

INFLUENCE D'UNE LENTILLE DE FOCALISATION

ACOUSTIQUE SUR LA REPONSE ELECTRO-ACOUSTIQUE

La focalisation d'une source ultrasonore permet d'améliorer localement la sensibilité et la résolution latérale et donc la qualité d'image dans une zone définie. L'amélioration des performances sera ici évaluée sur la réponse électro-acoustique au travers de la sensibilité, la résolution et le contraste. Un indice établissant la pondération des grandeurs évaluées permet de déterminer le compromis optimal pour l'imagerie. Dans un deuxième temps, des configurations sont établies afin de déterminer l'influence d'une focalisation acoustique au moyen d'une lentille. La modélisation du transducteur et les propriétés des couches le constituant sont alors détaillées. En particulier, la lentille est caractérisée par ses paramètres géométriques et acoustiques. Dans un troisième temps, les champs de pression rayonnés et la réponse électro-acoustique au point focal sont comparés en fonction du modèle et de l'impédance acoustique de la lentille, pour une distance focale F et un rayon de source a constants. Les résultats de simulation sont alors confrontés aux résultats expérimentaux. Enfin, les perspectives des modèles développés sont envisagées.

I Caractérisation de la réponse électro-acoustique

La qualité de l'image obtenue avec un transducteur ultrasonore intégré dans un système d'imagerie dépend des caractéristiques de la réponse électro-acoustique. Pour cela, des paramètres de sensibilité, résolution axiale et contraste axial évalués sur la réponse électro-acoustique doivent être pris en compte pour élaborer un transducteur adapté à l'imagerie haute résolution. Ces paramètres dépendent de la chaîne de transmission constituée par les différentes couches fonctionnelles du transducteur : les caractéristiques géométriques et propriétés acoustiques doivent être optimisées. Des corrélations entre ces paramètres peuvent être établies dans des cas simples, et permettent d'établir les tendances observées la plupart du temps. L'énergie acoustique délivrée par le transducteur étant finie, la résolution axiale et le contraste axial peuvent être améliorés au détriment de la sensibilité. Ce compromis est établi par la pondération des paramètres mentionnés précédemment en minimisant un indice de performance (*Equation 1.6, Chapitre 1*). La minimisation de cet indice de performance est effectuée au moyen d'une optimisation itérative.

1.1 Sensibilité

La sensibilité amp est déterminée à partir de la fonction de transfert $H_t(f)$ du transducteur :

$$amp = \max\left(\text{env}\left(TF^{-1}\{H_t(f)\}\right)\right) \quad (\text{III.1})$$

où $\text{env}(x(t)) = |THilbert(x(t))|$ est l'enveloppe du signal réel $x(t)$ définie par le module de sa transformée de Hilbert.

La fonction de transfert du transducteur $H_t(f)$ est une fonction qui s'étend de part et d'autre de la fréquence centrale f_0 du transducteur. Afin de s'affranchir de la dépendance fréquentielle de la sensibilité amp (III.1), l'évaluation de la sensibilité est normalisée par f_0 :

$$amp_n = \frac{amp}{f_0} \quad (\text{III.2})$$

Pour des configurations spécifiques, la réponse électro-acoustique peut aussi être évaluée de façon à prendre en compte des fonctions de transfert amont (excitation électrique) et/ou aval (focalisation) du transducteur [1].

1.1.1 Focalisation

Dans le cas d'une évaluation de la réponse impulsionnelle résultant d'une source focalisée, la fonction de transfert de propagation $H_p(f)$ jusqu'au point focal doit être prise en compte :

$$amp_p = \max\left(\text{env}\left(TF^{-1}\{H_t(f)H_p(f)\}\right)\right) \quad (\text{III.3})$$

La fonction de transfert de propagation $H_p(f)$ est évaluée grâce au code de propagation basé sur l'intégrale de Rayleigh (*Chapitre II*), et dépend essentiellement de la géométrie de la source et de la fréquence centrale f_0 . Ainsi, pour une source focalisée, la normalisation n'est plus effective, puisque le gain de focalisation G dépend de la fréquence centrale f_0 et de la géométrie du transducteur. Comme l'ont montré *Lucas et Muir* [2], la formule approchée du gain de focalisation G dépend de la longueur d'onde \mathbf{l} (donc de la fréquence centrale f_0), de la surface S de la source de rayon a et de la distance focale F :

$$G \simeq \frac{ka^2}{2F} = \frac{S}{\mathbf{l}F} = \frac{Sf_0}{Fc_0},$$

avec $S = \mathbf{p} a^2$, la surface de la source et $\mathbf{l} = c_0 / f_0$ la longueur d'onde.

La sensibilité (III.3) pour une source focalisée dépend donc de la fréquence centrale f_0 . Pour obtenir une évaluation de la sensibilité indépendante de la fréquence, la sensibilité doit être normalisée par la fréquence centrale f_0^2 :

$$amp_{p,n} = \frac{amp_p}{f_0^2} \simeq \frac{Gamp}{f_0^2} = \frac{Samp_n}{Fc_0} \quad (III.4)$$

Ainsi, l'évaluation de la sensibilité avec $amp_{p,n}$ (III.4) est indépendante de la fréquence centrale f_0 du transducteur. Seule intervient la géométrie de la source, avec sa surface active S et sa distance focale F .

I.1.2 Excitation électrique

Afin d'optimiser la réponse électro-acoustique du transducteur pour une excitation électrique donnée de spectre $H_e(f)$, celle-ci peut être prise en compte au niveau de la fonction de transfert en émission. Par définition, la réponse impulsionnelle est $h(t) = TF^{-1}\{H(f)\}$, autrement dit elle est la réponse à une impulsion de Dirac $\mathbf{d}(t)$. La réponse à une excitation quelconque $V_e(t)$ résulte donc du produit de convolution de cette excitation par la réponse impulsionnelle $h(t)$:

$$h_e(t) * h(t) \Leftrightarrow H_e(f) \cdot H_t(f)$$

On définit alors la sensibilité résultant de l'excitation électrique $U(t)$:

$$amp_e = \max\left(\text{env}\left(TF^{-1}\{H_e(f)H_t(f)\}\right)\right) \quad (III.5)$$

Dans ce cas, la sensibilité n'est plus fonction de la fréquence centrale f_0 , et la normalisation de la sensibilité par f_0 (III.2) n'est plus nécessaire :

$$amp_{e,n} = amp_e \quad (III.6)$$

I.1.3 Généralisation

De façon plus générale, la sensibilité peut intégrer les fonctions de transfert inhérentes aux protocoles de simulation ou de mesure. Ainsi, par la suite, la sensibilité prise en compte pour les configurations focalisées intègre le spectre de l'excitation électrique $H_e(f)$ (très large bande) et la fonction de transfert de propagation $H_p(f)$, propre à la source focalisée :

$$amp_{ep} = \max\left(\text{env}\left(TF^{-1}\{H_e(f)H_t(f)H_p(f)\}\right)\right) \quad (III.7)$$

La sensibilité étant ici fonction de la fréquence centrale f_0 , son évaluation est normalisée par f_0 :

$$amp_{e,n} = \frac{amp_{pe}}{f_0} \quad (III.8)$$

La sensibilité définie précédemment (III.1) peut aussi être évaluée avec des fonctions de transfert amont et aval, induisant ou non une dépendance de la fréquence centrale f_0 . Cependant, l'évaluation de la sensibilité peut être adaptée et normalisée selon que la sensibilité est évaluée sur la réponse impulsionnelle d'un transducteur plan (III.1), sur la réponse impulsionnelle d'un transducteur focalisé (III.3), sur la réponse à une excitation d'un transducteur plan (III.5), ou sur la réponse à une excitation d'un transducteur focalisé (III.7). On peut donc proposer une évaluation de la sensibilité normalisée généralisée, selon la fonction de transfert envisagée (*Tableau III.1*).

	Transducteur plan	Transducteur focalisé
Réponse impulsionnelle	f_0 (III.1) et (III.2)	f_0^2 (III.3) et (III.4)
Réponse à une excitation	1 (III.5) et (III.6)	f_0 (III.7) et (III.8)

Tableau III.1 : Facteur de normalisation de la sensibilité selon la fonction de transfert.

La sensibilité normalisée $amp_{x,n}$ peut ainsi s'écrire en fonction puissance p de la fréquence centrale, où le facteur puissance p est adapté selon la configuration envisagée dans le *Tableau III.1* :

$$amp_{x,n} = \frac{amp_x}{f_0^p} \quad (III.9)$$

1.2 Durée d'une excitation gaussienne

D'une façon générale, les propriétés temporelle (durée) et spectrale (bande passante) d'un signal quelconque sont reliées. Ces liens sont ici rappelés pour le cas d'un signal dit gaussien, c'est-à-dire avec une enveloppe gaussienne. Le spectre d'une excitation gaussienne centrée en $f = f_0$ et sa formulation temporelle centrée en $t = t_0$ sont liés par la transformée de Fourier :

$$\begin{aligned}
 u(f) = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{f-f_0}{s_f} \right)^2} e^{j2p f_0 t_0} &\Leftrightarrow u(t) = \sqrt{2ps_f} e^{-2(s_f p (t-t_0))^2} e^{j2p f_0 (t-t_0)} \\
 &\Leftrightarrow u(t) = \frac{1}{\sqrt{2ps_t}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{t-t_0}{s_t} \right)^2} e^{j2p f_0 (t-t_0)} \quad (III.10)
 \end{aligned}$$

Les écritures spectrale ou temporelle (III.10) d'un signal gaussien sont liées par la correspondance entre les écart-types temporel s_t et spectral s_f :

$$s_t = \frac{1}{2ps_f} \quad (III.11)$$

Ainsi, la durée et la bande passante peuvent être évaluées indifféremment avec les expressions temporelle ou spectrale du signal gaussien.

I.2.1 Expression temporelle

La durée relative (ou normalisée) à la période T_0 du signal à $-n$ dB est notée $d_{n,r}$ et s'écrit directement en fonction de l'écart-type temporel \mathbf{s}_t :

$$d_{n,r} = \frac{d_n}{T_0} = \left(\frac{d}{T_0} \right)_{-ndB} = 2\sqrt{\frac{n \ln(10)}{10}} \frac{\mathbf{s}_t}{T_0} \quad (\text{III.12})$$

Ainsi, à -6 et -30 dB, l'expression (III.12) donne :

$$\frac{d_6}{T_0} = \frac{2\sqrt{2 \ln(2)} \mathbf{s}_t}{T_0} \quad \text{et} \quad \frac{d_{30}}{T_0} = \frac{2\sqrt{3 \ln(10)} \mathbf{s}_t}{T_0} \quad (\text{III.13})$$

I.2.2 Expression spectrale

De même, la bande passante relative (ou normalisée) à $-n$ dB est notée $\Delta f_{n,r}$ et s'écrit :

$$\Delta f_{n,r} = \frac{\Delta f_n}{f_0} = \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)_{-ndB} = 2\sqrt{\frac{n \ln(10)}{10}} \frac{\mathbf{s}_f}{f_0} \quad (\text{III.14})$$

A partir des expressions de la durée normalisée (III.12), de la bande passante normalisée (III.14) et du lien entre les écarts-types temporel et spectral (III.11), on déduit la correspondance entre la bande passante Δf_n et la durée de l'excitation d_n :

$$d_n = \frac{n \ln(10)}{5p \Delta f_n} \quad (\text{III.15})$$

Ainsi, à -6 dB, on retrouve bien la relation entre la durée d_6 et la bande passante à mi-hauteur Δf_6 utilisée pour caractériser la résolution axiale (paragraphe A2.1.3, *Annexe 2*) :

$$d_6 = \frac{4 \ln(2)}{p \Delta f_6} \simeq \frac{0,88}{\Delta f_6} \quad \text{et} \quad d_{30} = \frac{6 \ln(10)}{p \Delta f_{30}} \simeq \frac{4,4}{\Delta f_{30}} \quad (\text{III.16})$$

Pour un signal gaussien, on retrouve bien la dualité temps-fréquence formalisée par la relation (III.11). Plus concrètement, elle est illustrée par la relation entre durée et bande passante à $-n$ dB (III.15) : plus la durée de l'excitation est courte, plus la bande passante est importante et réciproquement.

I.2.3 Relations et valeurs typiques

I.2.3.1 Facteur de forme

Pour une excitation gaussienne, les durées d_n et d_6 ou les bandes passantes Δf_n et Δf_6 sont proportionnelles (III.17), de façon identique :

$$\frac{d_n}{d_6} = \frac{\Delta f_n}{\Delta f_6} = \sqrt{\frac{n \ln(10)}{20 \ln(2)}} \quad (\text{III.17})$$

La valeur du rapport (III.17) est simplement proportionnelle à la racine carrée de n . Ce rapport constitue un facteur de forme et permet de déterminer si la réponse caractérisée est proche d'une gaussienne. Ainsi, pour $n = -30$ dB on obtient $d_{30} / d_6 = 2,23$.

I.2.3.2 Durée et bande passante relative

La durée d_n (III.16) normalisée par T_0 est exprimée en fonction de la bande passante $\Delta f_{6,r} = \Delta f_6 / f_0$:

$$\frac{d_n}{T_0} = \frac{2\sqrt{5n \ln(10) \ln(2)}}{5p} \frac{f_0}{\Delta f_6} \approx \frac{0,36\sqrt{n}}{\Delta f_{6,r}} \quad (\text{III.18})$$

L'expression (III.18) permet de déterminer la durée à $-n$ dB (pour une réponse proche d'une gaussienne) en fonction de la bande passante relative à -6 dB (*Figure III.1 (a)*).

Ainsi, pour $n = -6$ et -30 dB on obtient respectivement (*Figure III.1 (b)*) :

$$\frac{d_6}{T_0} \approx \frac{0,88}{\Delta f_{6,r}} \quad \text{et} \quad \frac{d_{30}}{T_0} \approx \frac{1,97}{\Delta f_{6,r}} \quad (\text{III.19})$$

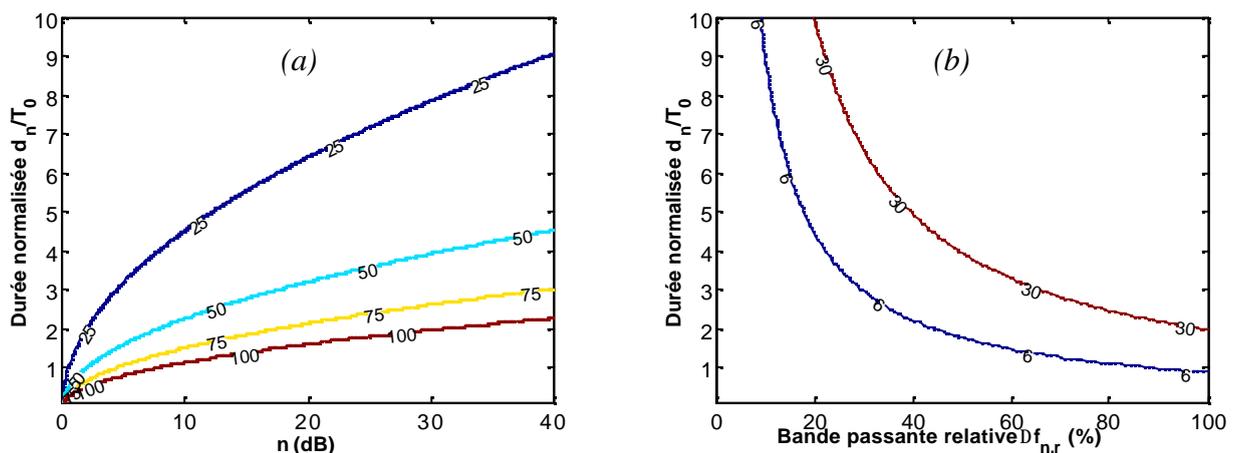


Figure III.1 : (a) Durée normalisée en fonction du seuil à $-n$ dB pour une bande passante relative à -6 dB de 25, 50, 75 et 100 % ; (b) Durée normalisée en fonction de la bande passante relative à $-n$ dB pour des seuils à -6 et -30 dB.

1.3 Indice de performance

La mise en place d'un indice de performance a pour objectif de caractériser la réponse électro-acoustique d'un transducteur. L'indice de performance (I.13) basé sur une évaluation de la résolution axiale (d_6), du contraste axial (d_{30}) et de la sensibilité (amp) a été généralisé de façon à prendre en compte les fonctions de transfert données par le *Tableau III.1*. Ces paramètres ont été pondérés par 3 coefficients ($\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{g}$) = (8, 8, 3) et évalués relativement à la fréquence centrale $f_0 = 1/T_0$ avec le facteur puissance p adéquat pour la fonction de transfert prise en compte :

$$IP = \mathbf{a}d_6f_0 + \mathbf{b}d_{30}f_0 - \mathbf{g}\frac{amp_x}{f_0^p} \quad (\text{III.20})$$

Ainsi, la réponse électro-acoustique d'un transducteur peut être évaluée avec un schéma équivalent. Plus particulièrement, le schéma KLM (*Annexe 3*) permet de prendre en compte le spectre de l'excitation $H_e(f)$ et de modéliser la fonction de transfert $H_t(f)$. Le code de propagation développé au cours du *Chapitre 2* permet quant à lui de calculer la fonction de transfert de propagation $H_p(f)$. Ainsi, la sensibilité amp_x de la réponse électro-acoustique peut être évaluée selon la fonction de transfert $H(f)$ étudiée. Pour plus de stabilité durant l'optimisation, les durées d_6 et d_{30} sont évaluées par rapport à celles d'une gaussienne équivalente, avec respectivement 76,1 et 99,1 % de la surface de l'enveloppe [1, 3].

L'indice de performance normalisé pour les différentes fonctions de transfert (III.20) peut alors être développé indifféremment avec les expressions temporelle ou spectrale du signal gaussien :

$$IP = \left(2\mathbf{a}\sqrt{2\ln(2)} + 2\mathbf{b}\sqrt{3\ln(10)}\right)\frac{\mathbf{s}_t}{T_0} - \mathbf{g}amp_x T_0^p \quad (\text{III.21})$$

ou
$$IP = \frac{\mathbf{a}\sqrt{2\ln(2)} + \mathbf{b}\sqrt{3\ln(10)}}{\mathbf{p}}\frac{f_0}{\mathbf{s}_f} - \mathbf{g}\frac{amp_x}{f_0^p} \quad (\text{III.22})$$

Comme l'illustrent les relations (III.21) ou (III.22), l'indice de performance appliqué à un signal gaussien permet d'évaluer l'écart-type temporel \mathbf{s}_t ou spectral \mathbf{s}_f et la sensibilité amp_x normalisée par f_0^p . Cependant, pour un signal quelconque, le rapport entre l'écart-type et la durée n'est pas connu, d'où la nécessité d'un tel indice de performance qui différencie la durée à -6 et à -30 dB.

