Modélisation d'un Élément de Barrette CMUT par un Quadripôle Équivalent

Tony Merrien, Audren Boulme, Dominique Certon

▶ **To cite this version:**

Tony Merrien, Audren Boulme, Dominique Certon. Modélisation d'un Élément de Barrette CMUT par un Quadripôle Équivalent. 16ème Congrès Français d'Acoustique, CFA2022, Société Française d'Acoustique; Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, Apr 2022, Marseille, France. hal-03848331

HAL Id: hal-03848331
https://hal.science/hal-03848331

Submitted on 10 Nov 2022

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

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

16ème Congrès Français d'Acoustique
11-15 Avril 2022, Marseille

Modélisation d'un Élément de Barrette CMUT par un Quadripôle Équivalent

T. Merrien[a,b], A. Boulmé[b], et D. Certon[a]

[a]GREMAN UMR-CNRS 7347, Université de Tours, INSA Centre Val de Loire,
16 Rue Pierre et Marie Curie, 37100 Tours, France
[b]MODULEUS SAS, 34 Rue Pierre et Marie Curie, 37100 Tours, France
Email: tony.merrien@moduleus.com

Les transducteurs ultrasonores capacitifs micro-usinés (CMUT) sont des microsystèmes capables d'émettre et de recevoir des ondes ultrasonores par le biais de micro-membranes mises en mouvement grâce à des forces électrostatiques. La difficulté de modélisation d'un élément de barrette CMUT complet réside dans l'association électrique, mécanique et acoustique de dizaines, voire centaines de cellules constituant un élément. Une approche a été développée pour réduire à un seul degré de liberté la modélisation d'un élément complet en calculant de nouveaux termes permettant la mise en place d'un quadripôle équivalent, tout en conservant la précision d'un modèle discret. La validité de cette approche est discutée, notamment au travers de l'évaluation de la pression rayonnée en champ proche. L'identification des fonctions de transfert en émission et en réception de l'élément de barrette est largement simplifiée par la mise en place du quadripôle équivalent et des équations scalaires associées. Par la suite, les fonctions de transfert obtenues sont couplées au logiciel de propagation ultrasonore Field II, ce qui permet de modéliser une chaîne de mesure en émission-propagation-réception. Ce modèle complet est ensuite exploité pour mettre en place une barrette d'imagerie multi-éléments. Ainsi, avec un protocole d'imagerie standard par ondes planes, des fonctions d'étalement du point (PSF) sont obtenues et permettent de caractériser les performances nominales du capteur d'intérêt.

1 Introduction

Il existe plusieurs méthodes pour modéliser le comportement d'un transducteur capacitif micro-usiné (CMUT) [1, 2]. Notre laboratoire s'est attelé depuis plusieurs années à développer un modèle basé sur la résolution de l'équation comportementale d'un CMUT à partir de la théorie des plaques minces de Kirchhoff-Love par la méthode des différences finies [3]. Les couplages mutuels entre les cellules composant l'élément de barrette, induits par le milieu en face avant du capteur, ont pour effet d'amortir la réponse du dispositif. Ces couplages mutuels sont également à l'origine de modes de baffle [4]. En général, le système d'équations matricielles associé au calcul de la réponse d'un élément de barrette CMUT possède autant de degré de liberté qu'il y a de cellules au sein de l'élément. Classiquement, les éléments qui composent une chaîne de mesure d'un système ultrasonore peuvent être modélisé sous la forme d'un quadripôle (p. ex., un câble, un amplificateur). Ainsi, pour faciliter l'intégration d'un élément de barrette CMUT au sein d'un modèle d'acquisition ultrasonore complet, ce travail propose de réduire le nombre de degré de liberté des équations matricielles associées à un élément de barrette CMUT pour représenter ce dernier sous la forme d'un quadripôle équivalent exact.

Ce papier est organisé comme suit : sur la base du modèle discret d'un élément de barrette CMUT, les quadripôles équivalents en mode émission et réception sont mis en place. Grâce au théorème de réciprocité électroacoustique, la fonctions de transfert réciproque d'intérêt de l'élément de barrette en mode émission/réception est définie. Ensuite, sur la base d'une architecture de capteur CMUT existante, la fonction de transfert en émission associée à un élément est couplée avec le logiciel de propagation ultrasonore Field II. L'évaluation du champ de pression rayonné à différentes profondeurs permet d'identifier les limites du modèle. De plus, la mise en œuvre d'un modèle complet émission-propagation-réception d'un capteur acoustique est décrit en utilisant les matrices fonction de transfert du capteur en émission, du milieu de propagation et du capteur en réception. Enfin, le nouveau quadripôle équivalent est exploité à travers la mise en place d'une barrette échographique complète utilisée avec un protocole d'imagerie par ondes planes. Un *beamforming* DAS (*Delay-And-Sum)* permet de simuler des fonctions d'étalement du point (PSF) du capteur à différentes profondeurs.

