tend à diminuer la tension de collapse et à augmenter la position de collapse. Ainsi, le coefficient de transformation électroacoustique est lui aussi augmenté.

B Prise en compte des pertes diélectriques dans la modélisation par mesure d'impédance

Cette section montre le modèle du même dispositif CMUT que celui utilisé pour la section 2.4 mais avec l'ajout des pertes diélectriques de la capacité C_{DC}. Ces pertes sont prises en compte dans la résistance R_{diel} représentée dans le modèle de la Fig.18.

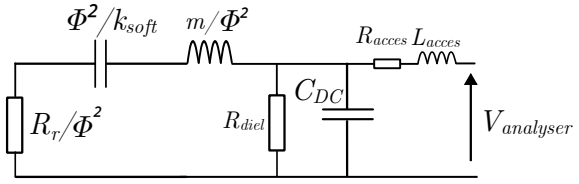
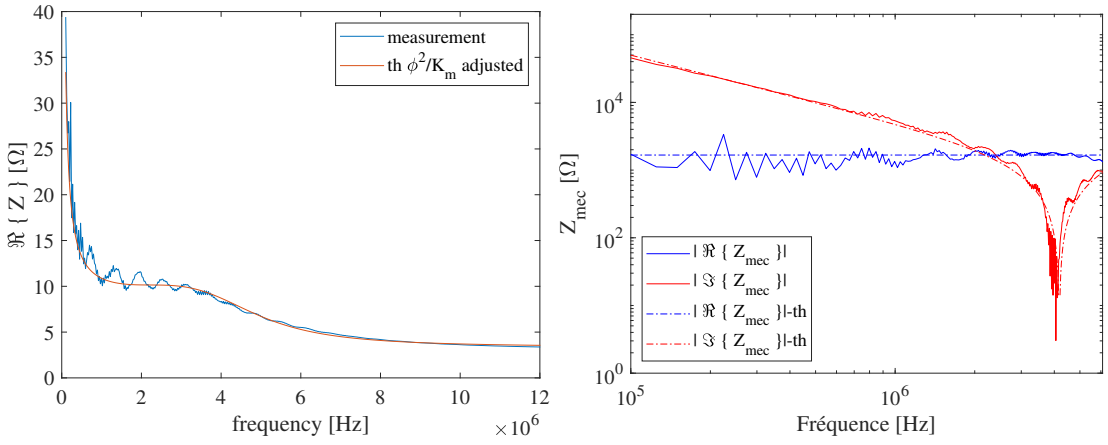


FIGURE 18 – Modèle de CMUT en émission incluant les pertes diélectriques.

La résistance R_{diel} est réglée selon sa formule :

$$R_{diel} = \frac{1}{C_{DC} tan(\delta)\omega} \tag{63}$$

où $\delta = 0.08rad$ représente l'angle de pertes diélectriques. La valeur de δ a été choisie comme la valeur la plus élevée possible permettant d'avoir un modèle fiable. On remarque que grâce à l'ajout des pertes diélectriques, la partie réelle théorique de l'impédance Z (figure 19a) suit la partie réelle mesurée en basse fréquence. De plus, la partie réelle de la branche mécanique, devient constante grâce à la prise en compte des pertes diélectriques.



(a) (b)

FIGURE 19 – a) partie imaginaire de l'admittance mécanique du dispositif [exp] et b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance de la branche mécanique quand la méthode prend en compte les pertes diélectriques [exp].

Enfin, il est intéressant de noter que la prise en compte des pertes diélectriques dans le modèle change assez fortement les valeurs de la branche mécanique. Ainsi, le tableau 5 montre des changement qui peuvent aller jusqu'à 30% des valeurs originales.

Composant	Valeur	Variation par rapport aux valeurs précédentes
C_{DC}	451×10^{-12} F	+2%
R_{acces}	$3.22\,\Omega$	0%
L_{acces}	13×10^{-9} H	0%
m	0.073 mg	+28%
R_r	$2.69\,\mathrm{N\,s\,m^{-1}}$	+13%
k_{soft}	$5 \times 10^{7}\,\mathrm{Nm^{-1}}$	+10%
S_{ut}	$9.1 \times 10^{-6}\,\mathrm{m^2}$	0%
δ	0.009 rad	nd

TABLE 5 – Valeurs des paramètres du modèle obtenues par une mesure d'impédance et la méthode décrite dans le chapitre 2.4