1.4 Optimisation

A partir des formulations équivalentes (III.21) et (III.22), l'optimisation de la réponse électro-acoustique peut s'opérer aussi bien sur la réponse temporelle que sur le spectre. L'influence de la durée de la réponse est donc prépondérante (paramètres \mathbf{a} et \mathbf{b}). La sensibilité est évaluée avec le troisième terme (paramètre \mathbf{g}) qui prend en compte la sensibilité intrinsèque basée sur la réponse impulsionnelle du transducteur (résultante de la transduction et de l'adaptation d'impédance, Annexe 3). Par ailleurs, comme l'illustre la Figure III.2 la prise en compte de l'excitation électrique (fonction de transfert H_e) et/ou d'une focalisation (fonction de transfert H_p) peut venir pondérer la réponse impulsionnelle (fonction de transfert H_t). L'évaluation de la sensibilité peut alors être adaptée (III.9) à la configuration étudiée. Les variations de l'indice de performance sont relativement complexes car les grandeurs évaluées sont très souvent corrélées, et l'optimal recherché est le résultat d'un compromis.

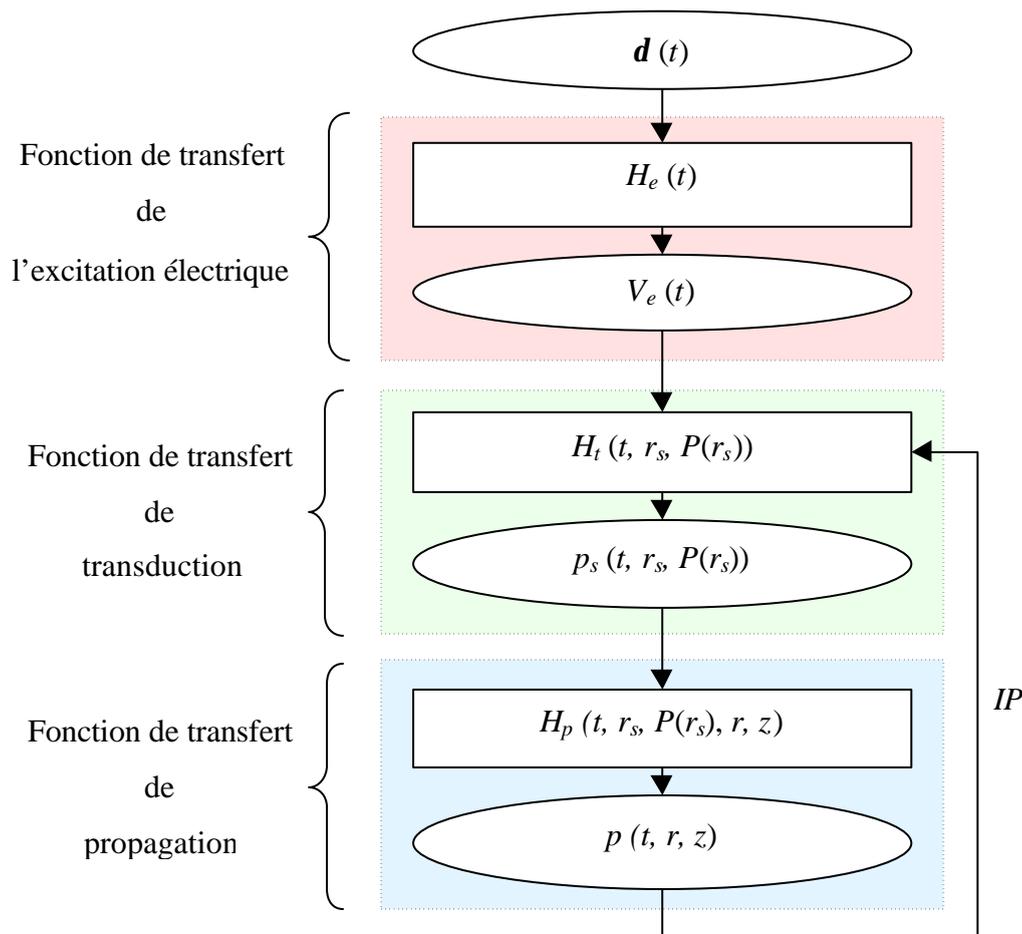


Figure III.2 : Procédure incrémentale d'optimisation des propriétés du transducteur en émission avec les fonctions de transfert optionnelles d'excitation électrique et/ou de propagation.

Ainsi, concernant la sensibilité, l'efficacité de l'élément piézo-électrique à la source de l'excitation est décrite par le coefficient de couplage en épaisseur k_t . Ses propriétés diélectriques, son k_t , et les impédances ramenées des charges acoustiques en faces arrière et avant décrivent son impédance électrique Z_e (I.4) qui intervient au niveau du rendement électrique à l'émission (*Figure I.13*). Son impédance acoustique est un élément important pour l'adaptation d'impédance des milieux arrière et avant, et pour l'optimisation du rendement acoustique à l'émission et à la réception.

Par ailleurs, les adaptations d'impédances électrique et acoustique exercent une influence sur la durée de l'excitation. L'optimisation du coefficient de réflexion à chaque interface permet d'éviter les perturbations sur l'impulsion (milieu arrière absorbant) d'émission et d'augmenter la bande passante (lames adaptatrices en face avant). Le milieu arrière, dès lors qu'il est suffisamment atténuant et long, permet d'éviter le retour de l'impulsion absorbée. Les épaisseurs des lames avant d'adaptation et des collages (non négligeables en haute fréquence) permettent d'ajuster le compromis sensibilité/bande passante selon l'indice de performance envisagé.

Enfin, et c'est l'objet du paragraphe suivant, le résultat global de la transduction est focalisé afin d'améliorer la sensibilité. Comme décrit précédemment (*Figure I.11, Chapitre I*), deux types de focalisation sont envisagées : par mise en forme de l'élément actif (que l'on nommera focalisation géométrique) ou par ajout d'une lentille sur un élément piézo-électrique plan (que l'on nommera focalisation acoustique).

Si l'optimisation selon le critère de performance IP (I.6) est aisée pour une configuration plane unidimensionnelle avec le schéma KLM (*Annexe 3*), elle ne va pas de soi pour une configuration focalisée : une modélisation axisymétrique est nécessaire.

II Influence d'une lentille acoustique

La modélisation de la géométrie axisymétrique du transducteur mono-élément est requise pour déterminer le profil source à la surface de la lentille (*Chapitre II*). Pour cela, une modélisation par éléments finis avec le logiciel ATILA a été choisie et développée. L'inconvénient majeur d'une telle méthode de modélisation réside dans le temps de calcul, et la difficulté de la mise en place d'une procédure itérative d'optimisation. Une méthode alternative basée sur le modèle KLM a également été développée et modifiée par approches successives, de façon à prendre en compte la fonction de transfert due à la lentille acoustique.

L'objectif de ces modélisations est de déterminer l'influence d'une lentille acoustique pour deux types de configuration : la première est basée sur un élément piézo-électrique avec un milieu arrière absorbant et un milieu avant permettant de réaliser l'adaptation d'impédance et de focaliser. La seconde configuration comporte en plus une lame adaptatrice entre l'élément piézo-électrique et la lentille de focalisation acoustique, en vue d'améliorer la sensibilité et la résolution axiale. L'influence des propriétés acoustiques de la lentille est étudiée à distance focale F constante et un rayon de source a constant.

II.1 Configurations

II.1.1 Initialisation

Les configurations étudiées sont basées sur une céramique piézo-électrique en titanate de plomb (Pz34 de *Ferroperm Piezoceramics*), choisie pour ses propriétés diélectriques bien adaptées aux transducteurs mono-éléments, en haute fréquence (*Tableau III.2*). En effet, la constante diélectrique à déformation constante dans la direction de l'épaisseur ($\epsilon_{33,r}^s = 154$) permet généralement de réaliser une bonne adaptation électrique autour de la résonance avec le générateur (50Ω). Pour cela, le rayon du disque piézo-électrique a été fixé à $a = 1,125$ mm, et son épaisseur à $e_p = 50$ μm . Le premier mode épaisseur donne une fréquence de résonance à $f_0 = 43$ MHz. Par contre l'impédance acoustique de la céramique élevée doit être adaptée en face arrière pour l'absorption, et en face avant pour la transmission. Des itérations successives à l'aide du modèle unidimensionnel KLM (*Annexe 3*) et de l'indice de performance (III.9) permettent une optimisation des couches avant et arrière pour une application en imagerie médicale haute résolution. Cette optimisation conduit à une impédance du milieu arrière $Z_{ar} = 3,8$ MRa, $Z_{lamel} = 6,8$ MRa, et $Z_{lamel2} = 2,2$ MRa. Le compromis sensibilité / bande passante est déterminé par l'indice de performance modulable choisi.

\mathbf{r} (kg/m ³)	c_{11}^E (GPa)	c_{12}^E (GPa)	c_{13}^E (GPa)	c_{33}^E (GPa)	c_{44}^E (GPa)	e_{13} (C/m ²)	e_{15} (C/m ²)	e_{33} (C/m ²)	\mathbf{e}_{11}^S, r	\mathbf{e}_{33}^S, r
7550	188,4	80,2	82,3	127,2	58,9	3,81	2,31	6,87	181	154

\mathbf{r} : masse volumique ; c_{ij}^E : tenseur d'élasticité à champ électrique constant ; e_{ij} : tenseur de piézo-électricité ; \mathbf{e}_{ii}^S, r : permittivité diélectrique relative à déformation constante.

Tableau III.2 : Propriétés du disque piézo-électrique en Pz34 utilisé pour les simulations

II.1.2 Transducteurs avec et sans lame adaptatrice

La configuration initiale (milieu arrière et élément piézo-électrique) ainsi établie sert de base à l'étude de l'influence des paramètres acoustiques et géométriques de la lentille. Les propriétés de la lame adaptatrice sont optimisées dans le cadre de la configuration initiale équipée en face avant de deux lames adaptatrices. Les caractéristiques acoustiques résultantes pour les deux lames adaptatrices (d'épaisseur quart d'onde) sont synthétisées dans le *Tableau III.3*. L'optimisation de la configuration initiale a permis de définir les impédances acoustiques des différents éléments constitutifs. La densité de maillage longitudinal a été optimisée pour un calcul en régime transitoire et pour chacune des couches constituant le transducteur (*Chapitre II*). Par la suite, la densité de maillage longitudinal pour la lentille a été ajustée par rapport à celle de la seconde lame adaptatrice. Elle a été réévaluée pour l'épaisseur maximale, et la valeur indiquée (16 mailles par longueur d'onde) dans le *Tableau III.3* a été réduite à la valeur minimale de 9 mailles par longueur d'onde.

Matériau	Milieu arrière	Disque piézo-électrique	Première lame adaptatrice	Seconde lame adaptatrice	Milieu avant
Z (MRa)	3,8	35	6,8	2,2	1,5
\mathbf{r} (kg/m ³)	1815	7550	3930	1035	1000
c_l (m/s)	2120	4630	1725	2100	1490
c_t (m/s)	1005	2675	850	1060	–
l_l / λ (u.a.)	9	1/2	1/4	1/4	-
n_l / λ (mailles)	5	16	16	16	8

Z : impédance acoustique ; \mathbf{r} : masse volumique ; c_l : vitesse longitudinale ; c_t : vitesse transverse ; l_l / λ : épaisseur normalisée par la longueur d'onde ; n_l / λ : nombre de mailles par longueur d'onde.

Tableau III.3 : Propriétés acoustiques, épaisseur et densité du maillage des éléments constitutifs du transducteur mono-élément.

Le découpage radial de la source a été affiné jusqu'à obtenir la convergence du champ de déplacement relevé à la surface de la lentille, soit un échantillonnage de 3 mailles par longueur d'onde. Seules les caractéristiques de la première lame adaptatrice seront retenues pour la configuration avec lame et lentille en face avant (*Figure III.3 (b)*). On retiendra que pour une seconde lame adaptatrice, l'impédance acoustique optimisée se situe à $Z_2 = 2,2 \text{ MRa}$ [4]. Deux configurations de transducteurs ont donc été étudiées : la première est constituée d'un milieu arrière, d'un élément piézo-électrique, et d'une lentille acoustique (*Figure III.3 (a)*) ; la seconde est constituée d'un milieu arrière, d'un élément piézo-électrique, d'une lame adaptatrice et d'une lentille acoustique (*Figure III.3 (b)*).

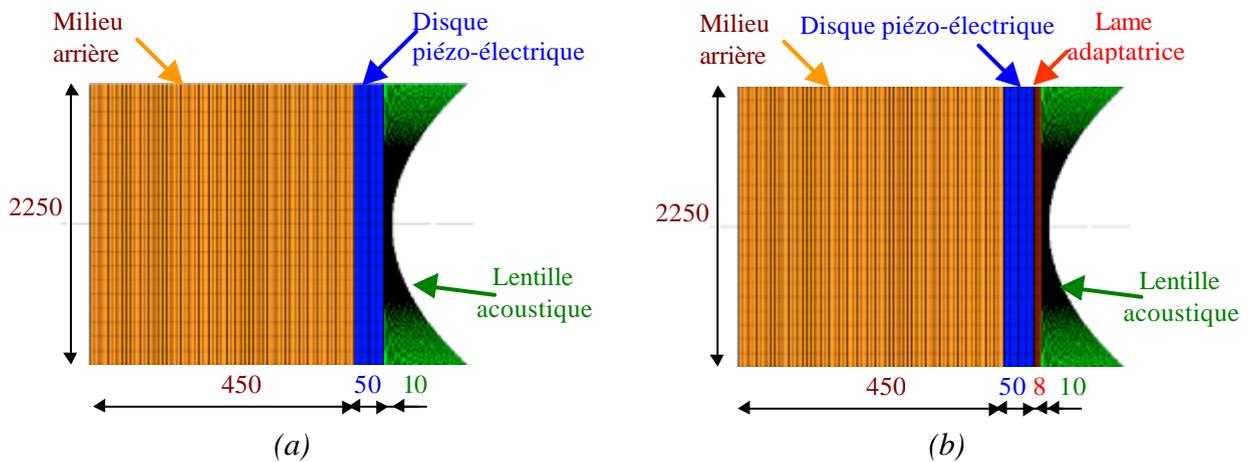


Figure III.3 : Configurations face avant étudiées (a) lentille seule et (b) lame adaptatrice et lentille.

Les courbes d'impédance préliminaires sont calculées dans l'air pour un milieu avant semi-infini (*Figure III.4 (a)*). On peut observer le mode de résonance du disque piézo-électrique amorti par le milieu arrière (résonateur simple amorti : un seul mode résonance). La présence de lames adaptatrices en face avant vient ajouter des modes de résonance et modifie le mode initial du résonateur amorti. Ainsi, l'ajout d'une première lame adaptatrice à la structure fait apparaître deux modes de résonance, puis avec l'ajout d'une seconde lame en fait apparaître un troisième.

Ces résonances bien distinctes dans l'air (dont l'impédance acoustique est très faible) sont lissées dès lors qu'une charge d'impédance proche de celle de l'eau est disposée en milieu avant (*Figure III.4 (b)*). Les courbes d'impédance obtenues pour la configuration avec la lame adaptatrice et la lentille (dont les propriétés acoustiques sont celles de la deuxième lame adaptatrice) sont à mi-chemin entre celles obtenues pour les configurations avec une et deux lames adaptatrices.

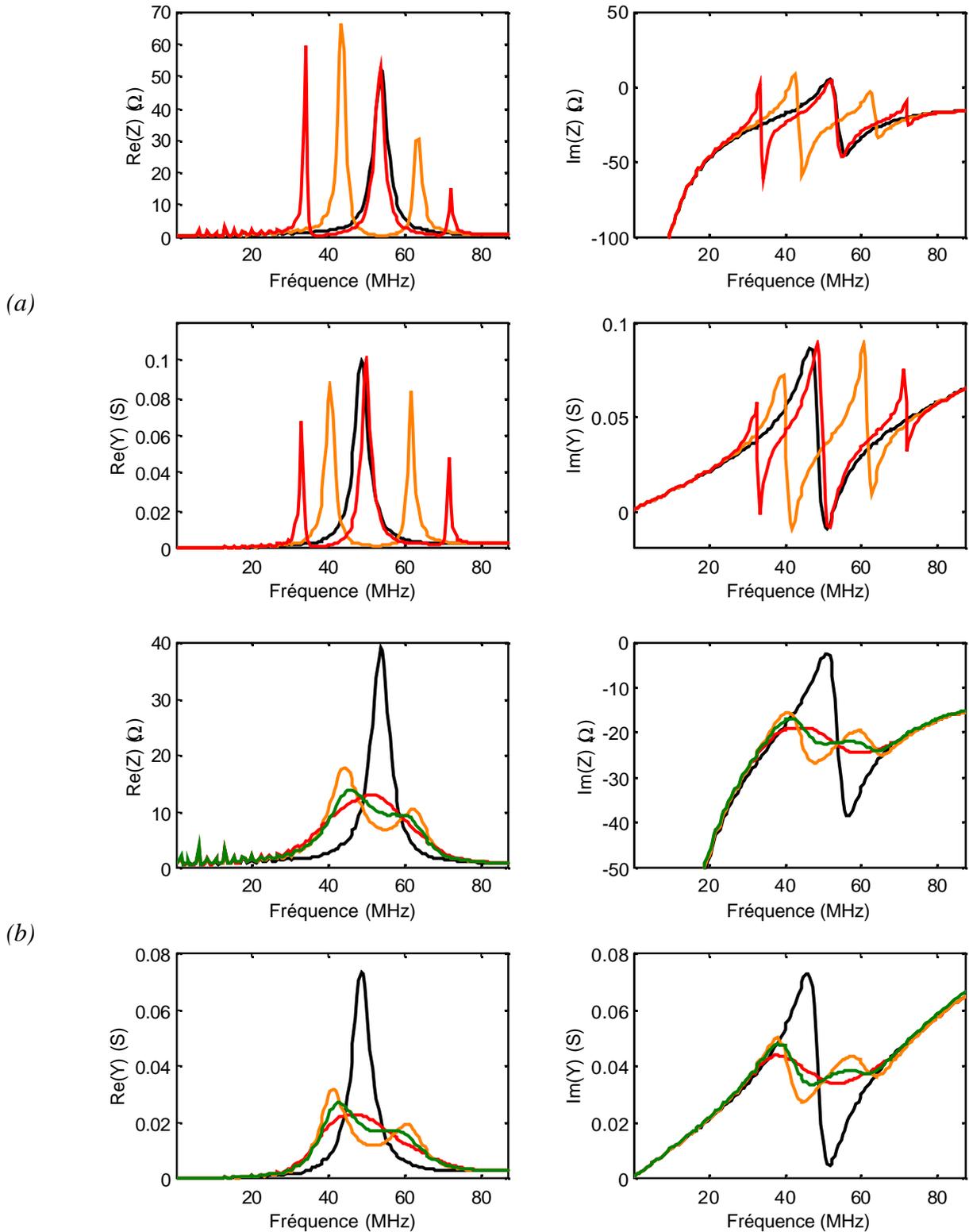


Figure III.4 : Courbes d'impédance pour le milieu arrière et l'élément piézo-électrique seuls (noir), avec la première lame adaptatrice (orange), avec les deux lames adaptatrices (rouge), avec la première lame adaptatrice et la lentille acoustique avec un rayon de courbure $R_{\xi} = 2 \text{ mm}$ (vert) (a) dans l'air, (b) dans l'eau.