2 Quadripôle équivalent

2.1 Mode émission

A partir du système d'équation matriciel à l'échelle des cellules mis en place par Meynier *et al.* [3], notre objectif, basé sur la définition de Foldy [5], est d'établir un système d'équations scalaires à l'échelle de l'élément. Selon la définition de Foldy, ce nouveau schéma électroacoustique est défini pour conserver le débit acoustique ainsi que les puissances. La conservation du débit acoustique permet de définir la vitesse moyenne $\langle \dot{u} \rangle_p$ d'un piston équivalent, partiellement actif, à partir des vitesses de chaque cellule constituant l'élément. Il vient

$$\langle \dot{u} \rangle_p = \frac{S_{mut}}{S_p} \sum_{i=1}^{N} \langle \dot{u} \rangle_i \ , \tag{1}$$

où S_{mut} représente la surface d'une cellule CMUT, S_p la surface totale de l'élément de barrette, N le nombre de cellules constituant l'élément et $\langle \dot{u} \rangle_i$ la vitesse moyenne de la cellule i.

La conservation des puissances mécanique W_m et acoustique W_r permettent de décrire respectivement l'impédance mécanique équivalente Z_{mp} et l'impédance acoustique équivalente Z_{rp} tel que

$$\begin{cases} Z_{mp} = \dfrac{2W_m}{|\langle \dot{u} \rangle_p|^2} \ , \\ Z_{rp} = \dfrac{2W_r}{|\langle \dot{u} \rangle_p|^2} \ . \end{cases} \tag{2}$$

Les puissances mécanique et acoustique issues du modèle distribué s'écrivent respectivement [3]

$$\begin{cases} W_m = \dfrac{1}{2}[\langle \dot{u} \rangle]^{T*}[K_m][\langle \dot{u} \rangle] \ , \\ W_r = \dfrac{1}{2}[\langle \dot{u} \rangle]^{T*}[K_a][\langle \dot{u} \rangle] \ , \end{cases} \tag{3}$$

où $[\ ]^{T*}$ symbolise la valeur transposée conjuguée de la matrice ou du vecteur, $[K_m]$ représente la matrice diagonale constituée de l'impédance mécanique d'une cellule et $[K_a]$ est la matrice de conditions aux frontières (BEM) traduisant le couplage par le fluide [4].

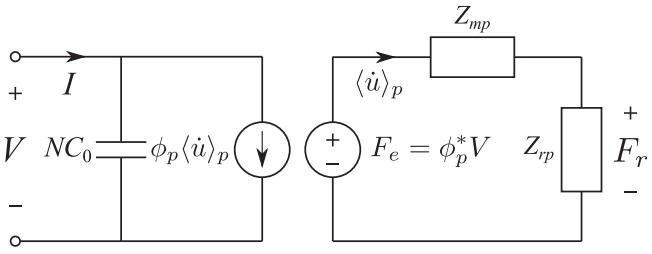


Figure 1 – Schéma électroacoustique équivalent d'un élément de barrette CMUT en mode émission.

Par la suite, on considère que l'ensemble des cellules qui constituent un élément de barrette sont électriquement connectées en parallèle et possèdent donc la même tension entrante. A partir de ces résultats, il est possible de définir le schéma électroacoustique équivalent d'un élément de barrette CMUT en mode émission tel que présenté figure 1. Les grandeurs entrantes sont la tension V ainsi que le courant I et les grandeurs sortantes la force rayonnée équivalente F_r ainsi que la vitesse moyenne $\langle \dot{u} \rangle_p$. A partir du schéma équivalent, il vient le système d'équations scalaires associé à l'élément tel que [6]

$$\begin{cases} I = j\omega N C_0 V + \dfrac{|\phi_p|^2}{Z_{mp} + Z_{rp}} \ , \\ F_r = \phi_p^* V - Z_{mp} \langle \dot{u} \rangle_p \ , \\ F_r = Z_{rp} \langle \dot{u} \rangle_p \ , \end{cases} \tag{4}$$

avec ω la pulsation, ϕ_p le coefficient de transformation électroacoustique, F_e la force électrostatique équivalente et C_0 la capacité statique d'une cellule.