C Schéma explicatif du déroulé du chapitre 2

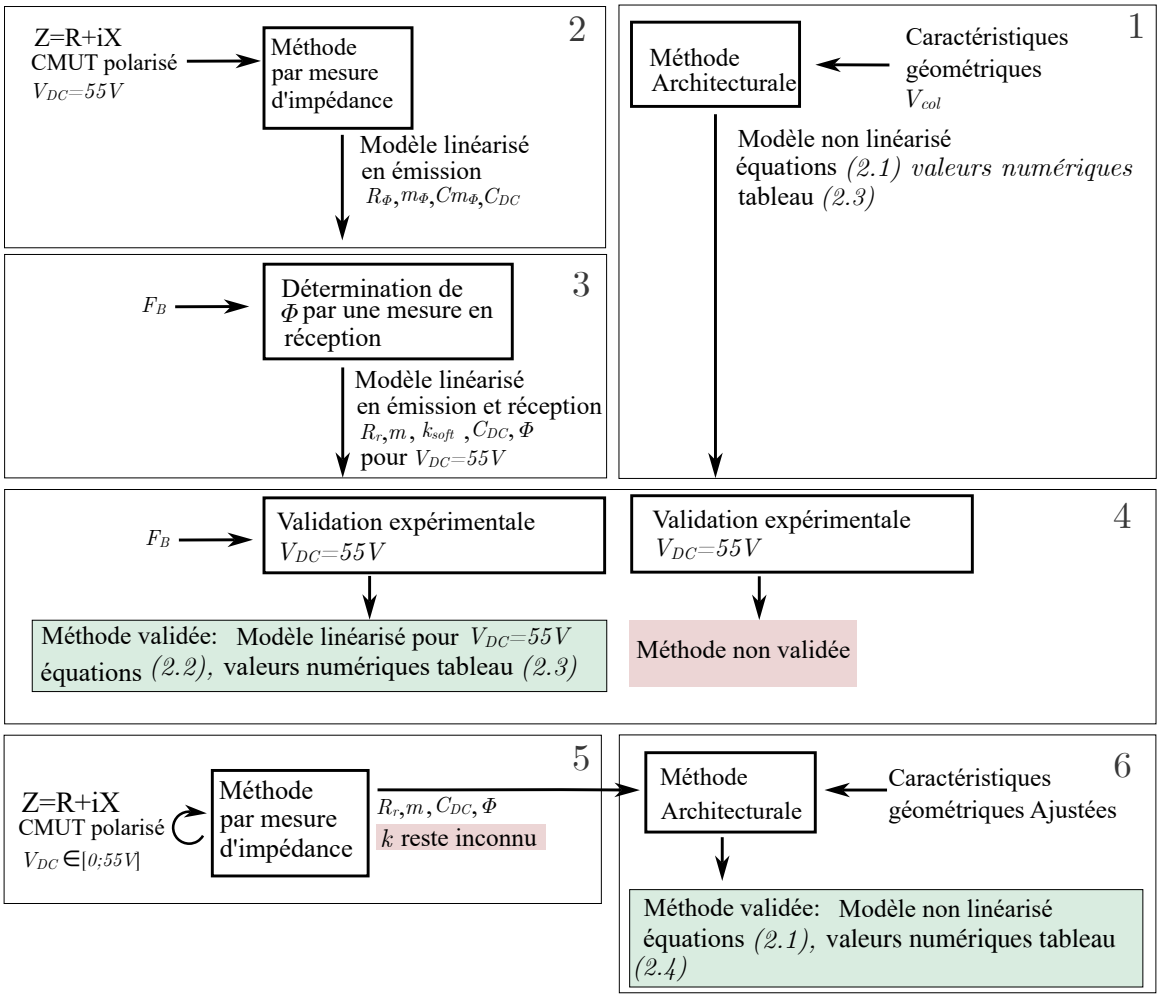


FIGURE 20 – Schéma explicatif du déroulé du chapitre 2.

D Choix de l'inductance pour le démonstrateur

Cette annexe complète la partie 4.3 qui présente les résultats expérimentaux du dispositif complet. L'inductance est un élément central du circuit et doit être petite, de valeur et de partie réelle stables quel que soit le courant qui la traverse et quelle que soit la fréquence de travail. La seule exigence qui n'a pas été proprement décrite dans cette thèse concerne le courant. En choisissant la limite d'intensité acoustique dans la peau de $I_{lim} = 720mW/cm^2$ donnée par la "Food and Drug Administration" (cf. chapitre 1), la pression acoustique incidente est limitée à :

$$P_{r_{lim}} = \sqrt{2 I_{lim} R_{peau}} \approx 140kPa \tag{64}$$

Avec l'intensité acoustique en W/m^2 et l'impédance de la peau purement réelle telle que $R_{peau} = 1.5MRayls$. Grâce au modèle non-linéarisé établi dans le chapitre 2 et dont les données sont rappelées dans le tableau 3.3 du chapitre précédent, il est possible de prédire en simulation un ordre de grandeur de l'amplitude du courant de résonance qui traversera l'inductance. Ainsi, la figure 21 montre d'une part que le maximum de courant s'établit autour de la fréquence de résonance mécanique du transducteur, mais aussi qu'il ne dépasse pas une amplitude de 300mA.

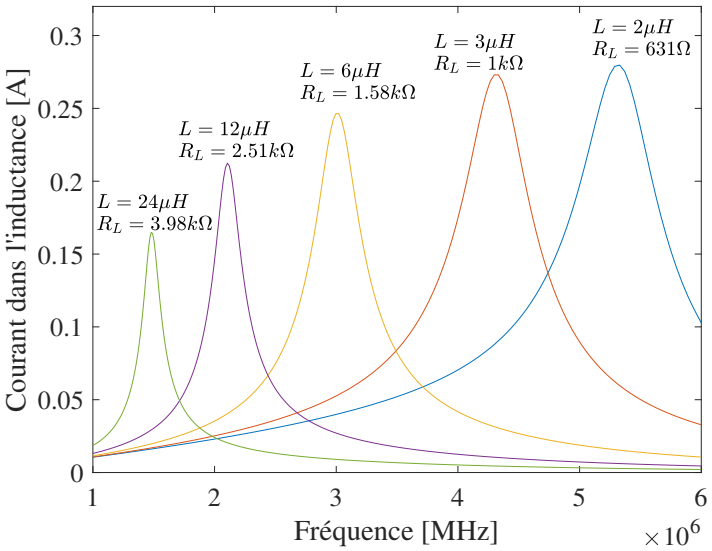


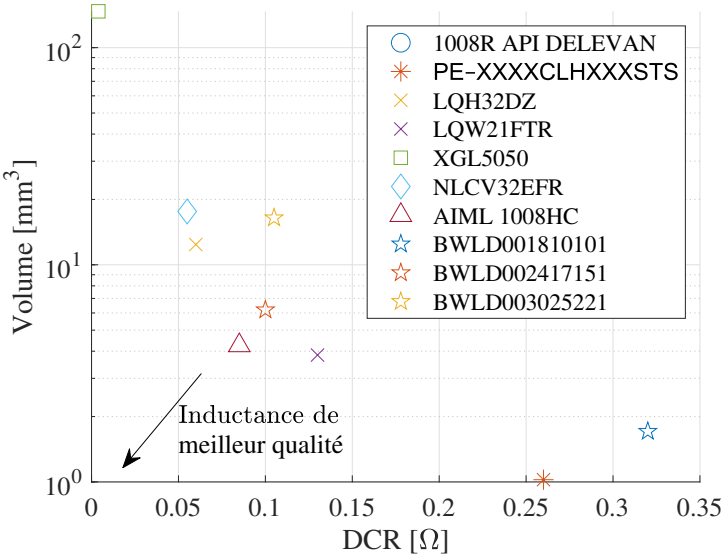
FIGURE 21 – Courant traversant l'inductance L pour différentes valeurs d'inductance et pour chaque résistance optimale correspondante. Cette simulation a été faite avec le modèle transformateur établi dans le chapitre 2

Pour faire le choix d'une inductance, nous avons commencé par sélectionner quelques séries d'inductances à partir de leur résistance série (DCR), leur volume et leur fréquence de résonance (SRF). La sélection a ensuite été affinée à partir des limitations en courant de chaque inductance (stabilité de l'inductance, courant de saturation).