Afin d'illustrer l'amélioration de la réponse électro-acoustique en pression, celle-ci a été simulée au moyen du modèle unidimensionnel KLM à l'interface entre la face avant et le milieu de propagation. On peut ainsi observer l'amélioration notable de la réponse électro-acoustique (*Figure III.5 (a)*) : d'amplitude plus importante et de durée plus courte à mesure que la première puis la seconde lame adaptatrice sont ajoutées en face avant. Dans le même temps, le spectre subit aussi des modifications (*Figure III.5 (b)*) : l'ajout d'une première lame adaptatrice permet un élargissement du spectre, au prix d'une dissociation en pics de part et d'autre de la fréquence centrale de l'élément piézo-électrique amorti par le milieu arrière. L'ajout d'une seconde lame adaptatrice permet de retrouver la forme du spectre recherchée, tout aussi large à mi-hauteur, avec un seul pic centré sur la fréquence de résonance légèrement décalé vers les basses fréquences.

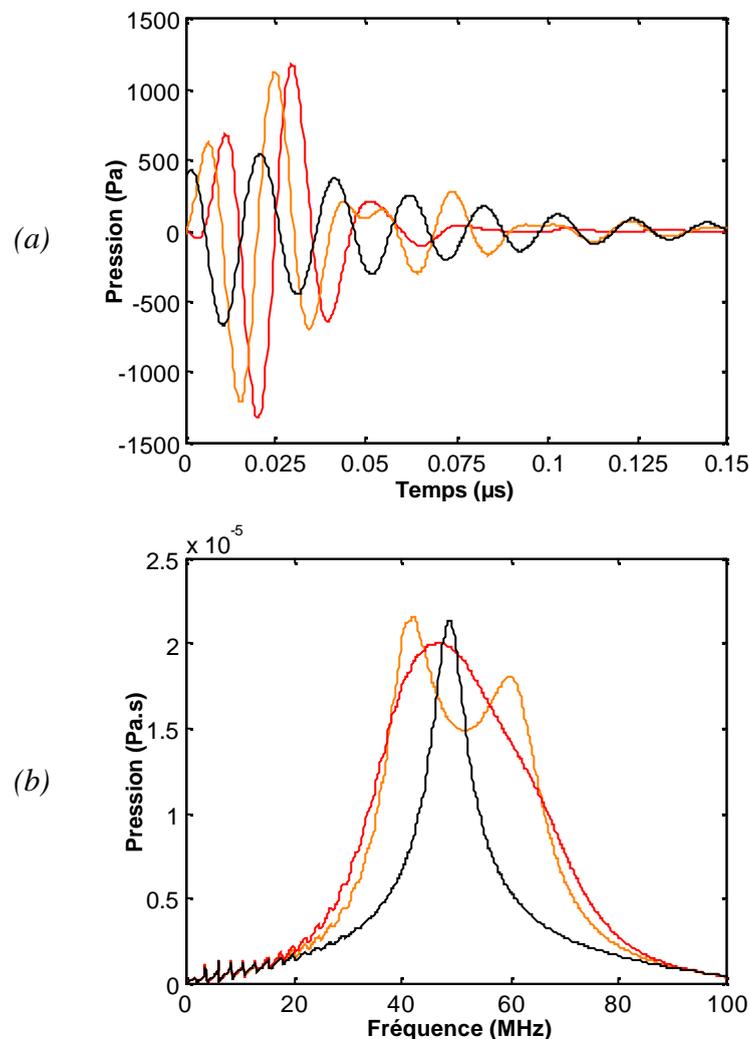


Figure III.5 : Réponses en pression dans l'eau pour le milieu arrière et l'élément piézo-électrique seuls (noir), avec la première lame adaptatrice (orange), avec les deux lames adaptatrices (rouge).

L'ajout de lames adaptatrices en face avant permet donc d'améliorer le compromis entre sensibilité et bande passante. Cet effet a été largement étudié et a été l'objet de nombreux travaux (*Annexe 3*). Le fait d'ajouter une lentille acoustique en face avant, outre qu'il permet d'améliorer la sensibilité et la résolution radiale n'a pas été (à notre connaissance) étudié au sens d'une valeur d'impédance acoustique optimale comme l'ont été les lames adaptatrices d'épaisseur quart d'onde.

En effet, le problème alors posé consiste en une optimisation des caractéristiques acoustiques de la lentille, mais aussi géométriques. Ainsi, l'influence des propriétés géométriques d'une lentille acoustique sphérique est rappelée (*Annexe 5*), et les propriétés acoustiques sont déduites afin d'étudier le paramètre qui fait l'objet de ce chapitre : l'étude de l'influence de l'impédance acoustique de la lentille à distance focale constante.

II.2 Propriétés de la lentille

Les lentilles sont réalisées à partir d'une matrice en résine de type époxy et de diverses charges telles que l'air (époxy poreux) ou l'argent [5-7] sous forme de particules. Ainsi, l'impédance acoustique de la lentille Z_l est modifiée tout en conservant une distance focale F constante. Pour cela, la géométrie de la lentille a été ajustée et ses propriétés ont été déterminées à partir de modèles d'homogénéisation pour des matériaux passifs. Les propriétés homogénéisées (\mathbf{r} , c_l) servent alors de base au calcul du rayon de courbure R_c de la lentille, de manière à garder la distance focale optique F constante (*Annexe 5*).

La focalisation d'une source acoustique est décrite de façon à déterminer dans un premier temps la distance focale (sous-entendue géométrique). Dans un second temps, la focale effective est déduite comme la résultante de ce premier calcul (focalisation géométrique) et de la distance de champ proche (focalisation naturelle).

II.2.1 Focalisation optique

Le formalisme employé pour décrire la focalisation par une lentille acoustique a été emprunté à celui utilisé en optique [8]. La mise en place d'une lentille d'indice de réfraction n_1 entre la source et son image acoustique vient interférer dans la transmission entre les milieux amont et aval respectivement d'indices de réfraction n_0 et n_2 .

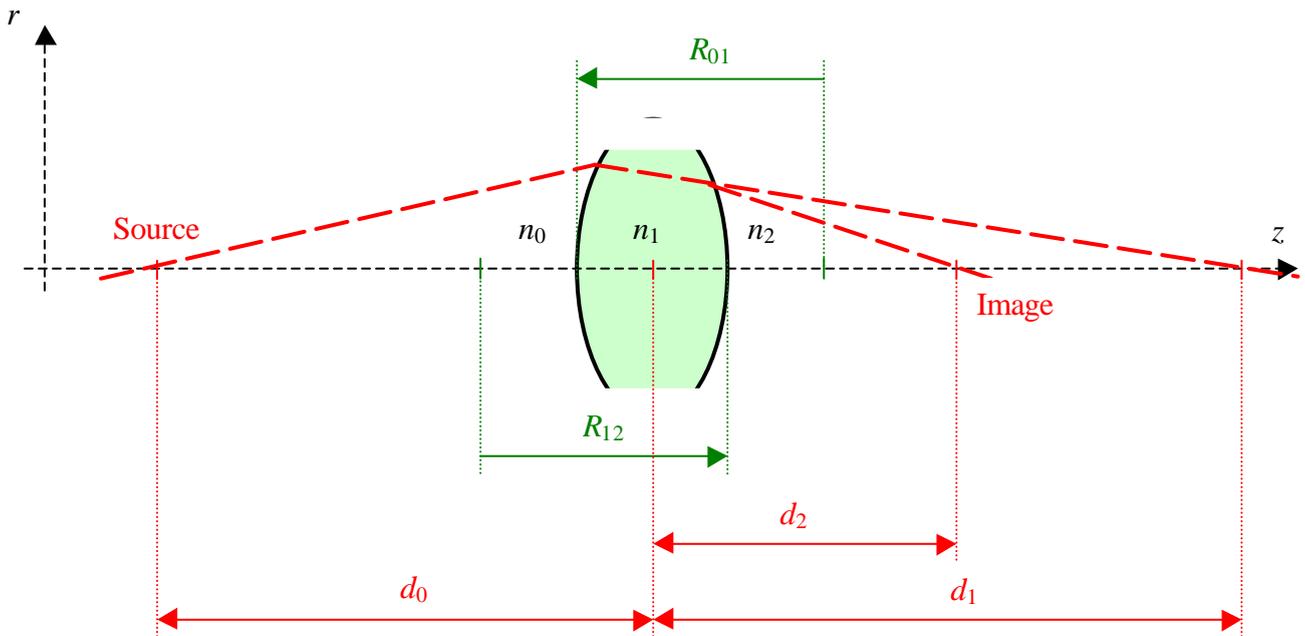


Figure III.6 : Lentille acoustique de focalisation biconvexe en fonction des indices de réfraction des milieux amont (c_0), aval (c_2), et dans la lentille (c_1).

On cherche à déterminer la distance focale image. Pour cela on exprime les relations aux interfaces entre le milieu amont (n_0) et la lentille (n_1), puis entre la lentille (n_1) et le milieu aval (n_2) :

$$\frac{n_1}{d_1} + \frac{n_0}{d_0} = \frac{n_1 - n_0}{R_{01}} \quad (\text{III.23})$$

et
$$\frac{n_2}{d_2} - \frac{n_1}{d_1} = \frac{n_2 - n_1}{R_{12}} \quad (\text{III.24})$$

De (III.23) et (III.24), on déduit la relation générale :

$$\frac{n_0}{d_0} + \frac{n_2}{d_2} = \frac{n_1 - n_0}{R_{01}} + \frac{n_2 - n_1}{R_{12}} \quad (\text{III.25})$$

De façon plus particulière, pour une lentille (n_1) immergée dans un même milieu de propagation amont et aval d'indice de réfraction $n_0 = n_2$:

$$\frac{1}{d_0} + \frac{1}{d_2} = \left(\frac{n_1}{n_0} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_{01}} - \frac{1}{R_{12}} \right)$$

Si on renomme $F = -d_2$ la distance focale aval, $R_1 = R_{01}$ et $R_2 = R_{12}$, les rayons de courbure algébriques amont et aval, $n = n_1 / n_0$, le rapport des indices de réfraction de la lentille et du milieu de propagation, on obtient la relation :

$$F = \frac{1}{(1-n) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{1}{d_0}} \quad (\text{III.26})$$

Avec l'hypothèse d'une source d'onde plane, soit une source positionnée à l'infini ($d_0 \rightarrow +\infty$), on retrouve les expressions approchées développées dans l'Annexe 5 (Tableau A5.1). Dans le cas plus particulier d'un rayon de courbure amont infini ($R_1 \rightarrow +\infty$), on retrouve l'expression approchée usuelle pour une lentille simplement focalisée :

$$F = \frac{R_2}{n-1} \quad (\text{III.27})$$

où le rayon de courbure aval ($R_2 > 0$ pour une lentille convexe et $R_2 < 0$ pour une lentille concave), et $n = n_1 / n_0 = c_0 / c_1$, est le rapport des indices de réfraction du milieu de propagation (n_0, c_0) et de la lentille (n_1, c_1). Dans la configuration étudiée, $n_0 = 1$, et $n = n_1$, c'est pourquoi on appelle n l'indice de réfraction de la lentille. Pour des configurations de lentille standard, cette expression permet d'établir la correspondance entre le rayon de courbure aval R_2 et l'indice de réfraction n . Pour des configurations fortement focalisées, la taille de la source doit être prise en compte (Annexe 5). Il existe par ailleurs d'autres approches géométriques, basées sur la théorie des rayons [9, 10] ou la détermination des caustiques [11].

Le degré de focalisation est défini comme l'inverse du f_{number} . Il permet de définir un compromis entre résolution radiale Δr et profondeur de champ Δp (paragraphe A2.2, Annexe 2) :

$$\left(\frac{\Delta r}{\Delta p} \right)_{-3dB} = 6,89 f_{number} \quad (\text{III.28})$$

Ainsi pour les applications en imagerie médicale, on se fixe un f_{number} compris entre 2 et 3 :

$$2 \leq f_{number} \leq 3, \quad \text{soit} \quad 4a \leq F \leq 6a \quad (\text{III.29})$$

Ici, afin d'obtenir une profondeur d'exploration de 5 à 10 mm, la distance focale F est maximisée dans le cadre de l'équation (III.29). Une distance focale $F = 6,5$ mm est donc choisie.

II.2.2 Propriétés géométriques et acoustiques

Les matériaux composites choisis pour fabriquer la lentille sont élaborés à partir d'une matrice en résine époxy et chargés avec de la poudre d'argent ou de l'air (matériau poreux). Ensuite, un modèle d'homogénéisation (ATA : *Average T-matrix Approximation*) permet de déterminer les vitesses longitudinales et transverses pour des matériaux polymères chargés [5-7]. La masse volumique du matériau homogénéisé est déduite de la fraction volumique de charge. Ainsi, les propriétés acoustiques de lentille (r , c_l) ont été déduites (Figure III.7 (a)) de celles des matériaux constituants par homogénéisation avec le modèle ATA. Les vitesses longitudinales c_l ainsi obtenues sont celles utilisées pour le calcul approché de la distance focale F .

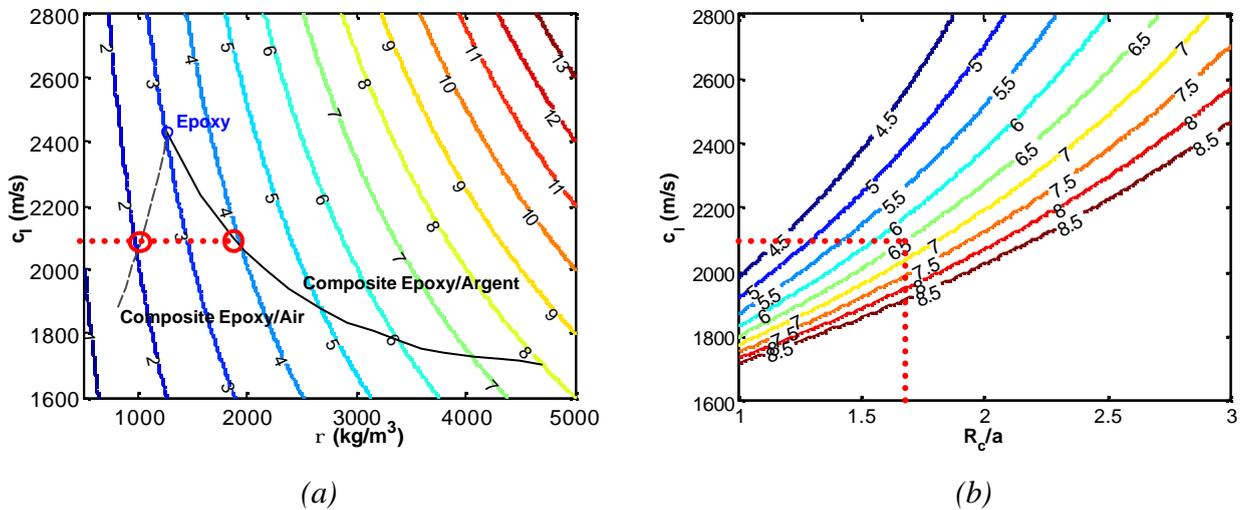


Figure III.7 : (a) Impédance acoustique ($Z_l = 1$ à 13 MRa) en fonction de la masse volumique (r) et de la vitesse longitudinale (c_l) de la lentille. La courbe noire représente les propriétés obtenues pour les composites 0–3 homogénéisés. (b) Distance focale approchée ($F = 4,5$ à $8,5$ mm) en fonction du rayon de courbure (R_c) et de la vitesse longitudinale (c_l) de la lentille.

Dans une première approche (III.27), tous les couples de propriétés géométrique (R_c) et acoustique (c_l) de lentille permettant d'obtenir une telle distance focale $F = 6,5$ mm choisie ont été déterminés (Figure III.7 (b)). Pour les configurations fortement focalisées, il existe des formulations plus précises (Annexe 5) faisant intervenir le rayon de la source a .

A titre d'exemple (Figure III.7 (a)) pour la vitesse longitudinale $c_l = 2100$ m/s, la ligne en pointillés et les ronds donnent l'impédance acoustique de la lentille selon le composite choisi. Les valeurs relevées à $Z_l = 2,2$ MRa et $3,9$ MRa sont respectivement celles retenues pour les configurations avec lame adaptatrice et lentille (Figure III.3 (b)) et avec lentille seule (Figure III.3 (a)).

II.2.3 Focalisation effective

Une fois la focale F déterminée, il reste à évaluer la focale effective z_0 . Cette dernière dépend du rapport F / L_{cp} entre la focale F et la focale naturelle appelée aussi longueur de champ proche L_{cp} [12]. Sa position peut être déterminée en utilisant la formulation de *Lucas et Muir* [2] (A4.10). Lorsque $F / L_{cp} < 0,2$ (en pointillés sur la *Figure III.8 (b)*), la relation $F = z_0$ est effective à 4 % près. Pour un rapport $F / L_{cp} < 2$, une formulation approchée de type (III.30) a été ajustée à 2 % près (III.31). Elle permet d'exprimer simplement la correspondance entre la focale effective z_0 , la focale optique F et la longueur de champ proche L_{cp} :

$$z_0 = \frac{F}{1 + a \left(\frac{F}{L_{cp}} \right)^{2-b}}, \quad (\text{III.30})$$

où les coefficients a et b sont déterminés de façon à donner une erreur relative moyenne minimale pour $0 < F / L_{cp} < 2$, comme l'illustre la *Figure III.8 (a)* qui suit :

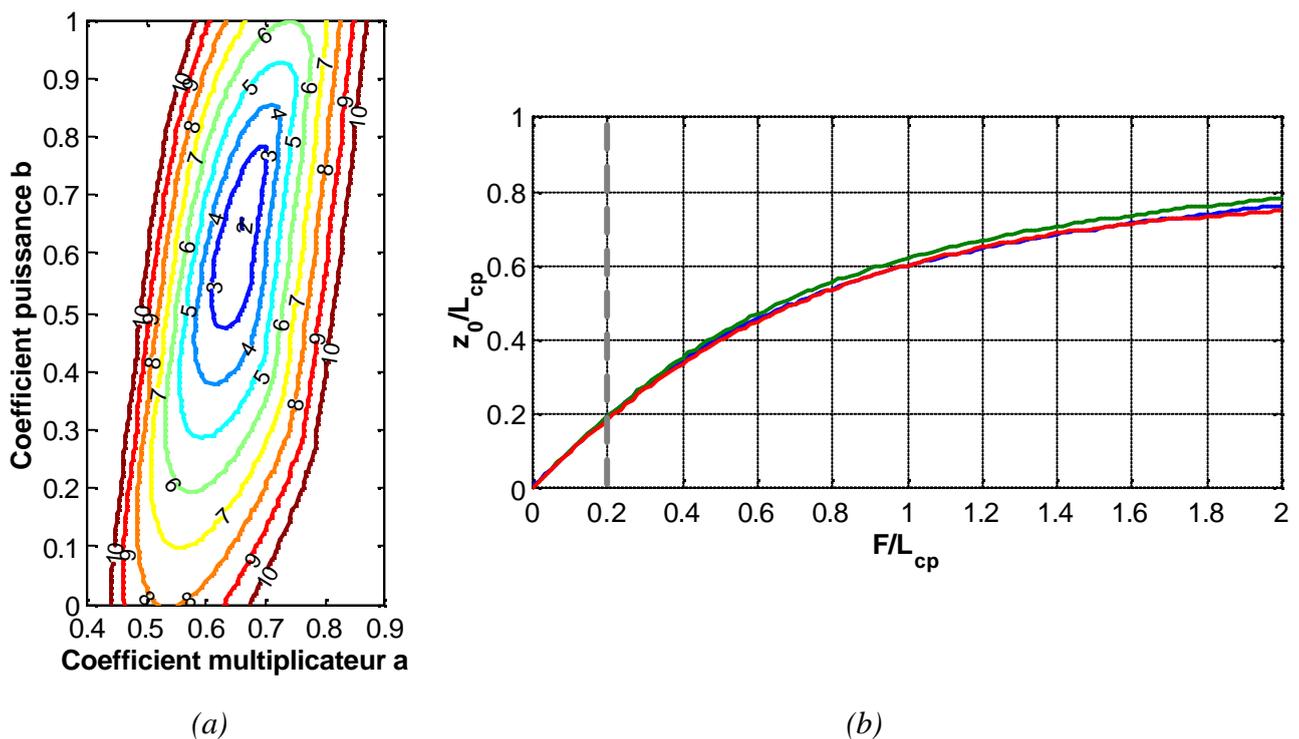


Figure III.8: (a) Erreur relative (%) de l'expression de la distance focale effective z_0 en fonction des coefficients multiplicateur a et puissance b (III.30) par rapport à celle donnée par *Lucas et Muir* [2]. (b) Focale effective normalisée par la distance de champ proche z_0 / L_{cp} en fonction de la focale optique normalisée par la distance de champ proche F / L_{cp} , calculée à partir de la formule de *Lucas et Muir* [2] (bleu), celle du *CAST* [13] (III.32) (verte) et ajustée (III.31) (rouge).