2.2 Mode réception

Classiquement en réception, l'onde incidente est considérée comme plane. Cette hypothèse permet de supposer que chaque cellule constituant un élément de barrette CMUT perçoit la même onde de pression incidente. La force acoustique totale sur la surface d'un transducteur est égale à la somme de la force incidente F_i et de la force réfléchie F_r. Dans l'hypothèse d'un transducteur dont la surface est parfaitement rigide, l'onde incidente est totalement réfléchie et la force incidente est égale à la force réfléchie (c.-à-d., $F_i = F_r$). Ainsi, il vient le terme de force dite « bloquée » F_B qui s'écrit tel que [7]

$$F_B = F_i + F_r = 2F_i \ . \tag{5}$$

Pour concorder avec les conventions établies en réception, les sens du courant et de la vitesse sont inversés par rapport à l'émission. De plus, la force qui traduit la pression acoustique incidente est ajoutée sur le port mécanique du schéma électroacoustique équivalent sous la forme d'un générateur additionnel tel que présenté figure 2. Sur ce schéma, les grandeurs entrantes sont cette fois-ci la force incidente F_i ainsi que la vitesse moyenne $\langle \dot{u} \rangle_p$ et les grandeurs sortantes la tension V ainsi que le courant I. A partir du système d'équations scalaires (4) de l'élément de barrette établit en émission, il vient le système d'équations scalaires en réception tel que [6]

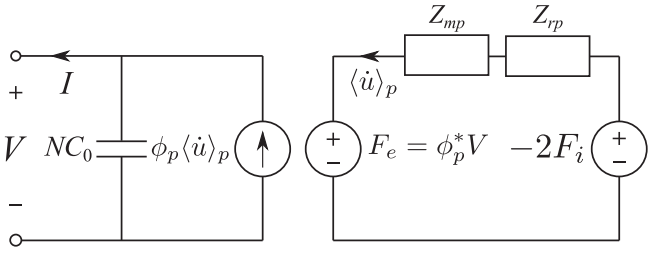


Figure 2 – Schéma électroacoustique équivalent d'un élément de barrette CMUT en mode réception.

$$\begin{cases} I = -j\omega N C_0 V + \dfrac{|\phi_p|^2}{Z_{mp} + Z_{rp}} \ , \\ -2F_i - Z_{rp} \langle \dot{u} \rangle_p = \phi_p^* V + Z_{mp} \langle \dot{u} \rangle_p \ . \end{cases} \tag{6}$$

En sortie d'un dispositif CMUT, deux grandeurs classiques peuvent être évaluées, le courant de Norton et la tension de Thévenin. Le courant de Norton I_N correspond à une condition de chargement électrique nulle (c.-à-d., $V = 0$) alors que la tension de Thévenin V_T correspond à une condition de chargement électrique infinie (c.-à-d., $I = 0$). De là, il vient deux expressions complémentaires permettant d'établir les fonctions de transfert en réception d'un capteur CMUT tel que

$$I_N = \frac{-2F_i \phi_p}{Z_{mp} + Z_{rp}} \ , \tag{7}$$

$$V_T = \frac{-2F_i \phi_p}{j\omega N C_0 \left(Z_{mp} + Z_{rp}\right) + |\phi_p|^2} \ . \tag{8}$$

En émission, les capteurs CMUT sont généralement pilotés par un générateur de tension. Ainsi, la fonction de transfert d'intérêt relie la tension entrante avec la vitesse moyenne du piston équivalent. Puisque la définition de Flody conserve le débit, celle-ci permet d'obtenir une expression exacte de la vitesse. Pour respecter le théorème de réciprocité électroacoustique [5] et obtenir des grandeurs homogènes, la fonction de transfert sur laquelle s'appuyer en réception est celle du courant de sortie obtenue à partir de la force bloquée [6]. Le courant de sortie est une grandeur généralement évaluée aux bornes d'un capteur CMUT au travers d'un amplificateur de transimpédance. Ainsi, dans la suite de ce papier, les grandeurs considérées en sortie du modèle sont en émission la vitesse moyenne équation (1) et en réception le courant de Norton équation (7).