Le choix du critère de sélection de la résistance série est très discutable. Contrairement au facteur de qualité Q d'une inductance, la DCR ne prend pas en compte toute la partie réelle de l'inductance qui évolue avec la fréquence. Néanmoins, comme Q n'est pas toujours spécifié dans les documentations, la sélection des composants a été faite avec la DCR et le facteur de qualité sera mesuré sur les inductances sélectionnées.

Sur la figure, 22, les volumes et DCR pour les valeurs d'inductances $L = 1\mu H$ de chaque série d'inductances choisies sont tracées avec la DCR en abscisse et le volume

FIGURE 22 – Comparaison de différentes inductances de valeur $L = 1\mu H$ selon leur volume et leur résistance série



des composants en ordonnée. Ces deux caractéristiques s'opposent et le compromis se fait pour les inductances qui se placent le plus en bas à gauche du graphique. Ainsi, les séries d'inductances choisies sont les suivantes :

— La série 1008HC de API DELEVAN
— Les séries LQ -W21FT et -H32DZ de MURATA
— Les séries BWLD00 -2417151 et -3025221 de chez YAGEO
— la série NLCV32EFR de TDK

E Implémentation des modèles de CMUT avec LT-spice

Cette annexe complète la partie 2 où deux modèles ont été développés. Le premier est un modèle qui permet de simuler un transducteur LT-Spice linéarisé autour d'un point de fonctionnement donné (V_{DC}, x_{DC}). Ce modèle correspond donc à un transducteur CMUT polarisé par une tension de polarisation statique bien précise. Le second est un modèle plus réaliste et plus complet car il n'est pas linéarisé autour de conditions statiques. Cette annexe a pour objectif de décrire précisément ces modèles et de donner les avantages et inconvénients de chacun.

E.1 Modèle linéarisé

Les valeurs du modèle LT-spice linéarisé ont été obtenues à partir de la mesure d'impédance d'un dispositif CMUT polarisé et découplé par un circuit de découplage. Le modèle présenté dans 23 n'a donc pas besoin d'être polarisé car les composantes statiques ϕ, k_{soft} et C_{DC} sont issues d'une linéarisation du transducteur polarisé. La partie mécanique composée de $V2$, R_r, C_{soft}, m et $B2$ est reliée à la partie électrique du modèle à travers le coefficient de transformation électroacoustique ϕ et le générateur $B1$. $B1$ est un générateur de courant qui transforme la vitesse des membranes (le courant dans $B2$) en un courant électrique fonction de ϕ. $B2$ est un générateur de tension qui transforme la tension électrique aux bornes de la capacité C_{DC} en une force qui agit

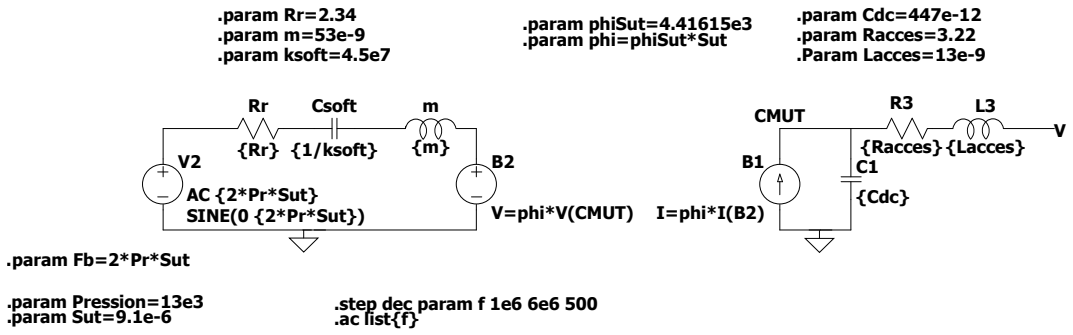


FIGURE 23 – Schéma LT-spice du modèle linéarisé. Les valeurs numériques des paramètres ont été obtenues par une mesure d'impédance du dispositif décrit dans le chapitre 2 et polarisé par la tension $V_{DC} = 55V$

sur la branche mécanique. Les grandeurs qui sont affichées sur le schéma viennent du chapitre 2 et ont été obtenues pour une tension de polarisation $V_{DC} = 55V$.

E.2 Modèle non linéarisé

Comme d'autres auteurs l'ont montré [111] [65], il est aussi possible de faire des simulations de modèle non linéarisé avec le langage spice. Le modèle de la section 2.5.4 est reporté sur la figure 24. Dans ce modèle, la capacité variable C est modélisée en fonction de x dans la source de tension $B1$. La force électrostatique ft induite par la tension aux bornes du CMUT est calculée à travers $B3$ et $B7$ (équation (65), ou équation (1.3) du chapitre 1) et réutilisée dans la branche mécanique à travers la source de tension$B2$:

$$ft = \frac{1}{2} V_{(CMUT+)}{}^2 \frac{\partial C}{\partial x} \tag{65}$$

La charge $Q = CV_{CMUT+}$ est calculée par la source de tension $V6$ et sa dérivée, donc le courant qui sort du transducteur est obtenu avec une capacité de valeur 1 présente dans le bloc $X3derivative$. Ensuite, la position x, nécessaire au calcul de la capacité variable C est obtenue en intégrant le courant de la branche mécanique, analogue à une vitesse $\dot{x}$, avec une inductance de valeur 1 présente dans le bloc $X1derivative$. La source de tension $X1derivative$ permet de prendre en compte les forces continues qui s'appliquent à la membrane, comme les forces dues aux contraintes de la couche métallique ou à la pression atmosphérique. Enfin, le modèle est complété en ajoutant une