Ainsi, l'optimum recherché est déterminé pour des valeurs proches de $a = b = 2/3$. On retiendra donc cette expression pour la correspondance entre la focale effective z_0 , la focale optique F et la longueur de champ proche L_{cp} :

$$z_0 = \frac{F}{1 + \frac{2}{3} \left(\frac{F}{L_{cp}} \right)^3} \quad (\text{III.31})$$

L'expression (III.31) résultant de l'ajustement est comparée à celle donnée par *Lucas et Muir* (Figure III.8). On y observe bien la zone quasiment linéaire pour $F / L_{cp} < 0,2$ utilisée habituellement, et la bonne concordance (à 2 % près) de l'expression (III.31) pour les valeurs $0,2 < F / L_{cp} < 2$. Cette formulation approchée de la correspondance entre focale optique F et focale effective z_0 est en adéquation avec celle approchée donnée par le CAST [13] (à 4 % près) :

$$z_0 = \frac{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{F}{L_{cp}} \right)^2} - 1}{2 \frac{F}{L_{cp}^2}} \quad (\text{III.32})$$

II.3 Simulations

La méthode des éléments finis permet de décrire des géométries complexes et d'en modéliser les modes de vibrations quels qu'ils soient. Une configuration axisymétrique permet d'étudier l'influence de la focalisation par une lentille acoustique sur le transducteur mono-élément étudié. De plus, les contributions des vibrations radiales vont être déterminées et quantifiées relativement aux vibrations longitudinales usuellement les seules prises en compte. Enfin, dans l'hypothèse de contributions radiales négligeables, une modélisation alternative basée sur le schéma unidimensionnel KLM (*Annexe 3*) permet de modéliser le comportement de la lentille acoustique.

II.3.1 Méthode des éléments finis

La méthode de résolution par éléments finis a été détaillée dans le *Chapitre II*. Le maillage optimal déterminé (*Tableau II.2*) est utilisé sur les configurations décrites : la première avec un milieu arrière, un élément piézo-électrique et en face avant une lentille seule (*Figure III.3 (a)*) ; la seconde avec une lame adaptatrice interposée entre l'élément piézo-électrique et la lentille (*Figure III.3 (b)*). Dans cette partie, la géométrie de la lentille (de rayon a et de distance focale F) a été fixée afin d'étudier l'influence de l'impédance acoustique de la lentille Z_l . Pour illustration, on choisit une

lentille avec $R_c = 2$ mm et $c_l = 2100$ m/s (Figure III.7 (b)) et on obtient $Z_l = 3,9$ MRa et 2,2 MRa (Figure III.7 (a)) respectivement pour les configurations avec lentille seule (Figure III.3 (a)) et avec lame adaptatrice et lentille (Figure III.3 (b)). Ces valeurs d'impédance sont proches de celles données par la formulation empirique pour l'imagerie de *Desilets*, soit respectivement $Z_l = 4,3$ MRa et 2,4 MRa pour l'ultime lame adaptatrice (paragraphe A3.2.1, Annexe 3). Le calcul de la transduction dépend de la bande passante de l'excitation électrique aux bornes de l'élément piézo-électrique ; le résultat peut être exprimé en déplacement ou en pression à la surface de la lentille. Deux conditions aux limites ont été imposées : la première consiste à laisser le déplacement radial libre (cas réel), et la seconde consiste à bloquer le déplacement radial (hypothèse simplificatrice).

II.3.1.1 Excitation électrique

L'excitation électrique appliquée est très large bande de façon à exciter l'élément piézo-électrique sur le plus grand nombre possible de modes de vibrations. De plus, la méthode de résolution en transitoire nécessite un pas de temps suffisamment faible devant la période fondamentale de vibration de l'élément piézo-électrique. Ce pas de temps a été diminué jusqu'à obtenir une convergence du résultat obtenu par éléments finis dans une configuration avec les déplacements radiaux bloqués avec celui donné par le modèle unidimensionnel KLM. Ainsi, pour une période fondamentale $T_0 = 1/f_0 = 20$ ns, le pas de temps adéquat a été déterminé pour $dt = 250$ ps. De plus, la forme de l'excitation a été choisie de façon à obtenir la plus large bande possible, soit une demie arche de sinus à la fréquence : $f_{exc} = f_e / 4 = 1$ GHz. L'excitation obtenue produit bien le spectre recherché, uniformément plat sur une plage de fréquence bien plus large que celle du transducteur.

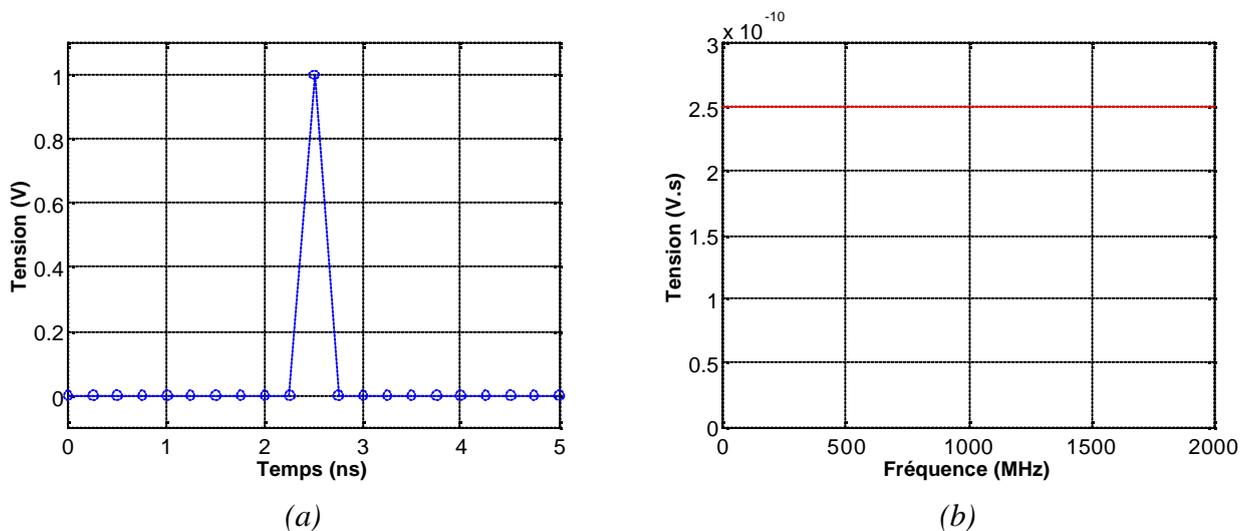


Figure III.9 : Excitation électrique appliquée aux bornes de l'élément piézo-électrique.

II.3.1.2 Déplacement radial libre

Le résultat du calcul avec déplacement radial u_r libre par éléments finis est exprimé en déplacement (Figure III.10) puis en pression (Figure III.11) à la surface de la lentille pour les deux configurations choisies en face avant : avec une lentille seule (Figure III.10 et 11 (a) et (c)) ou bien avec une lame adaptatrice interposée entre l'élément piézo-électrique et la lentille (Figure III.10 et 11 (b) et (d)), et pour les deux types de représentations temporelle (Figure III.10 et 11 (a) et (b)) et spectrale (Figure III.10 et 11 (c) et (d)). Les échelles ont été ajustées de façon à être identiques pour les deux configurations afin de permettre une comparaison plus aisée.

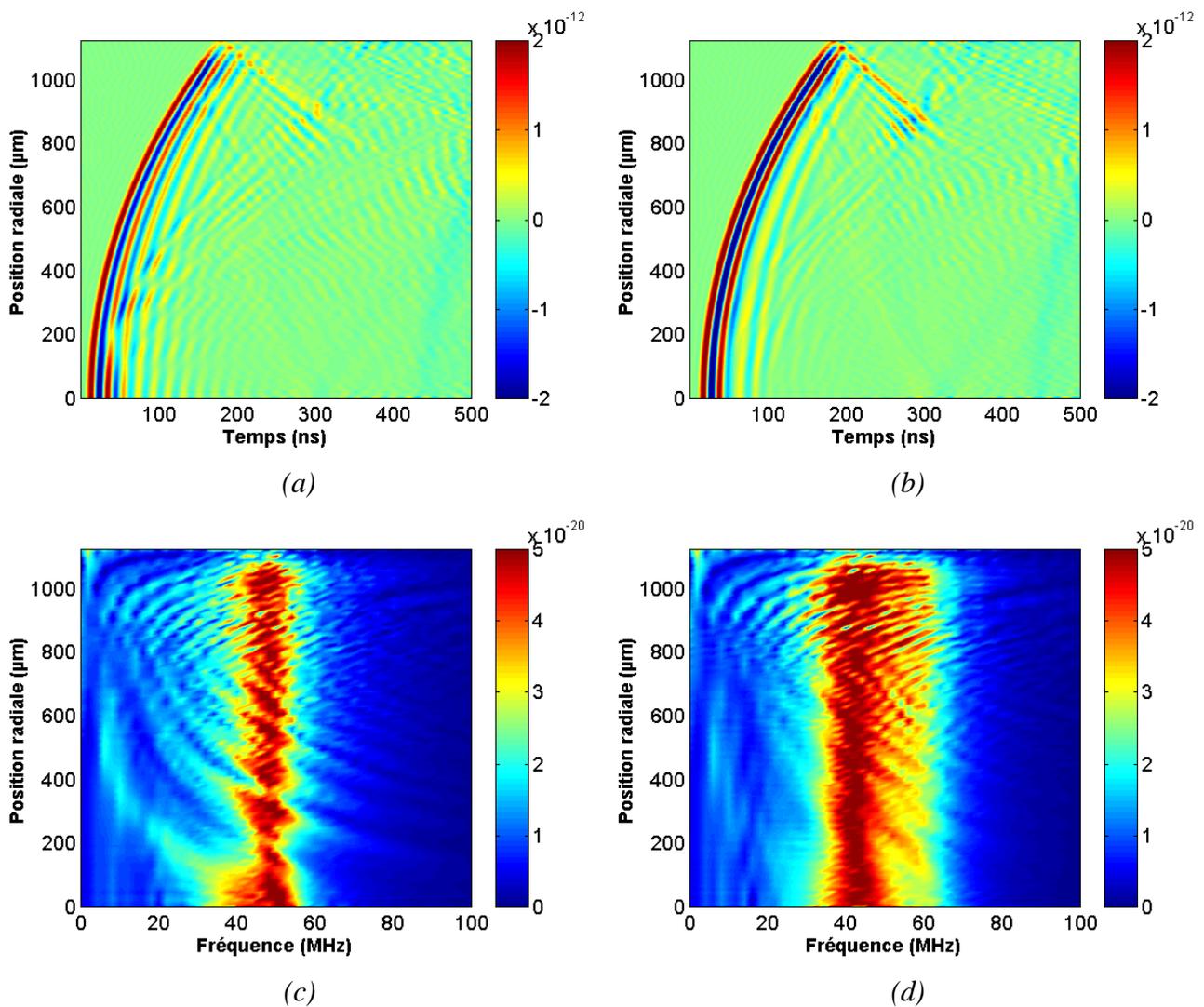


Figure III.10 : (a), (b) Déplacement (m) en fonction du temps t et de la position radiale r et (c), (d) Spectre du déplacement (m.s) en fonction de la fréquence f et de la position radiale r pour les configurations en face avant (a) (c) avec lentille seule ou (b) (d) avec lame adaptatrice et lentille.

L'onde obtenue pour la configuration avec lentille seule (*Figure III.11 (a)*) dure plus longtemps que celle avec lame adaptatrice interposée (*Figure III.11 (b)*). Ce résultat est remarquable aussi au niveau de la bande passante observée sur le spectre (*Figure III.11 (c)* et *(d)*). Ainsi, on relève une bande passante relative moyenne à -6 dB, notée BP_6 , de l'ordre de 40 % pour la première configuration (*Figure III.11 (c)*), tandis qu'elle est d'environ 60 % pour la seconde configuration (*Figure III.11 (d)*). Cette estimation permet d'évaluer l'ordre de grandeur de la durée (III.19) respectivement à 2,2 et 1,5 périodes, en accord avec la représentation (*Figure III.11 (a)* et *(b)*). Par ailleurs, on distingue une pondération du spectre centré à $f_0 = 50$ MHz par un coefficient de transmission que l'on devine avec une décroissance en $1/f$ (en pointillés sur la *Figure III.11 (c)*).

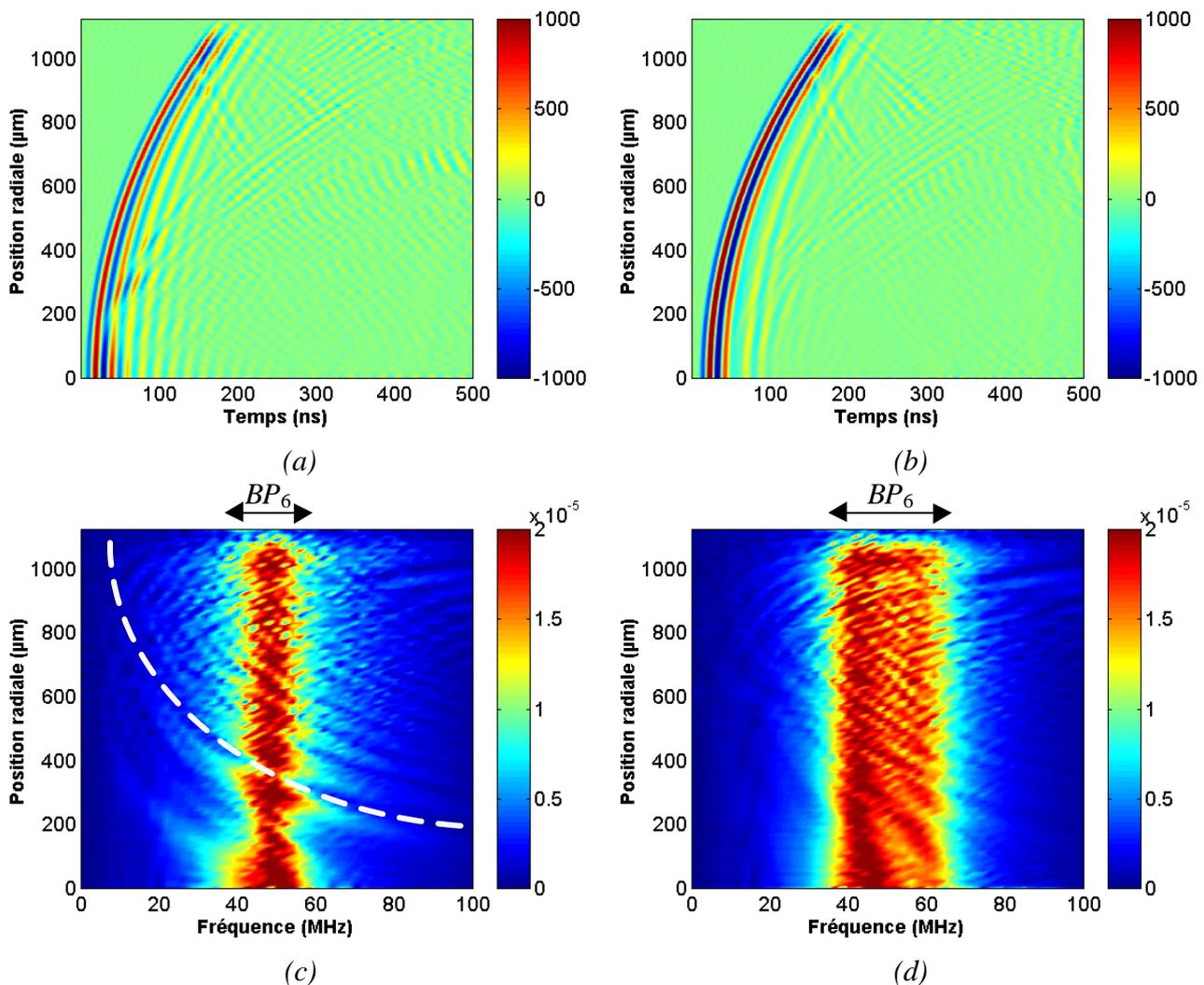


Figure III.11 : (a), (b) Pression (Pa) en fonction du temps t et de la position radiale r et (c), (d) Spectre de la pression (Pa.s) en fonction de la fréquence f et de la position radiale r pour les configurations en face avant (a) (c) avec lentille seule ou (b) (d) avec lame adaptatrice et lentille.

La Figure III.12 reprend le déplacement obtenu par la configuration avec lame adaptatrice et lentille (Figure III.10 (b) et (d)) en échelle logarithmique (dB). Sur la représentation temporelle (Figure III.12 (a)), on peut observer différents phénomènes : ① l'écho de bord commençant au temps $t = 180$ ns, en $r = a$; ② l'écho de double réflexion dans l'épaisseur de la lentille, avec un retard double de celui de l'onde principale ; ③ la superposition entre ces deux échos située au temps $t = 290$ ns, en $r = 800$ à 850 μm ; ④ l'écho de retour du milieu arrière, après une atténuation d'aller-retour (-20 dB) commençant au temps $t = 460$ ns, en $r = 0$. Sur la représentation spectrale de l'onde relevée à la surface de la lentille (Figure III.12 (b)), on observe un mélange des contributions longitudinales pures et des réflexions multiples (loi de réfraction de Snell-Descartes) à l'intérieur de la lentille. Plus particulièrement, on remarque sur le spectre centré à $f_0 = 50$ MHz est perturbé par une famille d'onde générée par les échos parasites ①, ② et ③ pour les positions radiales $r > 800$ μm . Par ailleurs, on observe un étalement du spectre vers les basses fréquences (de 0 à 20 MHz) dû aux échos parasites mentionnés sur la représentation temporelle. Cependant, la bande passante observée sur le spectre en fonction de la position radiale reste relativement constante.