3 Performances élémentaires

3.1 Sensibilité du capteur

Pour évaluer le modèle, une architecture de capteur CMUT est définie à partir d'une topologie de sonde existante du laboratoire [8]. Le capteur d'intérêt est composé de cellules carrées qui possèdent une hauteur de cavité de $320\,\mathrm{nm}$ dont les propriétés des matériaux constituant l'empilement des membranes sont décrits tableau 1.

Tableau 1 – Dimensions des membranes CMUT et propriétés physiques des matériaux utilisés pour les simulations.

Propriété	**Membrane (SiN)**	**Electrode (Al)**
Épaisseur $[\mathrm{nm}]$	400	400
Largeur $[\mu\mathrm{m}]$	33.5	33.5
Module de Young $[\mathrm{GPa}]$	220	68
Coefficient de Poisson	0.25	0.35
Masse volumique $[\mathrm{kg/m^3}]$	3300	2700
Permittivité relative	7.5	n/a

La tension de *collapse* est estimée à $84\,\mathrm{V}$. Les éléments sont composés de 3 colonnes espacées entre elles de $50.5\,\mu\mathrm{m}$ et 175 lignes espacées entre elles de $6.5\,\mu\mathrm{m}$. A partir de cette architecture, la fonction de transfert émission-réception (c.-à-d., la sensibilité) intrinsèque du capteur est simulée dans l'eau tel que présenté figure 3. Les propriétés du milieu considéré sont une masse volumique $\rho_0 = 1000\,\mathrm{kg/m^3}$ et une vitesse des ondes $c_0 = 1500\,\mathrm{m/s}$

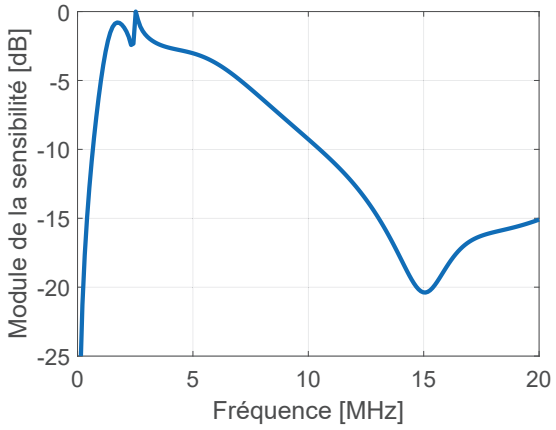


Figure 3 – Module de la sensibilité d'un élément de barrette pour $V_{DC} = 0.8V_C$ et normalisé par $5\,\mathrm{mm/s/V}$. Il s'agit de la fonction de transfert réciproque du système pour une tension entrante associée à une vitesse sortante en émission et une force entrante associée à un courant sortant en réception.

Le résultat figure 3 correspond à la fonction de transfert du piston équivalent d'un élément de barrette. On observe un mode de baffle autour de $2.5\,\mathrm{MHz}$ issu du couplage par le fluide entre les cellules qui vibrent en opposition de phase à cette fréquence [4]. De plus, la fréquence de coupure mécanique haute est située à $15\,\mathrm{MHz}$. Ainsi, l'élément de barrette simulé possède une fréquence centrale de $3\,\mathrm{MHz}$ et une bande passante de 120%.

3.2 Champ de pression rayonné

Intrinsèquement, les résultats issus des grandeurs électromécaniques du quadripôle équivalent sont corrects puisque ce dernier est issu du modèle distribué. La source en vitesse n'étant plus discrétisée, il est nécessaire de vérifier la validité de la pression rayonnée par le nouveau modèle. Pour cela, le logiciel Field II [9, 10] est utilisé. Afin d'obtenir un champ de pression, Field II s'appuie une convolution de la réponse spatiale impulsionnelle (SIR) d'un capteur avec une condition de source en vitesse. Les SIR sont classiquement obtenues en utilisant la formulation intégrale de Rayleigh lorsqu'un transducteur est considéré comme un piston et possède donc une vitesse uniforme sur sa surface [11].