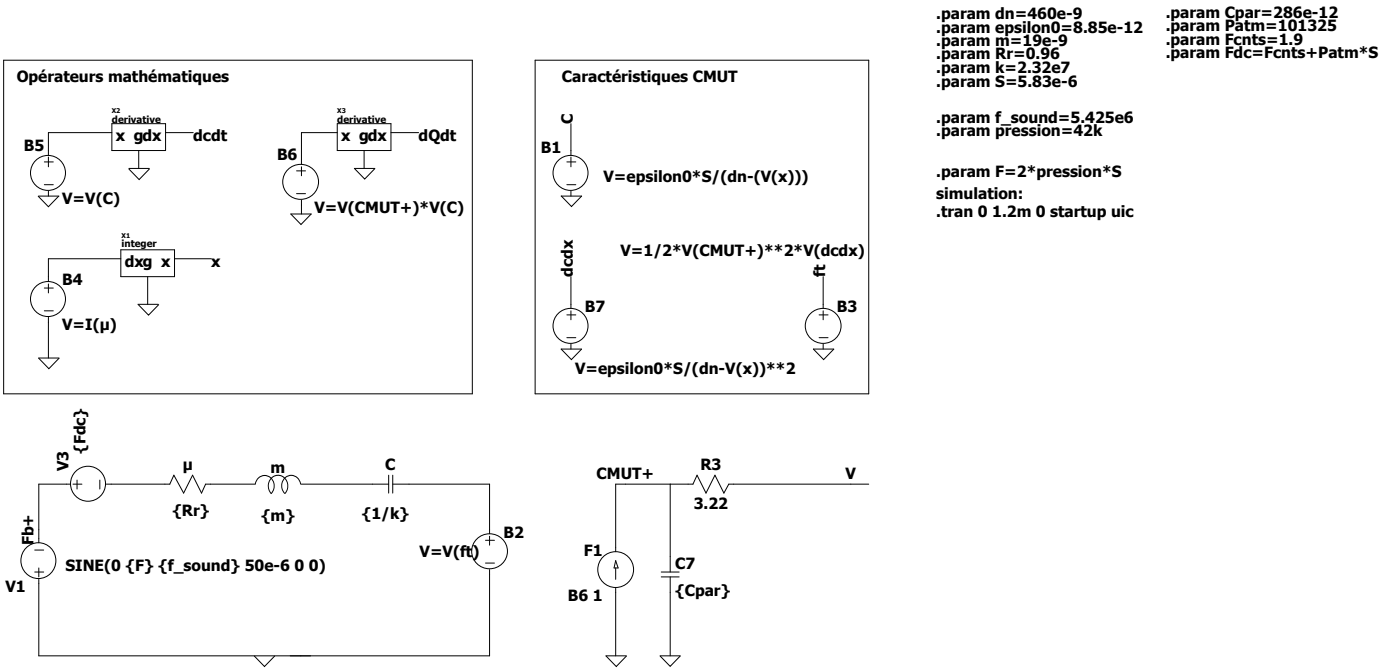


FIGURE 24 – Schéma LT-spice du modèle non linéarisé.

capacité parasite C_{par} en parallèle du CMUT et avant la résistance d'accès.

F Schéma LT-spice du circuit d'auto-polarisation connecté au modèle linéarisé

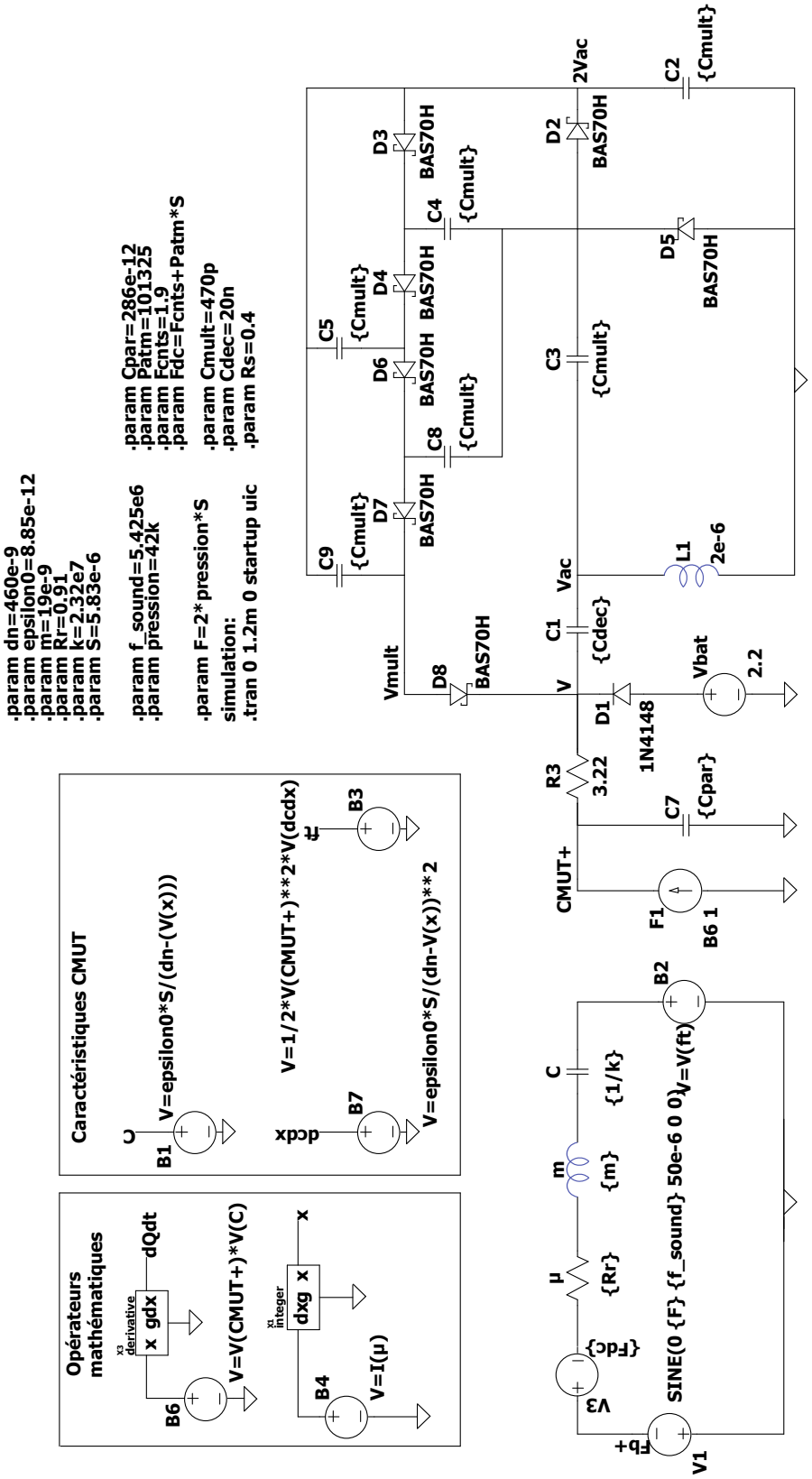


FIGURE 25 – Schéma LT-spice du modèle non linéarisé du dispositif connecté au circuit d'auto-polarisation.