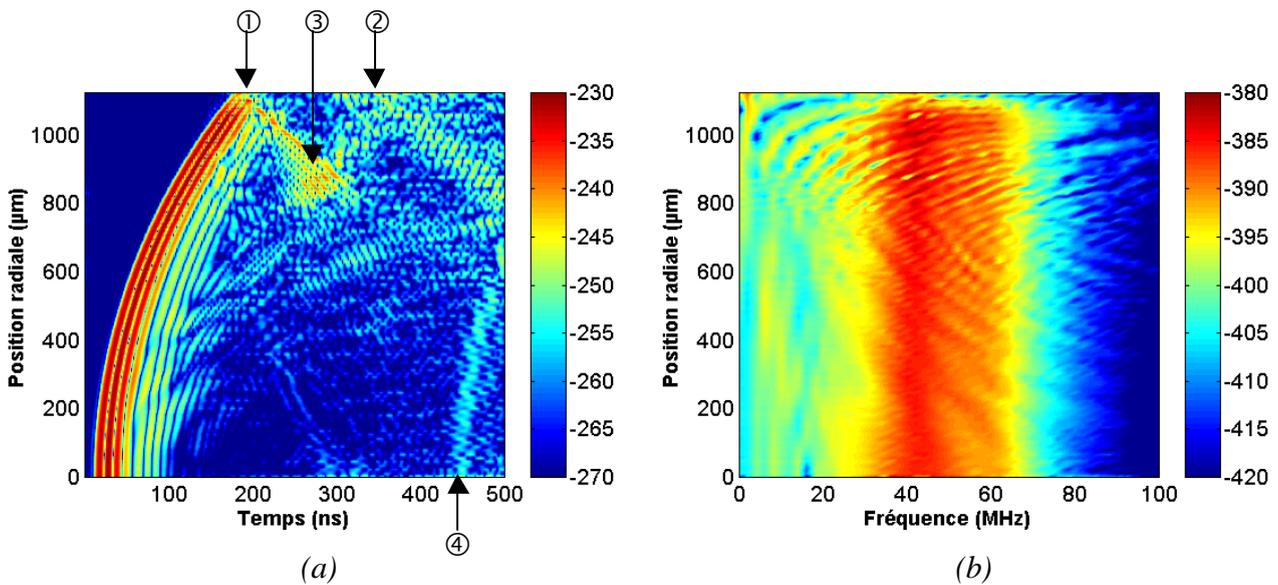


Figure III.12 : (a) Déplacement (t, r) Figure III.10 (b) en échelle dB; (b) Spectre du déplacement (f, r) Figure III.10 (d) en échelle dB, sur une dynamique de 40 dB.

Afin de mieux identifier la composante source de cette allure du contour du spectre (que l'on suppose longitudinale), un calcul avec le déplacement radial bloqué est effectué. Le résultat obtenu est alors comparé avec celui obtenu pour un déplacement radial libre.

II.3.1.3 Déplacement radial bloqué

Sur ces résultats avec déplacement radial bloqué, on observe plus distinctement les phénomènes dus aux contributions longitudinales, aussi bien sur la représentation temporelle que sur le spectre (Figure III.13 et 14). Les cartographies obtenues sont relativement semblables à celles des configurations avec déplacement radial libre (Figure III.10 et 11). Sur la représentation temporelle (Figure III.13 et 14 (a) et (b)), on observe toujours les échos parasites ①, ②, ③ et ④ mentionnés sur la Figure III.12. Le front d'onde principal correspond bien au retard induit par le rayon de courbure de la lentille.

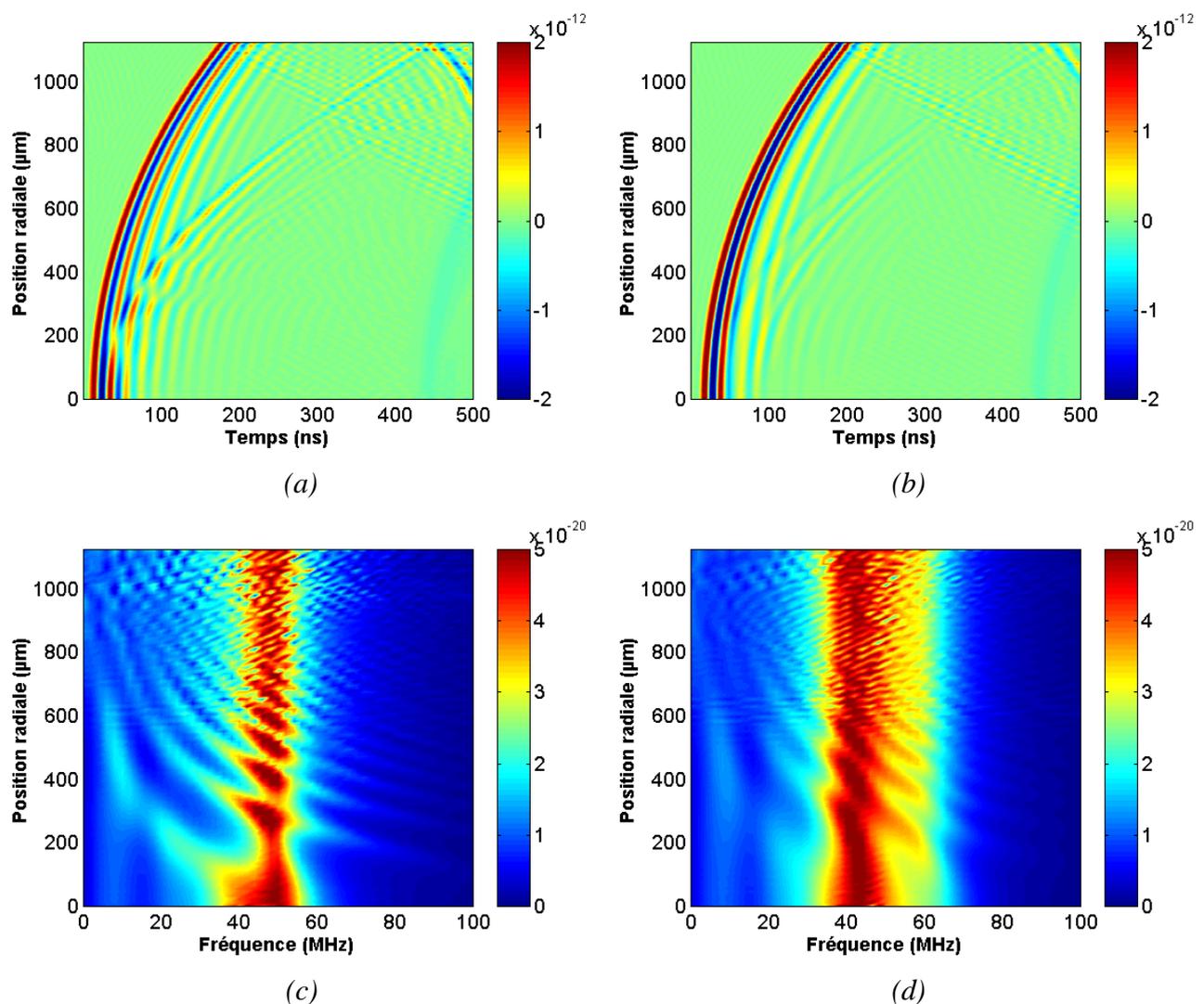


Figure III.13 : (a), (b) Déplacement (m) en fonction du temps t et de la position radiale r et (c), (d) Spectre du déplacement (m.s) en fonction de la fréquence f et de la position radiale r pour les configurations en face avant (a) (c) avec lentille seule ou (b) (d) avec lame adaptatrice et lentille.

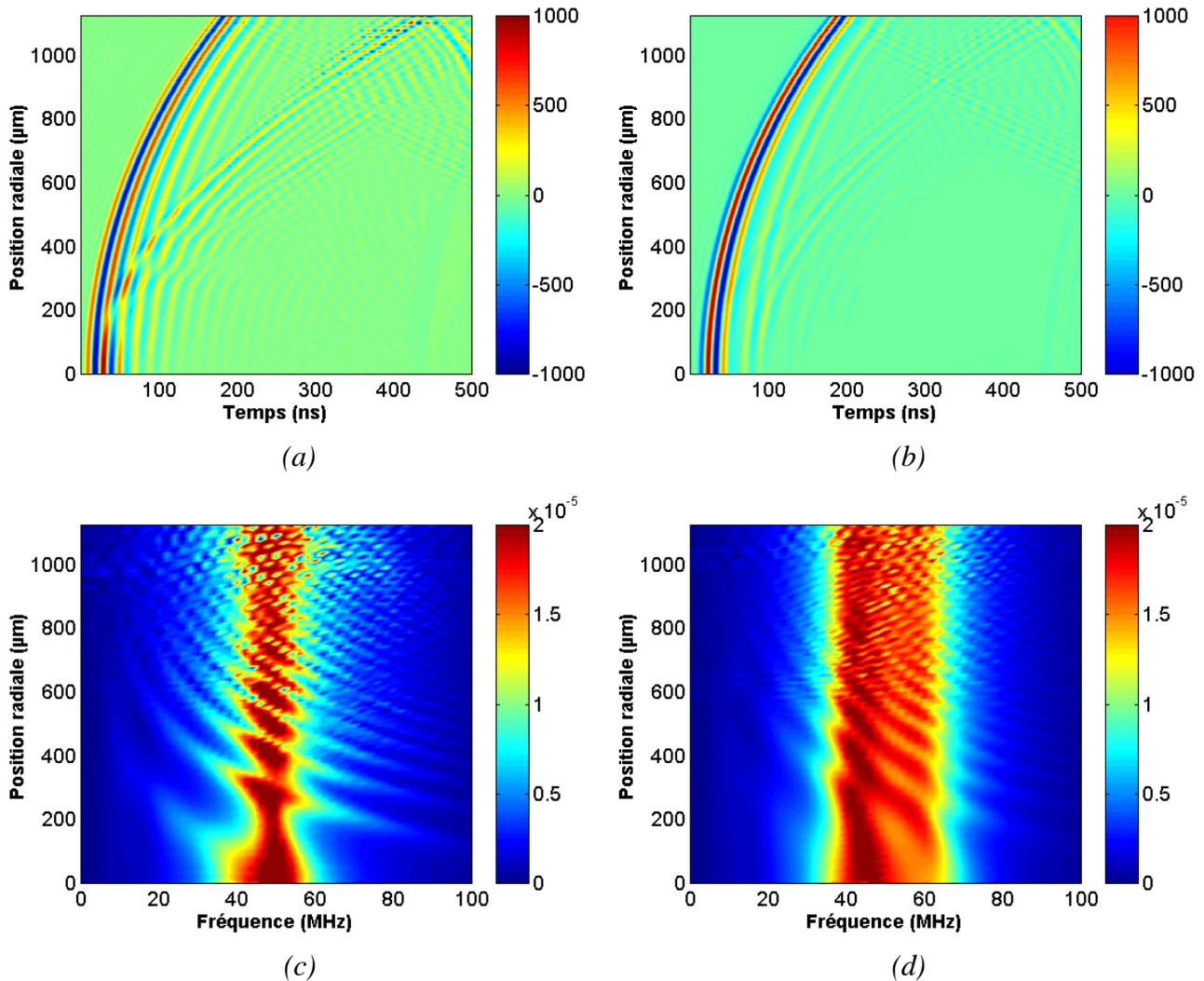
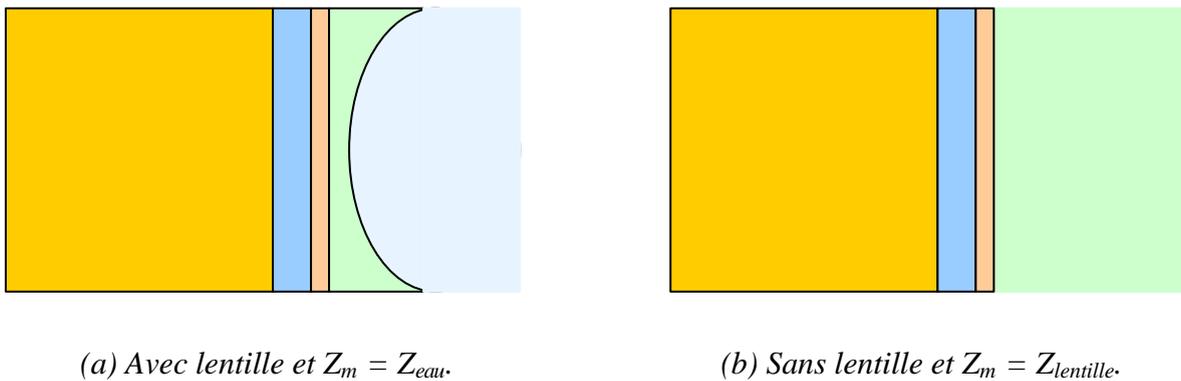


Figure III.14 : (a), (b) Pression (Pa) en fonction du temps t et de la position radiale r et (c), (d) Spectre de la pression ($Pa.s$) en fonction de la fréquence f et de la position radiale r pour les configurations en face avant (a) (c) avec lentille seule ou (b) (d) avec lame adaptatrice et lentille.

Sur la représentation spectrale (*Figure III.13 et 14 (c) et (d)*) de l'onde relevée à la surface de la lentille, on observe les contributions longitudinales résultantes des réflexions multiples aux interfaces de la lentille avec le milieu amont (l'élément piézo-électrique ou la lame adaptatrice) et le milieu aval (l'eau). Le phénomène d'interférence entre les réflexions multiples aux interfaces des ondes longitudinales peut être modélisé de façon simplifiée par la transmission résultant du passage d'une onde dans une lentille. Cette modélisation fait l'objet d'une étude plus détaillée basée sur le modèle KLM (*Annexe 3*).

II.3.2 Modélisation KLM étendue à l'axisymétrie

Le résultat illustré sur la *Figure III.4* suggère que la charge acoustique vue par le transducteur équipé d'une lame adaptatrice et d'une lentille acoustique en face avant est à mi-chemin entre celles obtenues pour les configurations avec une et deux lames adaptatrices. Ceci nous permet de poser raisonnablement l'hypothèse suivante : le transducteur équipé d'une lentille acoustique se comporte, du point de vue de son impédance électrique, comme un transducteur chargé en face avant avec un milieu Z_m de propagation d'impédance acoustique égale à celle de la lentille $Z_{lentille}$ (*Figure III.15*). Afin de vérifier cette hypothèse, les courbes d'impédance obtenues pour une configuration avec lame adaptatrice et lentille dans l'eau en face avant sont superposées et comparées avec celles d'une configuration avec lame adaptatrice dans un milieu d'impédance acoustique égale à celle de la lentille (*Figure III.16*).



(a) Avec lentille et $Z_m = Z_{eau}$.

(b) Sans lentille et $Z_m = Z_{lentille}$.

Figure III.15 : (a) Transducteur focalisé constitué d'un milieu arrière, d'un élément piézo-électrique, d'une lame adaptatrice puis d'une lentille acoustique rayonnant dans l'eau.

(b) Transducteur plan constitué d'un milieu arrière, d'un élément piézo-électrique et d'une lame adaptatrice rayonnant dans un milieu d'impédance acoustique égale à celle de la lentille.

L'hypothèse faite est empirique et a été validée dans de nombreuses configurations avec lentille. La réponse obtenue à la surface de la lentille (retard mis à part) est modélisée et vérifiée expérimentalement en procédant avec un milieu équivalent (*Figure III.6*). Une approche plus théorique va être développée afin de montrer la cohérence de cette hypothèse, et éventuellement pour y apporter des corrections induites par la géométrie de la lentille, comme l'ont illustré les résultats des calculs par éléments finis (*Figure III.10* à *Figure III.14*). Afin de vérifier la pertinence de l'hypothèse posée, des calculs préliminaires d'impédance électrique sont donc effectués.

Comme l'illustrent les courbes de la *Figure III.16*, l'impédance électrique d'un transducteur focalisé par une lentille acoustique (*Figure III.15 (a)*) est modélisée par l'intermédiaire d'un transducteur plan de charge électriquement équivalente en face avant (*Figure III.15 (b)*).

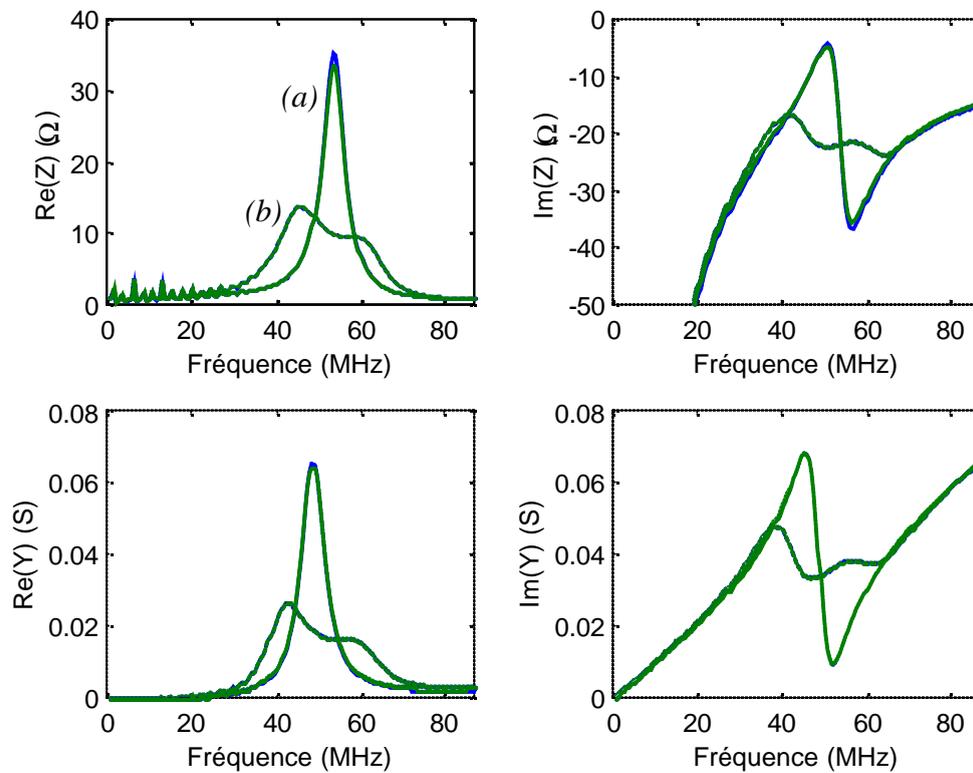


Figure III.16 : Courbes d'impédance pour les configurations (a) avec lentille seule dans l'eau (traits continus) ; (b) avec lame adaptatrice et lentille (traits pointillés) immergées en face avant dans l'eau (vert) ou bien dans un milieu semi-infini d'impédance égale à celle de la lentille (bleu).

Ce résultat s'explique par le fait que la lentille ne possède pas de faces parallèles entre lesquelles l'onde peut entrer en résonance, et est vue par le transducteur comme un milieu semi-infini. D'ailleurs dans le cas d'une modélisation d'un transducteur focalisé par une lentille acoustique, on a vérifié que le milieu semi-infini disposé après la lentille a très peu d'influence sur les courbes d'impédance relevées. Cependant, afin d'obtenir la réponse à la surface de la lentille il est nécessaire de pondérer la réponse du transducteur plan électriquement équivalent par la fonction de transfert de la lentille vers le milieu de propagation. Ainsi, les formulations classiques du coefficient de transmission en incidence normale et oblique sont rappelées. Elles sont alors adaptées au cas de l'interface entre la lentille et le milieu de propagation, l'eau.