A partir d'une analyse harmonique, le spectre de la pression rayonnée avec le modèle discret p_d à un point d'observation r s'écrit

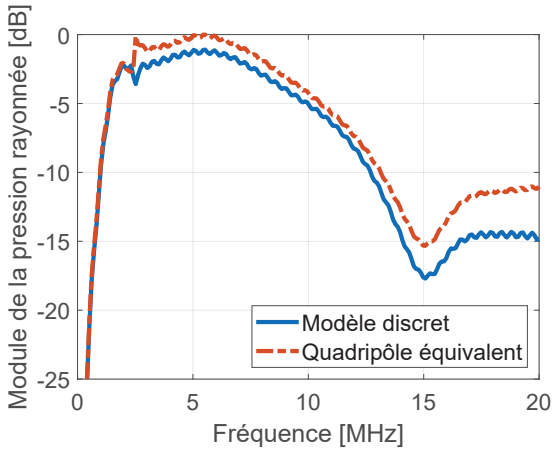
$$p_d(r) = j\omega\rho_0 \sum_{i=1}^{N} \mathcal{F}\left[h_i^{TX}(r,t)\right] \langle \dot{u} \rangle_i \,, \tag{9}$$

où $\mathcal{F}$ symbolise la transformée de Fourier et $h_i^{TX}(r,t)$ la SIR en émission d'une ouverture acoustique liée ici à la cellule CMUT i en fonction du temps t et au point d'observation r. Par ailleurs, le spectre de la pression rayonnée avec le modèle scalaire issu du quadripôle équivalent p_s à un point d'observation r s'écrit

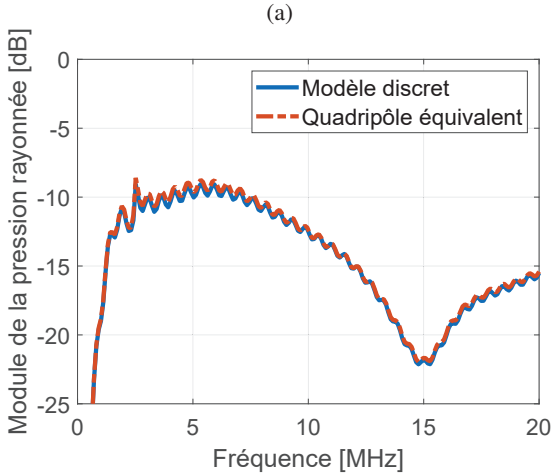
$$p_s(r) = j\omega\rho_0 \mathcal{F}\left[h_p^{TX}(r,t)\right] \langle \dot{u} \rangle_p \,, \tag{10}$$

où $h_p^{TX}(r,t)$ est la SIR en émission d'une ouverture acoustique liée ici à un élément de barrette CMUT complet.

Les spectres de pression rayonnée à deux distances différentes à partir du modèle discret et du quadripôle équivalent sont présentés figure 4. L'atténuation acoustique employée α est issue de l'expression classique $\alpha = 0.0014 f^2\ \mathrm{dB/cm/MHz^2}$ dans l'eau [12]. Comme attendu, l'évaluation du champ de pression au point d'observation $r[0, 0, 0.1\,\mathrm{mm}]$ figure 4(a) permet de mettre en évidence un écart entre le modèle discret et le quadripôle équivalent. Néanmoins, au point d'observation $r[0, 0, 1\,\mathrm{mm}]$ figure 4(b), c'est à dire lorsque le point d'observation est éloigné, l'écart entre les deux approches est presque nul. Ces simulations permettent de valider l'utilisation d'une condition de source unique pour l'élément de barrette CMUT à condition de ne pas se situer en champ extrêmement proche. De plus, ces résultats mettent aussi en évidence l'impact de la diffraction acoustique sur le champ de pression rayonné. En effet, si la fréquence de coupure mécanique reste inchangée par rapport à la fonction de transfert en émission (cf. figure 3), la fréquence centrale elle augmente pour atteindre environ $5\,\mathrm{MHz}$ avec une bande passante de 130%. Notons que l'atténuation des ondes dans le milieu se comporte comme un filtre passe bas et à une incidence proportionnelle à la distance du point d'observation.



(a)



(b)

Figure 4 – Simulations des champs de pression rayonnés obtenus lorsque $V_{DC} = 0.8V_C$, pour 1 V de tension d'excitation, normalisés par 6 kPa aux points d'observations (a) $r[0, 0, 0.1\,\text{mm}]$ et (b) $r[0, 0, 1\,\text{mm}]$.