Table des figures

1.1 Condensateur chantant de Paul Langevin [34]. 9

1.2 a) Description de l'utilisation de HIFU (High Intensity Focused Ultrasound) pour le traitement de tumeurs et b) Résultat d'imagerie d'empreinte digitale *a*-par méthode classique et *b*-par imagerie ultrasonore. . 9

1.3 Photo d'un CMUT seul vu de haut (à gauche) et en coupe (à droite). . . 11

1.4 Photo d'une grille de CMUT vue de haut. 11

1.5 Schéma d'un CMUT avec une source de polarisation externe. 12

1.6 Schéma équivalent masse-ressort du modèle piston. 13

1.7 Résolution graphique de l'équation du 3ème ordre (1.7) [48][an]. 14

1.8 Résistance et réactance de radiation d'un piston circulaire de rayon a qui rayonne des ondes sonores de nombre d'onde k (ici, $x = 2ka$) [28]. 18

1.9 Modèle piston linéarisé d'un dispositif CMUT dans le cas où le rayon du piston est grand devant la longueur d'onde. 20

1.10 Impact des ondes de pression ultrasonores sur une cellule CMUT (à gauche) et sur un élément piézoélectrique (à droite). 22

1.11 a) Modèle de transducteur piézoélectrique et b) Modèle piston linéarisé d'un dispositif CMUT avec sa capacité de découplage et sa source de polarisation externe. 23

1.12 Schéma électrique équivalent d'un réseau de CMUT en réception et en émission [62]. 26

1.13 a) Erreur moyenne du modèle équivalent par rapport au modèle distribué en fonction de la distance entre l'émetteur et le récepteur. La tension de polarisation vaut $V_{DC} = 0.8V_{col}$. b) Pression acoustique en fonction de la fréquence, comparaison du modèle distribué au modèle équivalent à une distance de 1 mm de l'émetteur. La tension de polarisation vaut $V_{DC} = 0.8V_{col}$. 27

1.14 Modèle d'oscillateur de *Badel et Lefeuvre* [65]. 28

1.15 Schéma d'une interface parfaite. 30

1.16 a) Circuit de conditionnement SEH appliqué à un transducteur piézoélectrique et b) déplacement mécanique, tension et courant associés [69]. 31

1.17 Interface d'adaptation d'impédance passive présentée par *Ozeri et al* [11]. 32

1.18 a) Schéma électrique du dispositif CMUT connecté à un analyseur d'impédance à travers un réseau d'adaptation. b) Coefficient de réflexion S_{11} mesuré pour différentes tensions de polarisation et pour différentes configurations d'adaptation d'impédance [71]. 33

1.19 Impact des étages d'adaptation d'impédance passifs lors d'un transfert d'énergie acoustique utilisant des PMUTs [73]. 33

1.20 a) Schéma du circuit à pompe de charge et b) Succession de cycles charge-tension commençant à l'état $V_{st} = V_{res}$ (D) c) Évolution du circuit à pompe de charge sans résistance R_{load} avec a) V_{st} et V_{res} b) Énergie totale (W_n) et énergie convertie par cycle (ΔW_n). La simulation a été faite avec $C_{\min} = 200\text{pF}, C_{\max} = 400\text{pF}, C_{st} = 3.3\text{nF}, C_{\text{res}} = \infty, f_e = 300$ Hz [42] . 34

1.21 Tension de sortie sur une résistance $R = 450k\Omega$ et pour différentes amplitudes d'excitation [76]. 36

1.22 Circuit à pompe de charge avec inductance de flyback avec a) Le circuit [79] et b) Évolution de la tension V_{st} et de l'énergie récupérée par cycle ΔW_n [74]. 37

1.23 SECE appliqué à un piézoélectrique avec a) Schéma et b) déplacement u, Tension V et courant I d'un transducteur piézoélectrique conditionné par une architecture SECE [69]. 38

1.24 Circuit de conditionnement de type SSHI parallèle avec a) Schéma [69] et b) Tension V déplacement u et courant I du transducteur sur une architecture de type SSHI [69] 39

1.25 Circuit de conditionnement de type SSHI Série avec a) Schéma [69] et b) Tension V déplacement u et courant I du transducteur [69]. 40

1.26 a) Puissance extraite des résonateurs piézoélectriques en fonction de leur facteur de mérite pour interfaces actives de type SECE, SSHI et SEH et b)Puissance récupérée normalisée à la puissance récupérée par la technique SEH [70] 41

1.27 a) Schéma électrique de l'interface FT-SECE et b) forme d'onde associée [88] 42

1.28 a) Puissance maximale extraite et récupérée expérimentalement et puissance extraite théorique, b) Ratio des tensions optimales β et c) Phase Φ optimale en fonction de la fréquence d'excitation [83]. 43

1.29 a) Schéma du circuit SICE et b) Nombre optimal d'inversions en fonction du coefficient d'inversion γ [91]. 44

1.30 a) Comparaison de la puissance maximale récupérable en fonction de la figure de mérite du transducteur et b)Puissance maximale récupérable en fonction de la charge normalisée à la charge optimale de la SEH pour des transducteurs faiblement couplés [91]. 44

1.31 a) Schéma de l'inverseur capacitif en deux étapes d'un circuit SSHI [68] et b) Gain de puissance de l'inversion en deux étapes par rapport au SSHI standard 45