II.3.2.1 Coefficient de transmission – Puissance transmise – Adaptation d'impédance

La transmission d'énergie à l'interface entre les deux milieux que sont le transducteur et le milieu de propagation dépend de l'adaptation acoustique entre le transducteur et le milieu de propagation. Le *Tableau A2.1* décrit la pression, la vitesse et l'intensité acoustique comme les analogues des tension, intensité et puissance électriques :

$$p_2 = p_1 \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (\text{III.33})$$

et
$$v_2 = v_1 \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (\text{III.34})$$

soit
$$I_2 = I_1 \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad (\text{III.35})$$

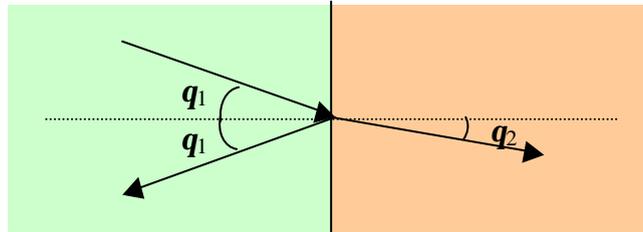


Figure III.17 : Coefficient de transmission en pression en régime harmonique [14].

De manière plus générale, le coefficient de transmission en pression est défini en prenant en compte la loi de réfraction de Snell-Descartes :

$$\frac{\sin \mathbf{q}_1}{c_1} = \frac{\sin \mathbf{q}_2}{c_2} \quad (\text{III.36})$$

Les coefficients de transmission et réflexion en pression en incidence oblique entre deux milieux semi-infinis deviennent alors :

$$T_{1 \rightarrow 2} = \frac{2Z_2'}{Z_2' + Z_1'} \quad \text{avec } Z_i' = \frac{Z_i}{\cos \mathbf{q}_i} \quad (\text{III.37})$$

$$R_{1 \rightarrow 2} = \frac{Z_2' - Z_1'}{Z_2' + Z_1'}$$

Les approches du coefficient de transmission envisagé entre la lentille indexée l et le milieu de propagation indexé m sont schématisées sur la *Figure III.18* : (a) la transmission directe (approche moyenne classique) et (b) la transmission globale (approche locale).

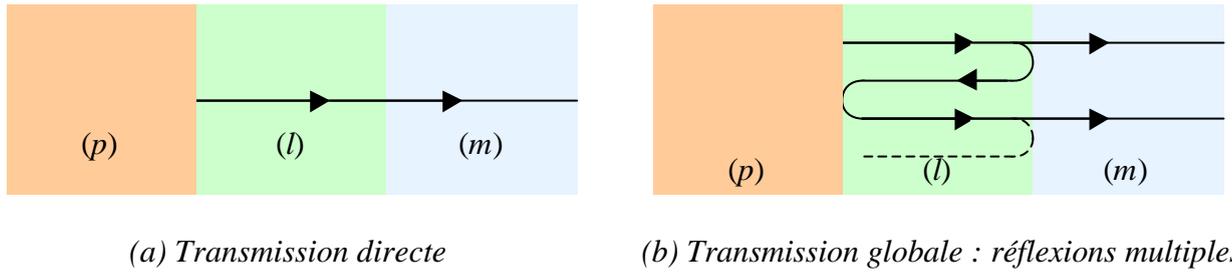


Figure III.18 : Modélisation des transmissions (a) directe et (b) globale.

II.3.2.2 Transmission directe

Le coefficient de transmission direct (*Figure III.18 (a)*), depuis la couche indexée l jusqu'au milieu de propagation indexé m , est donné par:

$$T_{m,direct} = \frac{2Z_m}{Z_m + Z_l} e^{-j\mathbf{j}_l} \quad (\text{III.38})$$

où Z_m et Z_l sont les impédances acoustiques du milieu de propagation et de la lentille, et le terme de retard est décrit par $\mathbf{j}_l = k_l P(r)$. Ce déphasage de propagation dans l'épaisseur de la lentille \mathbf{j}_l dépend de la position radiale r . Il est fonction de $k_l = \mathbf{w} / c_l$ le nombre d'onde longitudinal, (\mathbf{w} la pulsation et c_l la vitesse longitudinale dans la lentille, complexe dans le cas d'une lentille atténuante) et de $P(r)$ le profil radial d'épaisseur de la lentille.

II.3.2.3 Transmission globale

La seconde approche consiste à prendre en compte la formulation globale [15] du coefficient de transmission. Ce dernier est déterminé par la somme de toutes les contributions en transmission à l'interface (*Figure III.18 (b)*). Chacune de ces contributions est déphasée par un multiple impair du déphasage induit par l'épaisseur de la lentille \mathbf{j}_l , résultant en :

$$T_{m,global} = T_{m,direct} \sum_{n=0}^{+\infty} \left(R_m R_p e^{-j2\mathbf{j}_l} \right)^n = \frac{T_{m,direct}}{1 - R_m R_p e^{-j2\mathbf{j}_l}} \quad (\text{III.39})$$

où $R_m = \frac{Z_m - Z_l}{Z_m + Z_l}$ et $R_p = \frac{Z_p - Z_l}{Z_p + Z_l}$ sont respectivement les coefficients de réflexion normale à l'interface de la lentille d'impédance acoustique Z_l avec le milieu de propagation d'impédance acoustique Z_m et avec l'élément piézo-électrique d'impédance acoustique Z_p .

II.3.2.4 Comparaison

Le coefficient de transmission à travers une couche d'épaisseur variable subit un déphasage dû à la propagation (transmission directe, (III.38)), mais résulte aussi des superpositions des réflexions multiples à ses interfaces (transmission globale, (III.39)). La lentille acoustique modélisée possède une épaisseur variable selon la position radiale r et dépend de son épaisseur au centre e_l , et son profil radial d'épaisseur $P(r)$. Dans le cas d'une lentille sphérique, ce dernier est décrit par le rayon de courbure R_c :

$$P(r) = e_l + R_c - \sqrt{R_c^2 - r^2} \quad (\text{III.40})$$

La configuration en face avant du transducteur simulé est décrite pour des caractéristiques typiques regroupées dans le *Tableau III.4* suivant :

Z_p (MRa)	Z_l (MRa)	Z_m (MRa)	a (μm)	f_0 (MHz)	e_l (μm)	R_c (μm)	c_l (m/s)
35	5	1,5	1125	50	10	2000	2100

Z_p, Z_l, Z_m : impédances acoustiques du disque piézo-électrique, de la lentille, du milieu de propagation ; a : rayon du disque piézo-électrique ; f_0 : fréquence centrale ; e_l, R_c, c_l : épaisseur au centre, rayon de courbure, et vitesse longitudinale de la lentille.

Tableau III.4 : Valeurs numériques de la configuration de transducteur simulé.

Les variations (a) des modules et (b) des phases des coefficients de transmission sont illustrées sur la *Figure III.19* en fonction de la position radiale r et selon l'approche considérée. Ainsi, le module du coefficient de transmission direct $|T_{m,direct}|$ est constant sur le rayon de la source, tandis que le module du coefficient de transmission global $|T_{m,g}|$ suit des variations induites par la phase j_l .

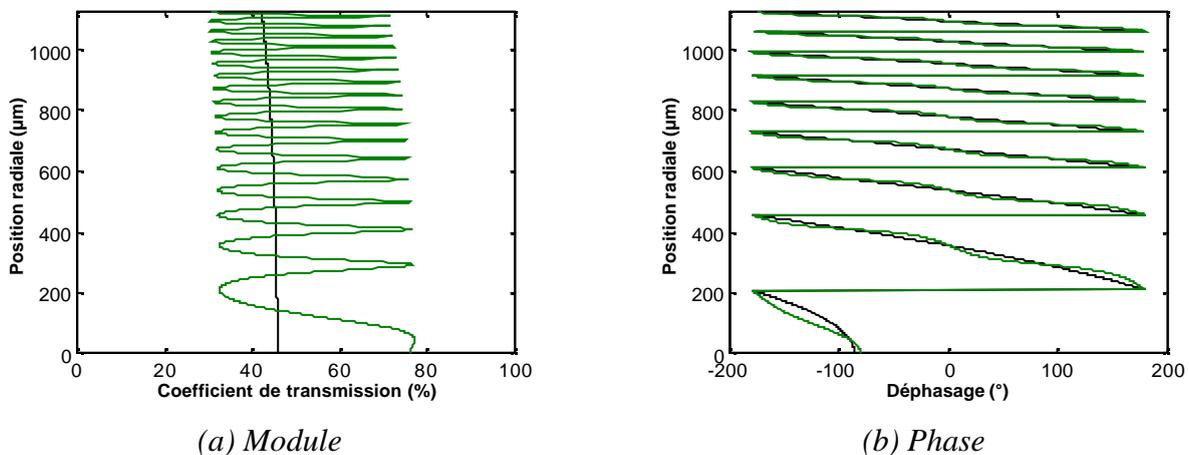


Figure III.19 : Coefficients de transmission direct (noir) et global (vert) à la fréquence centrale f_0 .

Selon que la phase, résultant des réflexions aux interfaces, au dénominateur (III.39) est en phase ou en opposition de phase avec celle au numérateur (III.38), le module du coefficient de transmission global $|T_{m,g}|$ oscille autour de la valeur moyenne donnée par le coefficient de transmission direct $|T_{m,direct}|$. Plus précisément, une écriture de (III.39) sous forme module/phase permet de mieux comprendre ces variations :

$$T_{m,global} = \frac{|T_{m,direct}|}{\sqrt{1 + (R_m R_p)^2 - 2R_m R_p \cos(2j_l)}} e^{-j\left(j_l + \text{Arctan}\left(\frac{R_m R_p \sin(2j_l)}{1 - R_m R_p \cos(2j_l)}\right)\right)} = |T_{m,g}| e^{j\phi} \quad (\text{III.41})$$

Le module du coefficient de transmission global $|T_m|$ (III.41) varie avec la fonction $\cos(2j_l)$, et les variations de phase ϕ (III.41) permettent de déterminer les phases des extrema. La représentation complexe du coefficient de transmission (Figure III.20) fait apparaître plus nettement le rôle de la phase ϕ sur l'amplitude du module $|T_{m,g}|$. Ainsi, les sauts de phase $\phi = -n\pi$ ($n \in \mathbb{N}^*$) correspondent à des minima et les phases $\phi = \pi/2 - n\pi$ ($n \in \mathbb{N}^*$) correspondent à des maxima. En ces points, les phases de (III.38) et (III.41) illustrées Figure III.19 (b) sont égales car la valeur $\sin(2j_l)$ s'annule.

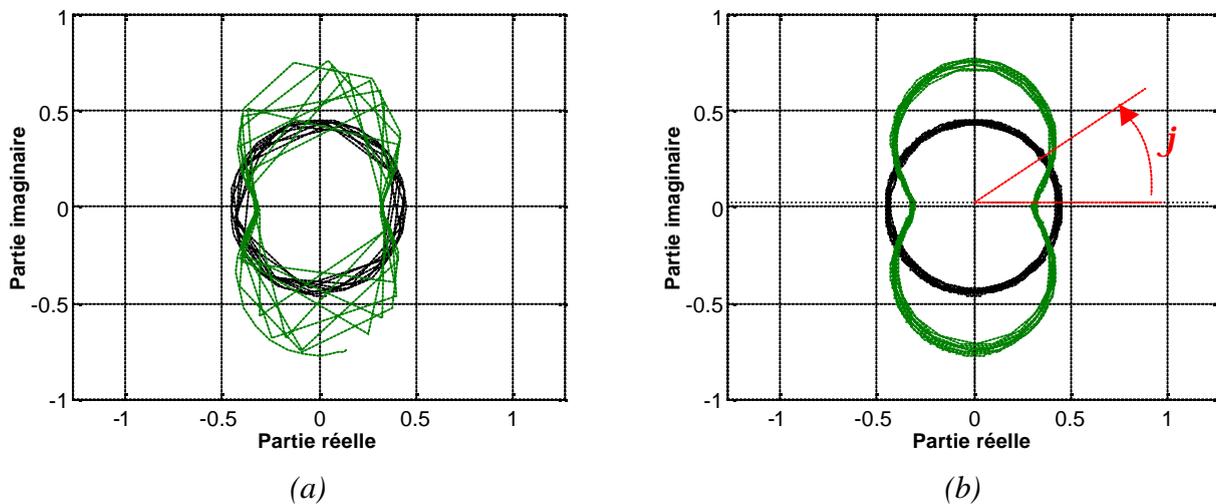


Figure III.20 : Représentation complexe du coefficient de transmission direct (noir) et global (vert) à la fréquence centrale f_0 avec un échantillonnage radial (a) sur 100 points et (b) sur 1000 points.

La position radiale correspondant aux positions des minima et maxima (Figure III.20 (b)) peut alors être déduite à partir de l'équation du profil d'épaisseur (III.40). Ainsi les minima sont obtenus pour $P(r) = n\lambda/2$ et les maxima pour $P(r) = \lambda/4 + n\lambda/2$ avec $n \in \mathbb{N}$. On retrouve bien le résultat classique d'une épaisseur multiple impair d'un quart d'onde pour une transmission optimale.

Le module du coefficient de transmission global varie avec la phase j_l , elle-même fonction de la fréquence de l'excitation f . En conséquence, le coefficient de transmission global $T_{m,g}$ doit donc être déterminé sur la bande passante du transducteur. La *Figure III.21* illustre ses variations sur une plage de fréquence allant de 0 à $2f_0 = 100$ MHz.

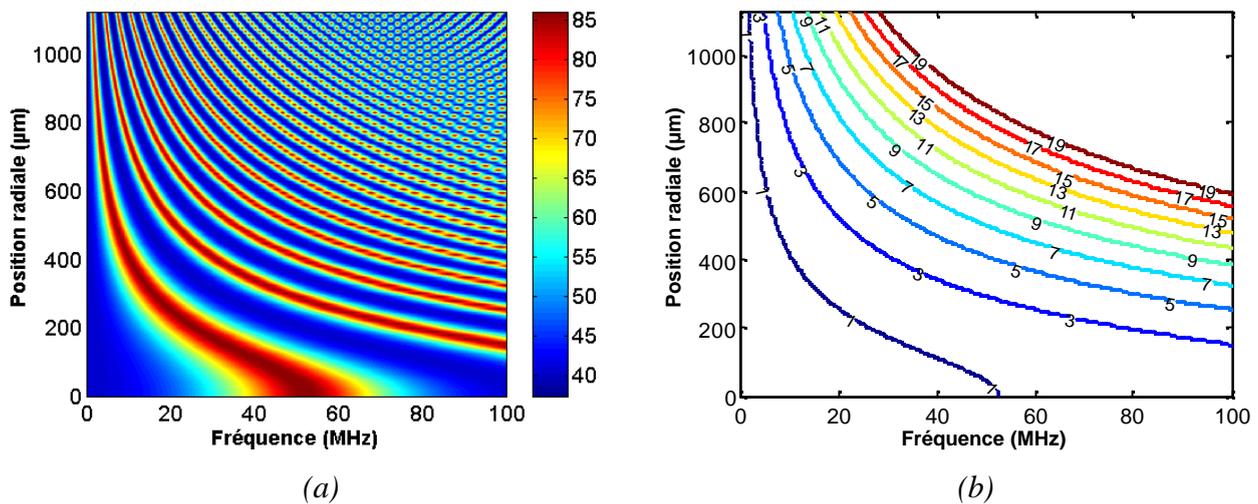


Figure III.21 : (a) Coefficient de transmission global (%) et (b) position des 10 premiers maxima correspondants aux épaisseurs multiples impaires d'un quart d'onde, en fonction de la fréquence f et de la position radiale r .

Ce résultat de transmission globale permet de retrouver l'allure du spectre de la pression relevée à la surface de la lentille pour des configurations de lentille et une fréquence centrale similaires (*Tableau III.4*, modifié avec $Z_l = 3,9$ MRa). En effet, sur le spectre reconstitué à partir du coefficient de transmission (*Figure III.22 (d)*), on retrouve bien les 17 modes de transmission relevés sur le spectre simulé à la fréquence centrale $f_0 = 50$ MHz, (*Figure III.19 (a)*). Les différences relevées s'expliquent par le fait que le coefficient de transmission calculé est pondéré par les fonctions de transfert des couches en amont.

Par ailleurs, sur la représentation temporelle (*Figure III.22 (a) et (b)*), on peut observer l'onde émise par le transducteur (source de pression) calculée avec le modèle KLM, dans un milieu de propagation d'impédance acoustique égale à celle de la lentille : $Z_m = Z_l$. Ce résultat préliminaire est simplement pondéré en amplitude et retardé par le coefficient de transmission direct (III.38) de la lentille (*Figure III.22 (a)*). La pondération par le coefficient de transmission global (III.39) de la lentille (*Figure III.22 (b)*) fait apparaître l'écho d'aller-retour dans l'épaisseur de la lentille.

Sur la représentation spectrale (Figure III.22 (c) et (d)) de l'onde relevée à la surface de la lentille, on observe l'influence des perturbations longitudinales générées par le coefficient de transmission global. En effet, on distingue nettement les effets additifs et soustractifs de l'onde principale avec l'écho d'aller-retour aux interfaces de la lentille (Figure III.22 (d)). Ces effets dépendent du profil épaisseur de la lentille $P(r)$ et de la fréquence f , comme illustré Figure III.21, et viennent modifier l'allure uniforme du spectre selon la position radiale, déterminé avec un coefficient de transmission direct (Figure III.22 (c)). Ce résultat permet ainsi de modéliser avec une bonne précision les variations observées sur les spectres de pression source calculés par éléments finis (Figure III.14).