4 Imagerie par ondes planes

4.1 Mise en place du modèle de barrette

Maintenant que des termes scalaires sont associés au comportement d'un élément de barrette, il est possible d'écrire le système d'équation matriciel lié à une barrette linéaire complète. Le système d'équation matriciel possède M degrés de liberté proportionnel au nombre M d'éléments, c'est à dire 128 dans le cas de la barrette d'intérêt. Ici, on suppose que chaque élément se comporte de la même manière et que les couplages inter-éléments sont négligés. La matrice fonction de transfert du capteur en émission s'écrit

$$[TX] = \frac{[\langle \dot{u} \rangle_p]}{[V]} = \begin{bmatrix} \frac{\phi_p^*}{Z_{mp}+Z_{rp}} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \frac{\phi_p^*}{Z_{mp}+Z_{rp}} \end{bmatrix} . \quad (11)$$

Les termes diagonaux de cette matrice correspondent à l'expression de la vitesse moyenne équivalente d'un élément de barrette $\langle \dot{u} \rangle_p$, normalisée par la tension d'excitation V et obtenue à partir de l'équation (4). De manière analogue, la matrice fonction de transfert du capteur en réception s'écrit

$$[RX] = \frac{[I_N]}{[F_i]} = \begin{bmatrix} \frac{-2\phi_p}{Z_{mp}+Z_{rp}} & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \frac{-2\phi_p}{Z_{mp}+Z_{rp}} \end{bmatrix} . \quad (12)$$

Les termes diagonaux de cette matrice correspondent à l'expression du courant de Norton en sortie d'un élément de barrette I_N normalisé par la force bloquée F_B et obtenu à partir de l'équation (7).

Pour définir la matrice de fonction de transfert du milieu, on utilise une nouvelle fois le logiciel Field II. La pression incidente moyenne $\langle p \rangle$ sur la surface d'un transducteur issue d'un réflecteur ponctuel positionné au point r de l'espace s'exprime à partir d'une double convolution entre la SIR liée à l'ouverture de l'émetteur et la SIR liée à l'ouverture du récepteur. A l'échelle de l'élément, on utilise la vitesse du piston équivalent de l'élément γ comme condition de source pour obtenir la pression incidente moyenne sur la surface de l'élément β tel que [11]

$$\langle p \rangle_{\beta,\gamma}(r) = -\omega^2 \frac{s_e \rho_0}{2c_0} \mathcal{F}\left[h_{p,\gamma}^{TX}(r,t) * h_{p,\beta}^{RX}(r,t)\right] \langle \dot{u} \rangle_{p,\gamma} , \quad (13)$$

où s_e est la surface du réflecteur ponctuel. Pour obtenir la fonction de transfert du milieu, il faut normaliser cette grandeur par la condition de source (c.-à-d., la vitesse moyenne du piston équivalent utilisé comme émetteur). Ainsi, il vient l'expression de la matrice fonction de transfert du milieu tel que

$$[PX] = \frac{[F_i]}{[\langle \dot{u} \rangle_p]} = S_p \begin{bmatrix} \frac{\langle p \rangle_{1,1}(r)}{\langle \dot{u} \rangle_{p,1}} & \cdots & \frac{\langle p \rangle_{1,M}(r)}{\langle \dot{u} \rangle_{p,M}} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\langle p \rangle_{M,1}(r)}{\langle \dot{u} \rangle_{p,1}} & \cdots & \frac{\langle p \rangle_{M,M}(r)}{\langle \dot{u} \rangle_{p,M}} \end{bmatrix} . \quad (14)$$

Finalement, le vecteur courant de sortie regroupant les courants de Norton issus de chaque élément de la barrette peut s'écrire à partir des équations (11), (12) et (14) tel que

$$[I_N] = [V_{exc}][TX][PX][RX] , \quad (15)$$

où $[V_{exc}]$ correspond au vecteur tension d'excitation. Notons que le formalisme employé pour écrire cette équation peut être appliqué à toute autre technologie ou dispositif de barrette échographique linéaire multi-éléments.

4.2 Fonctions d'étalement du point

Les fonctions d'étalement du point (PSF) sont essentielles dans le domaine de l'imagerie ultrasonore. Il s'agit d'un marqueur quantitatif des performances d'un système acoustique. Une PSF permet d'évaluer la résolution axiale et le contraste d'une image obtenue par un capteur. Ici, un protocole d'imagerie par ondes planes est mis en place. Pour générer une onde plane, des retards sont appliqués aux signaux du vecteur tension d'excitation entrants sur chaque élément à partir d'un angle d'émission souhaité. L'angle

maximal d'émission est fixé à 20 ° de manière analogue aux travaux de Jensen *et al.* dédiés à l'optimisation du protocole d'imagerie par ondes planes [13]. De plus, les tensions d'excitation sont générées à 3 MHz, ce qui correspond à la fréquence centrale du capteur d'intérêt (cf. figure 3). Une illustration de la distribution de tension d'excitation sur chaque élément de la barrette est présentée figure 5.