1.32 Tensions des capacités C_0 du générateur et de C_{int} lors de l'inversion [68]. 46

1.33 Schéma d'un circuit SSHC constitué d'une seule capacité [92]. 46

2.1 Photos du dispositif CMUT a) à l'échelle des éléments et b) à l'échelle d'un CMUT. 50

2.2 Photo du dispositif CMUT encapsulé dans une couche de PDMS et muni d'un connecteur SMA. 51

2.3 Dessin du banc de la mesure d'impédance. 51

2.4 Capacité basse fréquence du dispositif pour différentes valeurs de tension de polarisation V_{DC} [exp]. 52

2.5 Représentation 3D d'un CMUT a) déformé et b) simplifié en plaques rigides. 52

2.6 Capacité équivalente de la structure d'un CMUT 53

2.7 Résistance et réactance de radiation d'un piston circulaire de rayon a qui rayonne des ondes sonores de nombre d'onde k ($x = 2ka$). 55

2.8 a) ϕ, b) C_{DC} et c) k_{soft} en fonction de la tension de polarisation V_{DC} [an]. 57

2.9 Modèle électrique du dispositif CMUT polarisé en intégrant la résistance d'accès. 58

2.10 Partie réelle (a) et capacité Cz (b) du modèle piston linéarisé pour différents facteurs de qualité de la branche mécanique. Les valeurs des composants du modèle sont : $Cm_\phi = 34pF$, $m_\phi = 33\mu H$, $R_\phi = 1/Q\sqrt{m_\phi/Cm_\phi}$, $R_{acces} = 5\Omega$ et $C_{DC} = 440pF$ [an]. 59

2.11 Parties réelle et imaginaire de l'impédance de la branche mécanique du modèle piston pour un facteur de qualité donné. Les valeurs des composants du modèle sont : $Cm_\phi = 34pF$, $m_\phi = 33\mu H$, $R_\phi = 1/Q\sqrt{m_\phi/Cm_\phi}$, $R_{acces} = 5\Omega$ et $C_{DC} = 440pF$ [an]. 60

2.12 Circuit électrique du modèle piston linéarisé en réception. 61

2.13 Partie réelle de l'impédance du dispositif CMUT avec a) mesure [exp] et b) théorique avec ajout des pertes diélectriques $R_{diel} = 1/(tan\delta\omega)$ en parallèle de la capacité C_{DC} ($\delta = 0.04$) [an]. 62

2.14 Capacité de la grille de CMUT déduite de la mesure avec et sans le retranchement de L_{PCB} à la mesure. 63

2.15 Parties réelle et imaginaire de l'admittance mécanique Y_{mec} du dispositif CMUT obtenues de la mesure après la soustraction de différentes valeurs de capacité C_{DC} à l'admittance Y du dispositif (équation (2.22)). 63

2.16 Impédance mécanique de la grille de CMUT obtenue après extraction de C_{DC} à l'impédance mesurée (équations (2.18) et (2.22)) 64

2.17 a) Partie réelle de l'impédance du dispositif CMUT. 65

2.18 a) Résidus de la partie imaginaire et de la partie réelle de l'impédance Z du dispositif b) Résidus de la partie réelle de l'impédance Z lissée. . . . 66

2.19 a) Résidus des parties réelle et imaginaire de la branche mécanique. b) Résidus de la partie réelle de la branche mécanique lissée. 66

2.20 Schéma de simulation LT-spice du modèle linéarisé. Les valeurs numériques ont été obtenues avec la mesure d'impédance du dispositif polarisé par une tension $V_{DC} = 55V$. 67

2.21 Schéma du banc expérimental de mesure de la pression rayonnée à la surface du dispositif CMUT 68

2.22 Pression normalisée émise par un modèle de plaque de rayon $r_{estim} = 1.27cm$ reçue le long de l'axe z [an]. 69

2.23 Pression normalisée reçue le long de l'axe x à la distance $z = d_1$. 69

2.24 Amplitude de tension consigne $V_{consigne}$ à appliquer à l'émetteur en fonction de la fréquence d'excitation pour recevoir une amplitude de pression constante sur la surface S_{CMUT} du dispositif. 70

2.25 Pression normalisée reçue le long de l'axe x pour un piston de rayon $r = 1.16cm$ à une distance $z = d_2$ de l'émetteur [an]. 71

2.26 Modèle de dispositif CMUT à valider 72

2.27 Tension V mesurée et simulée par les modèles du chapitre 2 avec une pression incidente constante $Pr = 13kPa$. Le détail du circuit électrique prenant en compte les pertes diélectriques (courbe jaune) est donné en annexe B. 72

2.28 Impact d'une mauvaise homogénéité des CMUTs d'un dispositif recevant un champ de pression d'amplitude moyenne constante à 3MHz (à gauche) et à 5MHz (à droite) [an]. 73

2.29 Tension V mesurée et simulée avec une inductance L 74

2.30 Schéma du dispositif CMUT connecté à une inductance à la fréquence f_r avec a) schéma complet et b) schéma simplifié. 74

2.31 Puissance dissipée dans la résistance variable à la fréquence de résonance $f_r = 4.32MHz$. 75

2.32 Variations des composants C_{DC}, m_ϕ, R_ϕ et Cm_ϕ du modèle piston linéarisé en fonction de la tension V_{DC}. Ces valeurs ont été obtenues par la méthode de mesure d'impédance (2.4) pour chaque valeur de V_{DC}. . . . 76

2.33 Variations des composants ϕ et k_{soft} du modèle piston linéarisé en fonction de la tension V_{DC} 77

2.34 Résultat de l'ajustement du modèle architectural au modèle d'impédance. 78

2.35 a) ϕ et b) $ksoft$ 80

2.36 Schéma LT-spice du transducteur CMUT non linéarisé. 81

3.1 Schéma d'un piston immergé polarisé et de sa capacité de découplage. . 86

3.2 Interface SSHI connectée à un dispositif CMUT (seule la partie électrique électrique du modèle linéarisé est représentée). 87

3.3 Courbes de la tension V et du déplacement x en régime transitoire dans le cas particulier ou la tension V_{rect} est supérieure au maximum de l'ondulation de V. 88