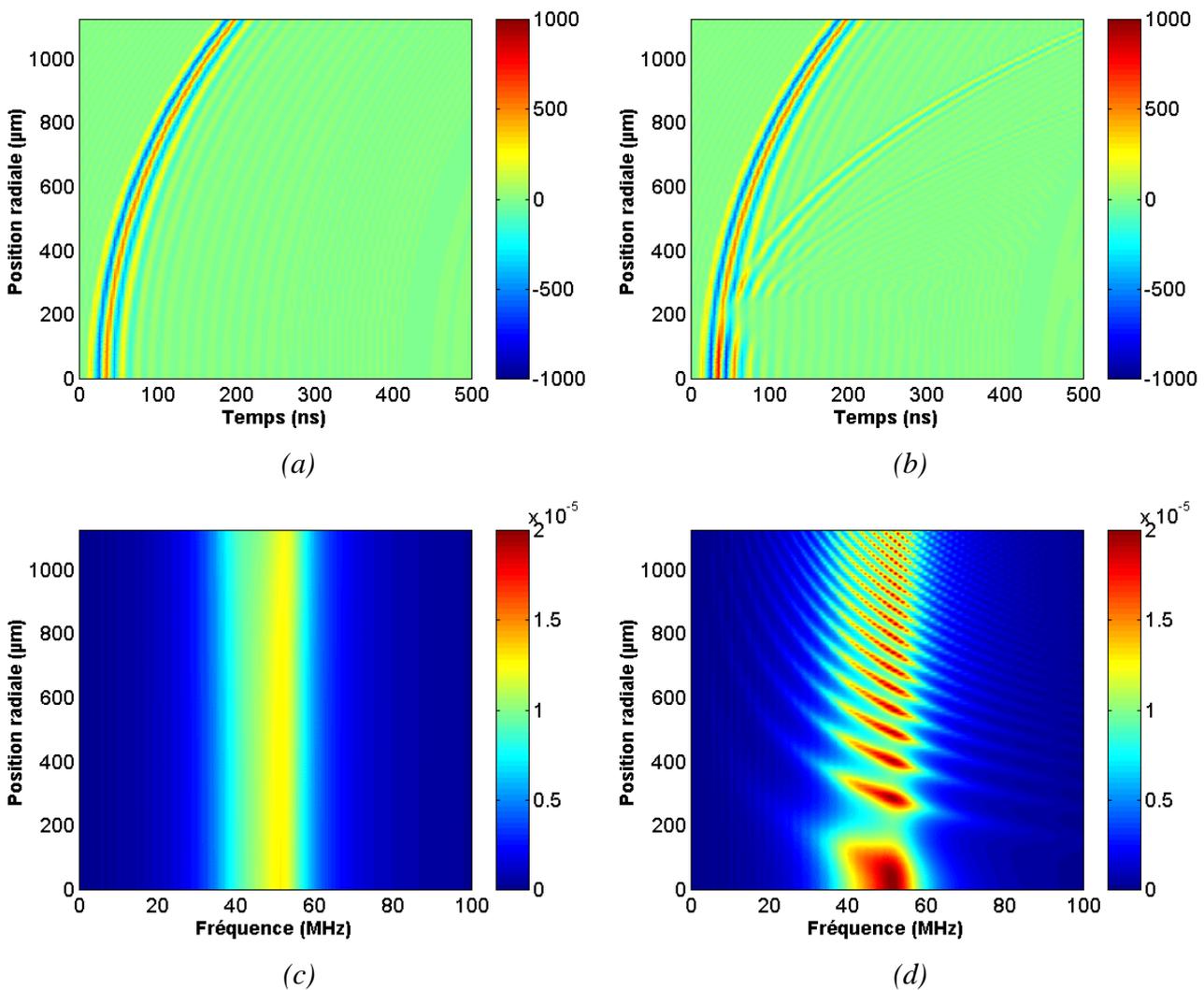


Figure III.22 : (a), (b) Pression (Pa) en fonction du temps t et de la position radiale r et (c), (d) Spectre de la pression (Pa.s) en fonction de la fréquence f et de la position radiale r pondéré par (a), (c) le coefficient de transmission direct (III.38), et (b), (d) le coefficient de transmission global (III.39).

En effet, l'ordre de grandeur du spectre de pression obtenu avec la fonction de transfert globale (*Figure III.22 (d)*) est en bon accord avec celui calculé par le modèle éléments finis (*Figure III.14*), mais une approche plus globale du transducteur multi-couches est nécessaire pour parvenir à modéliser de façon plus juste le spectre de pression obtenu à la surface de la lentille.

Un calcul adéquat de la réponse électro-acoustique d'un transducteur multi-couches équipé d'une lentille en face avant nécessite cependant l'utilisation d'un modèle global prenant en compte les réflexions multiples aux interfaces. Pour cela, le modèle KLM (*Annexe 3*) a été étendu à l'axisymétrie en décomposant le transducteur en de multiples éléments annulaires avec des épaisseurs de lentille variables en fonction de la position radiale.

II.3.2.5 Extension à l'axisymétrie

L'extension du modèle KLM à une source axisymétrique s'effectue en déterminant la surface de l'élément annulaire correspondant à une position radiale donnée. A partir de l'expression du profil de la lentille $P(r)$ (III.40), la surface de l'élément annulaire est déterminée :

$$S = \mathbf{p} \left((r + dr)^2 - r^2 \right) = \mathbf{p} (2r + dr) dr \quad (\text{III.42})$$

De plus, la loi de réfraction de Snell-Descartes est prise en compte à la surface de la lentille. Ainsi, le formalisme du *Chapitre II* est repris avec les équations (II.59) et (II.60) pour déterminer l'angle d'incidence et de transmission à la surface de la lentille en fonction du profil $P(r)$:

$$\cos \mathbf{q}_l = \frac{1}{\sqrt{(P'(r))^2 + 1}} \quad \text{et} \quad \sin \mathbf{q}_l = \frac{P'(r)}{\sqrt{(P'(r))^2 + 1}} \quad (\text{III.43})$$

où $P'(r) = \frac{dP(r)}{dr}$ est la dérivée du profil $P(r)$ par rapport à la position radiale r .

La loi de réfraction de Snell-Descartes est ensuite intégrée dans l'expression de l'impédance acoustique de la couche concernée. Ainsi, les impédances acoustiques d'incidence Z_l' et de transmission Z_0' sont modifiées comme étant le rapport de l'impédance acoustique Z et du cosinus de l'angle $\cos \mathbf{q}$:

$$Z_l' = \frac{Z_l}{\cos \mathbf{q}_l} \quad \text{et} \quad Z_0' = \frac{Z_0}{\cos \mathbf{q}_0} \quad (\text{III.44})$$

où \mathbf{q}_l et \mathbf{q}_0 sont respectivement les angles d'incidence et de transmission liés aux vitesses longitudinales c_l et c_0 par la loi de réfraction de Snell-Descartes.

Le cosinus de l'angle de transmission est défini réel pour un angle d'incidence inférieur à l'angle d'incidence critique $q_{l,c}$ et nul dans le cas contraire :

$$\text{Si } q_l < q_{l,c} = \text{Arc sin}(c_l / c_0),$$

$$\text{alors } \cos q_0 = \sqrt{1 - (c_0 \sin q_l / c_l)^2}, \text{ et } Z_0' = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - (c_0 \sin q_l / c_l)^2}}$$

$$\text{sinon } \cos q_0 = 0 \quad \text{et} \quad Z_0' \rightarrow +\infty.$$

Dans le cas où l'angle d'incidence critique $q_{l,c}$ est dépassé, l'impédance du milieu de propagation Z_0' est alors infinie, et la transmission impossible. L'écriture générale développée des angles (III.43) et des impédances acoustiques modifiées (III.44) d'incidence et de transmission est ensuite détaillée pour des profils typiques polynomial ou circulaire.

II.3.2.5.1 Profil polynomial

Dans le cas général d'une expression polynomiale d'ordre m de la fonction profil $P_m(r)$, celle-ci et sa dérivée première $P'_m(r)$ par rapport à la position radiale r s'expriment par :

$$P_m(r) = \sum_{k=0}^m a_k r^k \quad \text{et} \quad P'_m(r) = \frac{dP_m(r)}{dr} = \sum_{k=1}^m k a_k r^{k-1} \quad (\text{III.45})$$

L'avantage d'une expression polynomiale de la fonction profil est sa capacité à s'ajuster à toute forme de profil de lentille. En effet, l'ajustement est d'autant meilleur que le polynôme est d'ordre m élevé. De plus, sa dérivation par rapport à la position radiale se calcule de façon simple, et les expressions des angles d'incidence q_l et de transmission q_0 qui en découlent (III.43) sont faciles à déterminer. Les impédances acoustiques modifiées résultantes (III.44) sont alors déduites.

II.3.2.5.2 Profil circulaire

Selon les expressions analytiques (III.43), les cosinus et sinus de l'angle d'incidence d'une fonction de profil circulaire (III.40) sont simplement données par :

$$\cos q_l = \sqrt{1 - (r / R_c)^2} \quad \text{et} \quad \sin q_l = r / R_c \quad (\text{III.46})$$

Les impédances modifiées deviennent :

$$Z_l' = \frac{Z_l}{\sqrt{1 - (r / R_c)^2}} \quad \text{et} \quad Z_0' = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - (c_0 / c_l)^2 (r / R_c)^2}} \quad (\text{III.47})$$

La position radiale r et la fonction profil épaisseur de la lentille $P(r)$ permettent donc d'exprimer la surface active de la contribution annulaire (III.42), ainsi que la loi de réfraction de Snell-Descartes (III.43) et les impédances acoustiques résultantes modifiées (III.44). Ces différents éléments ont été intégrés afin de constituer le modèle KLM étendu à l'axisymétrie [16], illustré *Figure III.23*.

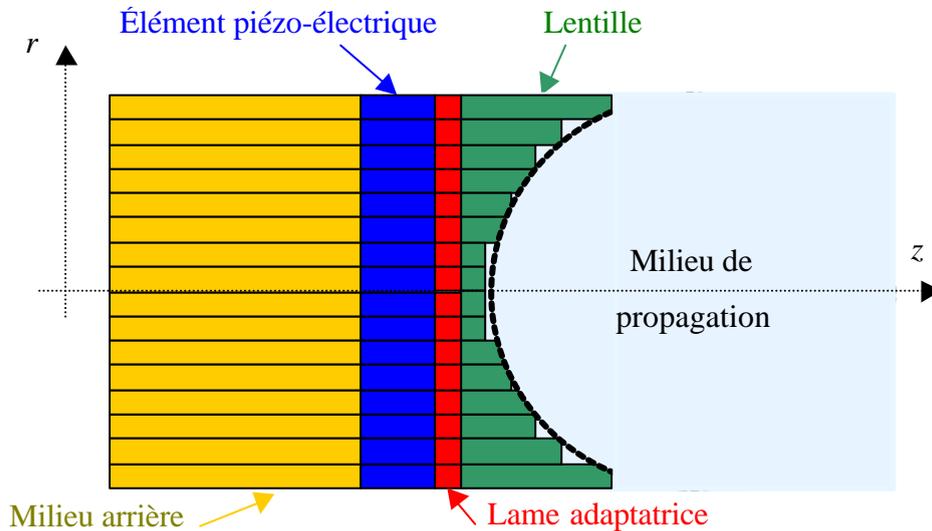


Figure III.23 : Modèle KLM multi-couche étendu à l'axisymétrie par un découpage en contributions annulaires incluant la dépendance radiale de l'épaisseur de la lentille ainsi que la loi de réfraction de Snell-Descartes.

Le résultat obtenu (*Figure III.24*) avec le modèle KLM étendu à l'axisymétrie est comparé à celui obtenu par éléments finis avec déplacement radial bloqué (*Figure III.14 (a) et (c)*). Le découpage radial de $r = 0$ à a sur 101 points (soit un pas d'échantillonnage $\mathbf{Dr} = \mathbf{1/3}$) est identique à celui pris pour les modèles par éléments finis. Les différences observées entre les deux résultats s'expliquent par un découplage complet (déplacement radial et contrainte radiale nuls) entre les différentes contributions radiales pour le modèle KLM étendu, tandis que ce découplage imposé pour la modélisation par éléments finis n'est que partiel (déplacement radial nul). La comparaison de ces deux résultats permet tout de même de valider ce modèle de substitution à un calcul par éléments finis avec déplacement radial bloqué. De plus, une comparaison des résultats obtenus avec un calcul par éléments finis avec déplacement radial libre (*Figure III.11 (a) et (c)*) et déplacement radial bloqué (*Figure III.14 (a) et (c)*) montre des cartographies de pression relativement semblables. Ce premier résultat obtenu avec le modèle KLM étendu à l'axisymétrie semble donc bien concorder avec les résultats obtenus avec les modélisations par éléments finis avec déplacement radial libre ou avec déplacement radial bloqué.

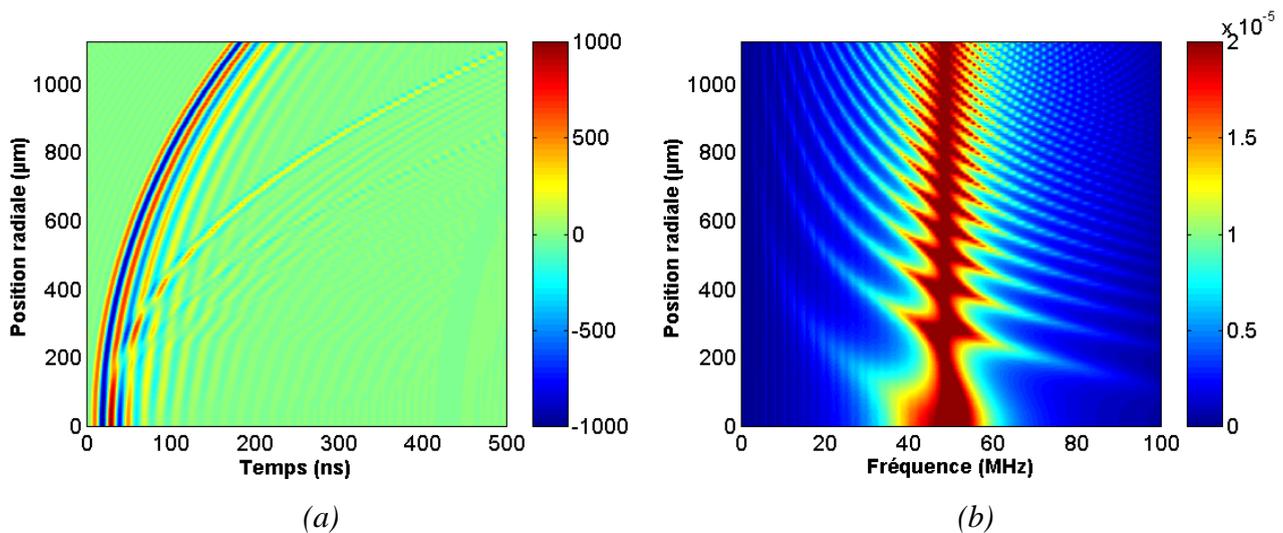


Figure III.24 : Pression (Pa) à la surface de la lentille calculée avec le modèle KLM étendu à l'axisymétrie pour la même configuration que les Figure III.14 et III.22, en fonction de la position radiale et (a) du temps, (b) de la fréquence.

Cette approche théorique permet donc, moyennant quelques adaptations, de modéliser la fonction de transfert du multi-couche qu'est le transducteur par une décomposition en anneaux du profil d'épaisseur de la lentille acoustique. La principale hypothèse d'une telle approche consiste à considérer chacune des positions radiales comme une ligne de transmission (hypothèse de vibration exclusivement longitudinale). Ce dernier modèle basé sur le schéma KLM multi-couche étendu à l'axisymétrie sera celui retenu parmi ceux testés pour prendre en compte la fonction de transfert de la lentille et son incidence sur les milieux amont et aval.

III Résultats

Les configurations (*Figure III.3*) et les différents modèles de sources (ATILA et KLM étendu à l'axisymétrie) décrits dans la partie précédente sont calculés et propagés. Les résultats obtenus pour différentes impédances acoustiques de lentille sont ensuite comparés : en premier lieu, les champs de pressions sont comparés dans l'axe du transducteur ; en deuxième lieu, les champs de pressions sont comparés dans le plan focal ; en troisième lieu, les réponses électro-acoustiques en pression obtenues au point focal sont caractérisées, analysées et comparées. Enfin, les résultats obtenus avec le modèle KLM étendu à l'axisymétrie sont comparés à ceux obtenus expérimentalement.

III.1. Champ rayonné par la source

La propagation des sources calculées par des modélisations axisymétriques de transducteurs équipés de lentilles est effectuée au moyen de la formulation axisymétrique discrétisée de l'intégrale de Rayleigh (II.80) développée dans le *Chapitre II*. Le champ de pression rayonné obtenu après propagation est déterminé pour les deux configurations avec et sans lame adaptatrice (*Figure III.3 et Tableau III.3*). Une cartographie complète du champ de pression est établie dans un premier temps, puis le champ est caractérisé plus particulièrement dans l'axe et dans le plan focal.

Pour illustration, le champ de pression rayonné a été calculé afin d'étudier l'influence de l'impédance acoustique de la lentille pour les deux configurations étudiées dans le paragraphe précédent avec un rayon de courbure $R_c = 2$ mm et une vitesse longitudinale $c_l = 2100$ m/s. Ces caractéristiques géométriques (*Figure III.7*) donnent respectivement une impédance acoustique de la lentille $Z_l = 3,9$ MRa et $2,2$ MRa pour les configurations avec lentille seule (*Figure III.3 (a)*) et avec lame adaptatrice et lentille (*Figure III.3 (b)*).

A échelle de pression équivalente, on peut observer que la configuration avec une lame adaptatrice (*Figure III.25 (b)*) permet d'obtenir une tache focale plus étendue que celle sans lame adaptatrice (*Figure III.25 (a)*). Ce résultat permet de mettre en évidence une amélioration du transfert d'énergie acoustique vers le milieu de propagation par la présence de la lame adaptatrice.

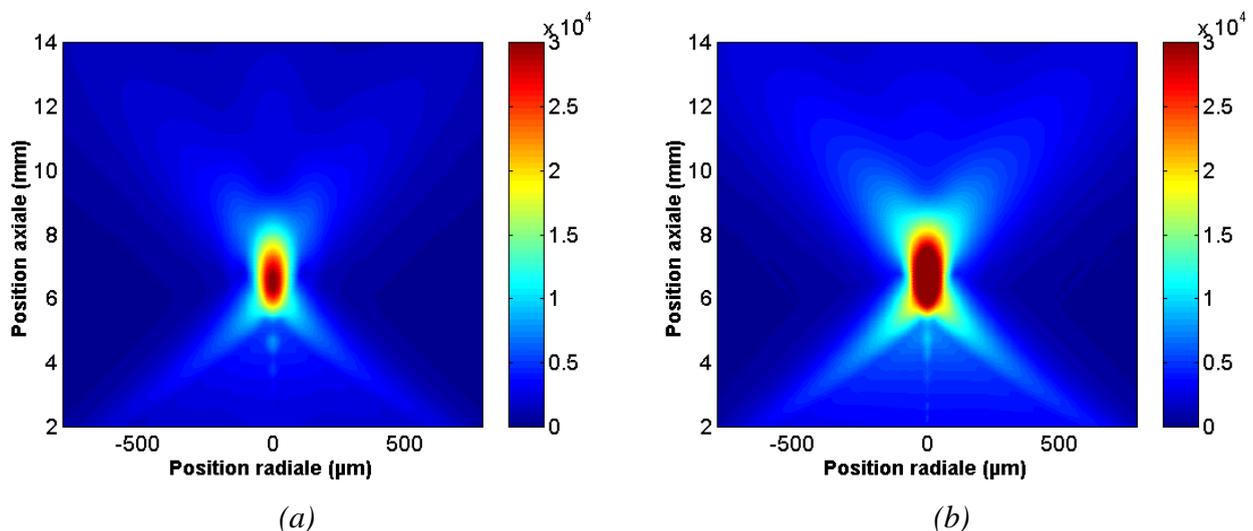


Figure III.25 : Champ de pression (Pa) propagé en fonction de la position radiale r et de la position axiale z , pour les deux configurations de transducteurs (*Figure III.3*) avec (a) lentille seule et (b) lame adaptatrice et lentille, de rayon de courbure $R_c = 2$ mm et de vitesse longitudinale $c_l = 2100$ m/s, calculé pour une source ATILA avec déplacement radial libre.

Les résultats obtenus avec des sources différentes sont en première approche très semblables. Afin de déterminer de façon plus précise l'influence des contributions radiales, et la pertinence du modèle KLM étendu à l'axisymétrie, il est nécessaire de comparer ces résultats et de les quantifier. Par la suite, les performances obtenues sont donc comparées dans l'axe, puis dans le plan focal pour les différents modèles de sources, et ce pour les deux configurations de transducteur choisies (*Figure III.3*) et pour différentes valeurs d'impédance acoustique de lentille Z_l (*Figure III.7*).