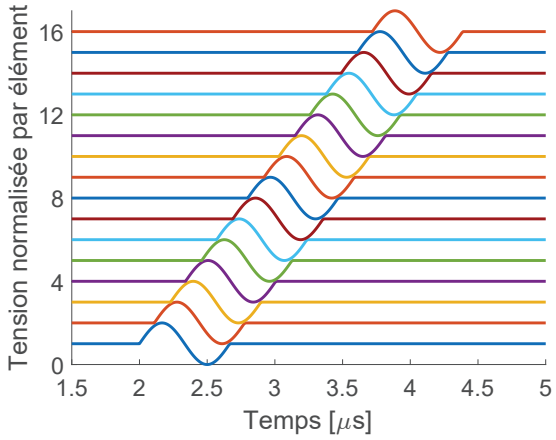


Figure 5 – Portion du vecteur tension d'excitation $[V_{exc}]$ dont les signaux sont centrés à 3 MHz, normalisés et distribués sur les éléments 1 à 16 de la barrette. Les retards sont appliqués pour générer une onde plane acoustique orientée de 20 °.

La séquence d'imagerie consiste en 21 ondes planes émises allant de $-20°$ à $20°$ par pas de $2°$ avec une tension d'excitation crête à crête de 1 V. Ainsi, le vecteur des courants sortants d'une barrette en technologie CMUT est simulé pour chaque onde plane à partir de l'équation (15) pour plusieurs réflecteurs ponctuels situés à des profondeurs de 10 mm, 25 mm, 40 mm et 55 mm. Un algorithme de reconstruction d'image DAS [14] est appliqué afin d'obtenir les PSF à partir des courants simulés. Une transformation de Hilbert et une compression logarithmique sont ensuite appliquées sur l'image obtenue et présentée figure 6 avec une dynamique de 40 dB.

Les PSF obtenues mettent en évidence l'absence de lobes secondaires sur la plage dynamique définie, tel que attendu dans le cas de barrette échographique dont le *pitch* comme ici est de $\lambda/2$ [13]. La résolution latérale moyenne issue de l'ensemble des PSF à -6 dB est d'environ 930 μm. Rappelons que ces résultats ont été obtenus sans prendre en compte de grandeurs parasites, d'encapsulation polymère d'épaisseur finie et avec une impédance de charge électrique idéale (0 Ω). Néanmoins, la mise en œuvre d'un protocole d'imagerie au travers de quadripôles équivalents définis à l'échelle des éléments d'une barrette échographique pour des applications d'imagerie médicale a été démontré. Une étude d'optimisation de la séquence d'imagerie nécessite encore d'être menée pour le dispositif présenté. Notons que d'autres applications comme la conception d'architectures CMUT optimisées peuvent bénéficier de la mise en œuvre d'un quadripôle équivalent à l'échelle d'un élément de barrette [6].

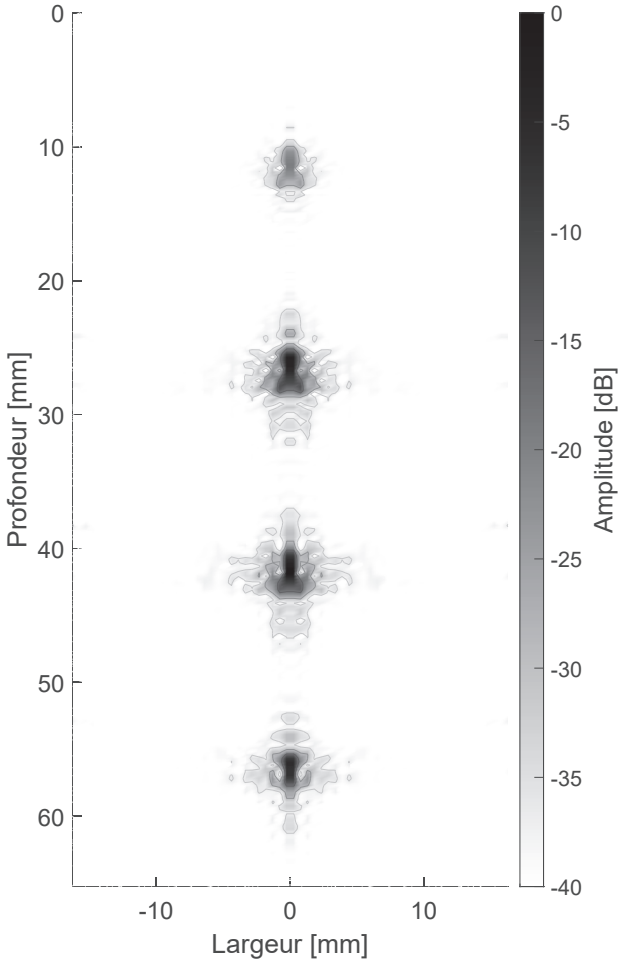


Figure 6 – PSF simulées à différentes profondeurs avec une dynamique de 40 dB. La séquence d'imagerie consiste en 21 ondes planes émises allant de $-20°$ à $20°$ par pas de $2°$ et une tension d'excitation crête à crête de 1 V.