3.4 Position x, Tension V et courrant I dans le cas d'une interface SSHI (Image dérivée de [69]). 88

3.5 Circuit équivalent d'un dispositif CMUT couplé à un convertisseur AC-DC et une inductance d'adaptation L_m. 90

3.6 Formes d'onde du déplacement x, de la tension V et du courant I quand le dispositif est connecté à une inductance L_m et à un pont de diodes. . . 91

3.7 Puissance dissipée dans la charge R_L à la pulsation ω_0 dans le cas d'une résistance de la boucle RLC très faible : $R_s = 1m\Omega$. Résultats de simulation LT-spice (*Modèle L*) et théoriques. 96

3.8 Position x et tension V pour l'utilisation d'une inductance adaptée à la capacité C_{DC} présentant un déphasage Δt créé par le pont de diode. . . . 96

3.9 (a) Puissance maximale transférée à la charge en fonction de la résistance R_s. (b) Facteur de qualité des boucles de résonance de chaque circuit en fonction de la résistance série R_s des inductances [spice][modèle L]. . . . 97

3.10 Puissance maximale transmise à la charge optimale R_{opt} en fonction du facteur de qualité de la boucle de résonance [spice][modèle L]. 98

3.11 Puissance dissipée dans la charge R_L pour un dispositif CMUT excité par une pression incidente $Pr = 90kPa$. [bleu-exp][rouge-spice] [Modèle L] 99

3.12 (a) Modèle équivalent piston de dispositif CMUT sans transformateur, sans capacité de découplage et avec une inductance adaptée et b) Modèle simplifié en considérant une résonance mécanique et une résonance électrique (équation (3.55)). 101

3.13 Amplitude de la tension V en fonction du coefficient ϕ pour différentes valeurs de résistance R_{res} (équation (3.60))[an]. 102

3.14 Amplitude de la tension V obtenue pour une pression $Pr = 42kPa$ en fonction de la tension de polarisation V_{DC}[spice][Modèle NL]. 104

3.15 a) En haut : Amplitude de la tension V mesurée à la fréquence de résonance pour une pression $Pr \approx 13kPa$ en fonction de la tension de polarisation V_{DC} [exp]. En bas : Capacité C_Z calculée à partir de la fréquence de résonance f_{res} pour chaque tension V_{DC} [exp]. b) Placement du point de coordonnées $(V_{DC_0}; \phi_0)$ sur la courbe du coefficient ϕ en fonction de V_{DC} établit à partir d'une mesure d'impédance dans la partie qui traite de la modélisation du dispositif (section 2.5.3). 105

3.16 Modèle simplifié en considérant la double résonance (équation (3.55) et une résistance R_L 106

3.17 Puissance normalisée par rapport à P_{max} visualisée en fonction de Φ [an]. 108

3.18 (a) Puissance dissipée dans une résistance R_L normalisée pour 5 valeurs d'inductance et les résistances optimales correspondantes. (b) Puissance et résistance optimales normalisées en fonction de l'inductance normalisée. Les données sont définies telles que $P_{norm} = P/P_{max}$, $L_{norm} = L\omega_0{}^2 C_{DC}$ et $R_{opt_{norm}} = R_{opt}\phi^2/R_r$ [spice][modèle L]. 110

4.1 Schéma du dispositif CMUT connecté à une inductance. 115

4.2 Circuit d'auto-polarisation du CMUT 116

4.3 Diagramme du fonctionnement de la montée de la tension de polarisation V_{DC} 118

4.4 Schéma LT-spice du modèle non linéarisé du dispositif (encadré bleu) connecté au circuit d'auto-polarisation (encadré rouge). 122

4.5 a) Tensions V (en bleu) et V_{ac} (en rouge) lorsque le déplacement est bloqué à $x_{DC} = 0$ et b) Tension V_{mult} avec la position x_{DC} bloquée (bleue) et libre (rouge) [spice][modèle NL]. 123

4.6 Tensions V_{ac}, V_0, V_1 et V_{mult} du dispositif couplé au circuit d'auto-polarisation en circuit ouvert avec a) des diodes BAS70H, b) des diodes SMP1331 et c) des diodes 1N4148WS dans les deux cellules du multiplicateur [exp]. 124

4.7 Tensions V_{ac}, V_0, V_1 et V_{mult} du dispositif couplé au circuit d'auto-polarisation munit de diodes BAS70H et en circuit ouvert a) Mesure pour une pression incidente $Pr = 90kPa$ estimée avec l'émetteur calibré [exp] et b) Simulation LT-spice pour une pression $Pr = 42kPa$ [spice][modèle NL]. . 125

4.8 a) Tensions V et V_{ac} et b) Tension V_{mult} pour plusieurs valeurs de pression incidente normalisées par rapport à p_0, pendant l'auto-polarisation [exp]. 126

4.9 a) Circuit équivalent du transducteur associé à une interface de recharge de batterie et b) Circuit équivalent du transducteur associé à un circuit d'auto-polarisation. 127

4.10 Exemple de connexion de la batterie permettant la polarisation initiale du transducteur par la batterie et la recharge de la batterie par le transducteur. 128

4.11 Circuit de transfert d'énergie complet. 129

4.12 Schéma LT-spice du modèle non-linéarisé connecté aux interfaces de transfert d'énergie et d'auto-polarisation. 131

4.13 Tensions V, V_{ac} et puissance transmise à la batterie lors d'un transfert d'énergie et pour a) $Pr = 42kPa$ et b) $Pr = 52kPa$ [spice][modèle NL]. . . 132

4.14 Photo du banc de transfert d'énergie acoustique au travers d'un gel écho-graphique. 132

4.15 Tension V et pression transférée à la batterie par le dispositif connecté au circuit électrique avec a)$Pr = 25kPa$, b) $Pr = 32kPa$, c) $Pr = 38kPa$, d) $Pr = 42kPa$ and f) $Pr = 52kPa$ [exp]. 134

4.16 Rendement total de la puissance électrique convertie par unité de surface du récepteur sur l'intensité acoustique émise dans le gel acoustique [exp]. 135