5 Conclusion

Ce travail a permis de mettre en place un modèle exact d'élément de barrette CMUT au travers d'un quadripôle équivalent et d'équations scalaires. Le nouveau schéma électroacoustique à l'échelle de l'élément permet de simplifier les simulations du mode de fonctionnent en émission-réception d'un capteur grâce à la réduction du nombre de degré de liberté. La seule limite du modèle concerne la pression rayonnée en champ proche due à l'absence de discrétisation de la source à l'échelle des cellules. Néanmoins, le système d'équations scalaires permet de mettre en œuvre plus simplement un modèle de barrette complet. Ce dernier nous a permis d'évaluer les PSF d'une architecture de barrette dédiée à l'imagerie médicale au travers d'un protocole d'imagerie par ondes planes. Pour plus de précision, le modèle doit par la suite être amélioré en prenant en compte les grandeurs parasites liées au capteur CMUT, les couplages inter-éléments, une éventuelle couche d'encapsulation de type polymère ou encore un amplificateur.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier Raphaël Besson, Julien Claisse et Adrien Bailly pour leur assistance nécessaire à la mise en œuvre du protocole d'imagerie.

Références

[1] M. Haller, and B. Khuri-Yakub, "A surface micromachined electrostatic ultrasonic air transducer," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **43**, 1-6 (1996).

[2] A. Lohfink, and P. Eccardt, "Linear and nonlinear equivalent circuit modeling of CMUTs," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **52**, 2163-2172 (2005).

[3] C. Meynier, F. Teston, and D. Certon, "A multiscale model for array of capacitive micromachined ultrasonic transducers," *J. Acoust. Soc. Am.* **128**, 2549-2561 (2010).

[4] 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 Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **62**, 1704-1716 (2015).

[5] L. Foldy, "Theory of Passive Linear Electroacoustic Transducers with Fixed Velocity Distribution," *J. Acoust. Soc. Am.* **21**, 595-604 (1949).

[6] T. Merrien, A. Boulmé, and D. Certon, "Lumped-Parameter Equivalent Circuit Modeling of CMUT Array Elements," *IEEE Open J. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **2**, 1-16 (2022).

[7] L. Schmerr, and S. Song, *Ultrasonic Nondestructive Evaluation Systems : Models and Measurements* (Springer, New York, 2007), Chap. 5.

[8] T. Merrien, M. Hery, A. Boulmé, and D. Certon, "Viscoelasticity Assessment Using Quartz Crystal Microbalance for Accurate Loaded CMUT Modeling," *Proc.-IEEE Ultrason. Symp.* **1**, 1-4 (2021).

[9] J. Jensen, and N. Svendsen, "Calculation of pressure fields from arbitrarily shaped, apodized, and excited ultrasound transducers," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **39**, 262-267 (1992).

[10] J. Jensen, "Field : A Program for Simulating Ultrasound Systems," *Nord. Conf. Biomed. Imaging Publ. Med. Biol. Eng. Comput.* **34**, 351-353 (1996).

[11] F. Lingvall, "Time-domain Reconstruction Methods for Ultrasonic Array Imaging : A Statistical Approach," Ph.D. thesis, Uppsala University, Sweden (2004).

[12] J. Pinkerton, "The Absorption of Ultrasonic Waves in Liquids and its Relation to Molecular Constitution," *Proc. Phys. Soc. Section B* **62**, 129-141 (1949).

[13] J. Jensen, M. Stuart, and J. Jensen, "Optimized Plane Wave Imaging for Fast and High-Quality Ultrasound Imaging," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **63**, 1922-1934 (2016).

[14] V. Perrot, M. Polichetti, F. Varray and D. Garcia, "So you think you can DAS ? A viewpoint on delay-and-sum beamforming," *Ultrasonics* **111**, 106309 (2021).