17 Résolution graphique de l'équation du 3ème ordre (1.7) [48]. II

18 Modèle de CMUT en émission incluant les pertes diélectriques. V

19 a) partie imaginaire de l'admittance mécanique du dispositif [exp] et b) Parties réelle et imaginaire de l'impédance de la branche mécanique quand la méthode prend en compte les pertes diélectriques [exp]. V

20 Schéma explicatif du déroulé du chapitre 2. VII

21 Courant traversant l'inductance L pour différentes valeurs d'inductance et pour chaque résistance optimale correspondante. Cette simulation a été faite avec le modèle transformateur établi dans le chapitre 2 VIII

22 Comparaison de différentes inductances de valeur $L = 1\mu H$ selon leur volume et leur résistance série IX

23 Schéma LT-spice du modèle linéarisé. Les valeurs numériques des paramètres ont été obtenues par une mesure d'impédance du dispositif décrit dans le chapitre 2 et polarisé par la tension $V_{DC} = 55V$ X

24 Schéma LT-spice du modèle non linéarisé. XI

25 Schéma LT-spice du modèle non linéarisé du dispositif connecté au circuit d'auto-polarisation. XIII

GREMAN
matériaux microélectronique acoustique nanotechnologies
UMR 7347 - Université de Tours / CNRS

Paul ROCHE

ÉTUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'UNE INTERFACE DE CONVERSION D'ENERGIE ELECTRIQUE ADAPTÉE AUX CMUT POUR UNE APPLICATION DE TRANSFERT D'ENERGIE ACOUSTIQUE

Le transfert d'énergie sans fil est un domaine essentiel de l'ingénierie biomédicale. D'une part, il réduit le besoin de dispositifs de stockage d'énergie dans les implants médicaux et d'autre part, il permet d'accroître leur consommation et donc leur performance. Pour recharger une batterie implantée sous la peau, le transfert d'énergie acoustique est une méthode performante car elle est peu limitée en puissance et permet d'accéder à des profondeurs élevées. Les Transducteurs Ultrasonores Micro-usinés Capacitifs (CMUT) sont compétitifs par rapport aux technologies piézoélectriques, notamment car ils sont sans plomb, large bande et ils bénéficient des procédés d'industrialisation à grande échelle de la technologie MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems).
C'est dans ce contexte et sur la base de l'expérience de notre laboratoire sur cette technologie que s'est inscrit ce travail de thèse. À partir d'une mesure de l'impédance d'un dispositif CMUT polarisé et immergé dans l'eau, un modèle de type circuit est conçu pour permettre d'étudier l'architecture électronique la plus adaptée à un transfert d'énergie sous la peau avec un CMUT polarisé. Ainsi, nous avons pu simuler les effets de différents circuits électroniques de transfert d'énergie sur un dispositif réel de notre laboratoire et déterminer la nature du circuit le plus optimal. Pour prendre en compte le dispositif CMUT dans sa globalité, la méthode de modélisation a été réitérée successivement pour différentes tensions de polarisation du dispositif CMUT que nous utilisions. Ainsi, un modèle de type circuit électrique plus complet a pu être créé. Ce modèle a ensuite été utilisé pour valider une méthode originale de mesure de l'efficacité d'un transducteur CMUT à convertir une énergie ultrasonore en énergie électrique.
Enfin, l'un des freins majeurs à l'utilisation de dispositifs CMUT pour du transfert d'énergie ultrasonore est la nécessité de les polariser à une tension proche de leur tension de collapse (20-150 V) alors qu'ils sont implantés. Pour relever ce défi, nous avons proposé un circuit électrique fait de composants discrets qui, à partir d'un procédé de rétroaction et d'une tension initiale minime (0.5-2 V), permet au dispositif de s'auto-polariser à une tension proche de la tension de collapse, tout en transférant de l'énergie au système de stockage d'énergie de l'implant médical. Ainsi, cette thèse aboutit à la compréhension des caractéristiques clefs des CMUT pour la conversion d'énergie acoustique en énergie électrique, et à un circuit électronique complet qui permet d'élever les performances de la technologie CMUT au niveau de la technologie piézoélectrique pour le transfert d'énergie acoustique sous la peau.

Mots clés : CMUT, transducteur ultrasonore, transfert de puissance sans contacts, adaptation d'impédance inductive, modèle analytique, circuit électrique équivalent

Wireless energy transfer is an essential field of biomedical engineering. Not only does it reduce the need for energy storage devices in medical implants, but it also increases their power consumption and hence, their performances. To recharge a battery implanted under the skin, acoustic energy transfer is a high-performance method because it is less power-limited than inductive methods and allows access to great depths of power transfer. Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers (CMUTs) are competitive with piezoelectric technologies, particularly because they are lead-free, broadband and benefit from the large-scale industrialisation process of MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) technology.
It is in this context, and on the basis of our laboratory's experience with the CMUT technology, that this PhD thesis was carried out. Based on a measurement of the impedance of a biased CMUT device immersed in water, a circuit-type model was designed to allow us to study the electronic architecture most suited to an energy transfer under the skin with a biased CMUT. As a result, we were able to simulate the effects of different electrical energy transfer circuits on a real device from our laboratory and determine the nature of the optimum circuit. To consider the CMUT device in its globality, the modelling method was successively repeated for different bias voltages of our CMUT device. This enabled a more complete circuit model to be created. This model was then used to validate an original method of measurement of the efficiency of a CMUT transducer in converting ultrasonic energy into electrical energy.
Finally, one of the major obstacles to the use of CMUT devices for ultrasonic energy transfer is the need to bias them at a voltage close to their collapse voltage (20-150 V) when they are implanted. To meet this challenge, we have proposed an electrical circuit made up of discrete components which, using a feedback process and a minimal initial voltage (0.5-2 V), enables the CMUT device to self-bias to a value close to the collapse voltage while transferring electrical energy to the implanted battery. The result of this thesis is an understanding of the key characteristics of CMUTs for acoustic-to-electric energy conversion and a complete electronic circuit that raises the performance of CMUT technology for acoustic energy transfer, to the level of piezoelectric technology.

Keywords: CMUT, ultrasonic transducer, wireless power transfer, inductive impedance matching, analytical model, equivalent electrical circuit