III.1 Champ dans l'axe

Les champs de pression obtenus dans l'axe sont comparés pour les configurations et les différents modèles de sources. Ensuite, l'influence de l'impédance acoustique de la lentille est étudiée et confrontée selon la configuration et le modèle utilisé.

III.2.1 Comparaison des différents modèles

La comparaison des champs de pression dans l'axe est représentée sur la *Figure III.26* pour les différentes sources calculées par le modèle éléments finis (ATILA) avec déplacement radial libre, puis bloqué, et enfin par le modèle KLM étendu à l'axisymétrie.

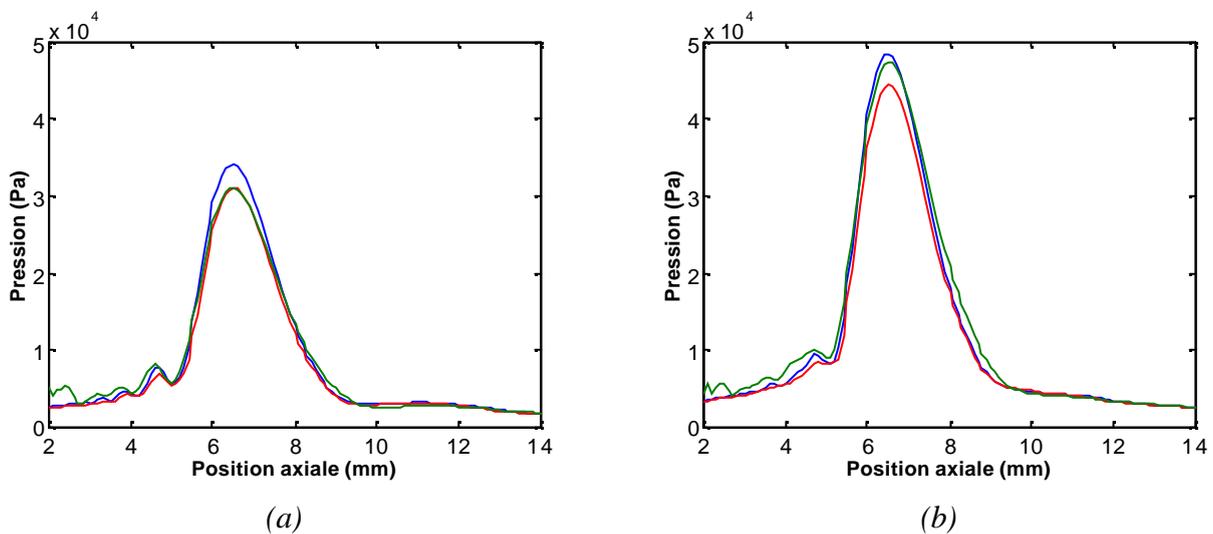


Figure III.26 : Champ de pression propagé dans l'axe pour les deux configurations de transducteurs (*Figure III.3*) avec (a) lentille seule ; (b) lame adaptatrice et lentille, de rayon de courbure $R_c = 2$ mm et de vitesse longitudinale $c_l = 2100$ m/s. Les sources ont été modélisées par ATILA avec déplacement radial libre (vert), ATILA avec déplacement radial bloqué (rouge), KLM étendu à l'axisymétrie (bleu).

Les résultats obtenus sont proches, et l'écart relatif maximum observé (10 %) se situe au point focal. Ces trois modèles permettent d'observer de nouveau l'influence notable de la lame adaptatrice sur la transmission d'énergie acoustique vers le milieu de propagation : la pression au point focal y est accrue de 40 % environ pour cette configuration de lentille.

Les caractéristiques du champ de pression propagé dans l'axe sont relevées et quantifiées pour chacun des modèles, et pour les deux configurations sans et avec lame adaptatrice. Dans le *Tableau III.5*, on peut constater qu'hormis la pression obtenue au point focal, les caractéristiques obtenues, c'est-à-dire la distance focale F et les profondeurs de champ DOF à -3 et -6 dB sont quasiment identiques. Cette première synthèse de résultats doit également être vérifiée pour d'autres valeurs d'impédance acoustique de la lentille.

Modèle	Lame adaptatrice	p_{max} (kPa)	G	F (mm)	DOF_3 (mm)	DOF_6 (mm)
ATILA avec u_r libre	(a) non	30,8	19,2	6,5	1,60	2,28
	(b) oui	47,2	18,9	6,6	1,58	2,25
ATILA avec u_r bloqué	(a) non	30,8	18,8	6,6	1,50	2,12
	(b) oui	44,2	18,4	6,6	1,46	2,08
KLM étendu à l'axisymétrie	(a) non	33,9	19,7	6,5	1,52	2,13
	(b) oui	48,2	18,9	6,5	1,49	2,07

p_{max} : pression au point focal ; G : gain de focalisation ; F : distance focale ; DOF_3 : profondeur de champ à -3 dB ; DOF_6 : profondeur de champ à -6 dB.

Tableau III.5 : Caractérisation du champ de pression dans l'axe pour les configurations de transducteurs (Figure III.3) avec (a) lentille seule ; (b) lame adaptatrice et lentille, de rayon de courbure $R_c = 2$ mm et de vitesse longitudinale $c_l = 2100$ m/s.

III.2.2 Influence de l'impédance acoustique de la lentille

Les caractéristiques des champs de pressions obtenus dans l'axe sont maintenant comparées et analysées pour les différents modèles, en fonction de l'impédance acoustique de la lentille Z_l .

Ainsi, la distance focale et le gain obtenus par les différents modèles concordent bien, et les tendances observées sont identiques (*Figure III.27*).

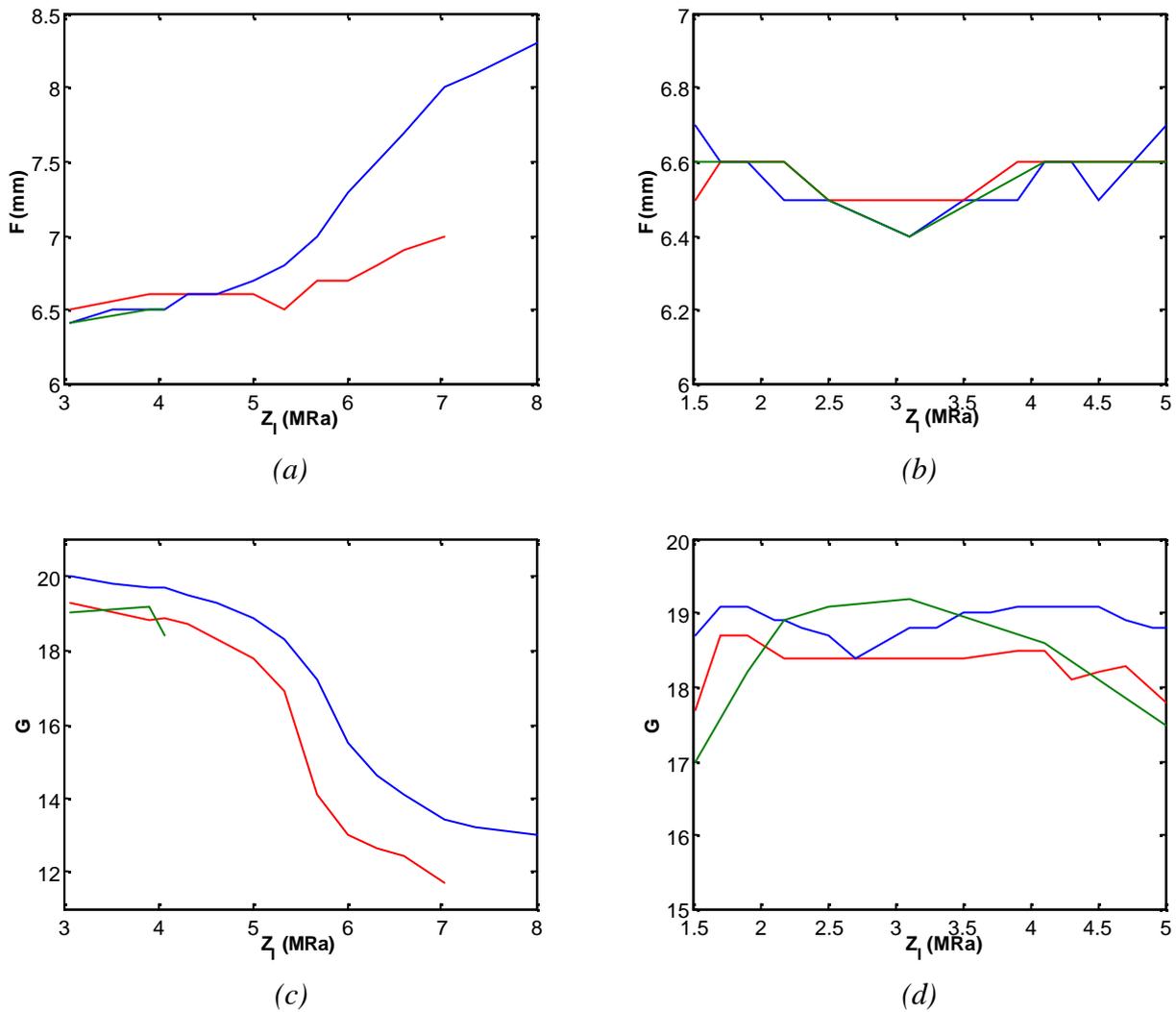


Figure III.27 : (a), (b) Distance focale et (c), (d) gain au point focal, en fonction de l'impédance acoustique de la lentille pour les configurations de transducteurs (Figure III.3) avec (a), (c) lentille seule ; (b), (d) lame adaptatrice et lentille, déterminées avec les modèles éléments finis ATILA avec déplacement radial libre (vert), déplacement radial bloqué (rouge) et KLM étendu à l'axisymétrie (bleu).

On observe une variation significative de la distance focale F selon la valeur de l'impédance acoustique de la lentille Z_l (Figure III.27 (a)). Cependant, la distance focale constante $F = 6,5$ mm a été choisie (III.27) avec une vitesse longitudinale c_l adaptée (Figure III.7 (b)) en accord avec l'impédance acoustique de la lentille Z_l (Figure III.7 (a)). Il en résulte un rapport entre rayon de courbure et rayon de la source R_c/a (Figure III.7 (b)) très proche de 1 pour des valeurs d'impédance acoustique de la lentille $Z_l > 5$ MRa. Ces résultats montrent que la validité de la formulation classique (III.27) de correspondance entre le rayon de courbure R_c et la vitesse longitudinale c_l est

limitée par le rapport R_c/a . Dans le même temps, on observe une très légère diminution du gain de focalisation G (Figure III.27 (c) et (d)), qui est proportionnel à l'inverse de la distance focale F (paragraphe 0). Par ailleurs, les modélisations par éléments finis avec ATILA (Figure III.27 (a) et (c)) n'ont pas donné de résultats convergents pour les configurations avec un rapport R_c/a faible (Figure III.28 (b)). En effet, les valeurs des impédances acoustiques de lentille sont respectivement limitées à $Z_l < 4,1$ MRa pour une modélisation avec déplacement radial libre et à $Z_l < 7$ MRa avec déplacement radial bloqué. Seule la modélisation avec KLM étendu à l'axisymétrie permet d'évaluer les résultats obtenus, dont les premières valeurs ($Z_l < 7$ MRa, soit $R_c/a > 1,09$) sont en bonne adéquation avec celles obtenues avec la modélisation par éléments finis avec ATILA avec déplacement radial bloqué.

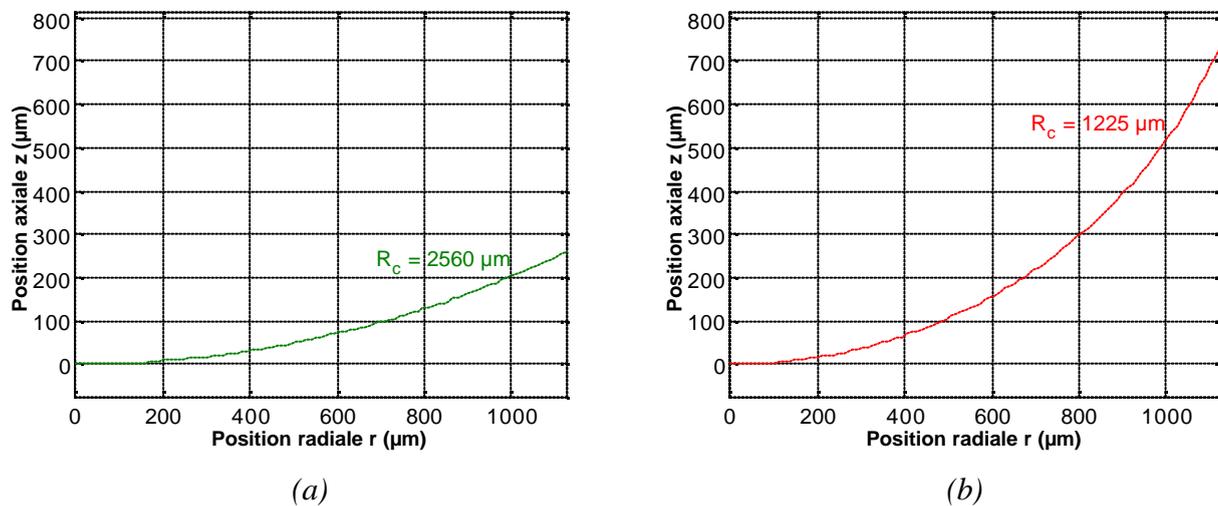


Figure III.28 : Profil radial $P(r)$ de la lentille (III.40) en fonction de son impédance acoustique Z_l donnée par la Figure III.7, avec un rapport entre le rayon de courbure R_c et le rayon de la source a (a) $R_c/a = 2,28$ pour $Z_l = 3$ MRa, et (b) $R_c/a = 1,09$ pour $Z_l = 7$ MRa.

Comme l'illustre la Figure III.29 (a) et (c), la profondeur de champ à -3 ou -6 dB suit la même évolution que la distance focale (Figure III.27). Ce résultat est expliqué par la formule approchée (A2.10) de la profondeur de champ à -3 dB en émission. Ainsi, pour une longueur d'onde λ et un rayon de source a donnés, la profondeur de champ DOF évolue avec le carré de la distance focale F^2 . Par ailleurs, les profondeurs de champ obtenues pour les modèles éléments finis avec déplacement radial libre et bloqué sont relativement en bon accord, avec un écart constant d'environ 10 %. L'écart relatif entre les modèles éléments finis avec déplacement radial bloqué et KLM étendu à l'axisymétrie est bien plus faible encore.

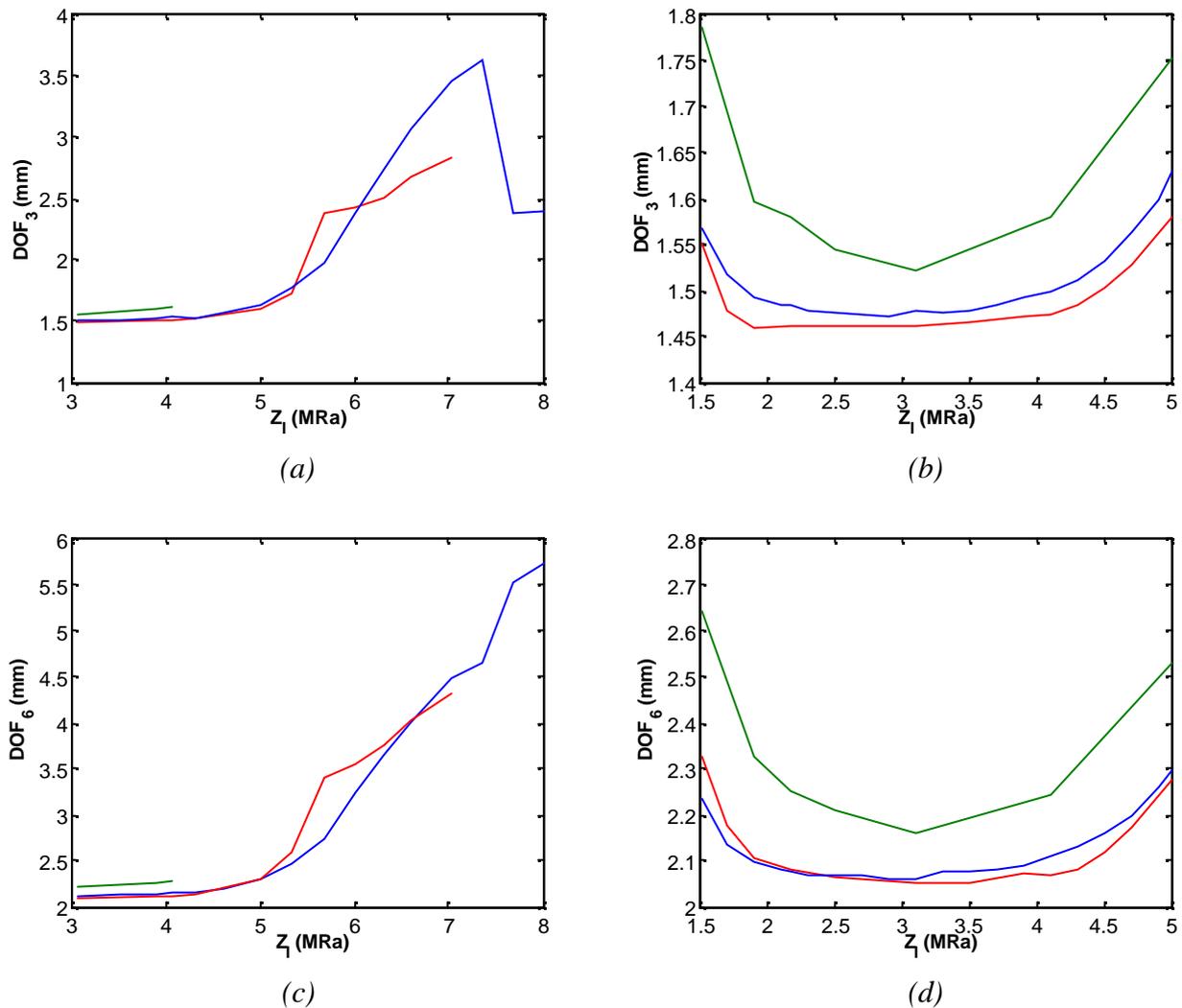


Figure III.29 : Profondeurs de champ à (a), (b) -3 dB, (c), (d) -6 dB du champ de pression dans l'axe, en fonction de l'impédance acoustique de la lentille pour les configurations de transducteurs (Figure III.3) avec (a), (c) lentille seule ; (b), (d) lame adaptatrice et lentille, déterminées avec les modèles éléments finis ATILA avec déplacement radial libre (vert), déplacement radial bloqué (rouge) et KLM étendu à l'axisymétrie (bleu).

III.3 Champ dans le plan focal

Une fois déterminée la distance focale F , le champ de pression dans le plan focal est calculé afin de déterminer les dimensions radiales de la tache focale obtenues pour différents seuils. De façon analogue à la caractérisation du champ de pression dans l'axe, les résultats de propagation des trois modèles de source sont comparés.

III.3.1 Comparaison des différents modèles

Les champs de pression relevés dans le plan focal sont comparés pour une configuration de lentille fixée. L'amélioration apportée par la lame adaptatrice (+40 %) est nette, et l'écart relatif maximum observé entre les différents modèles est le même (10 %), comme l'illustre la *Figure III.30*.

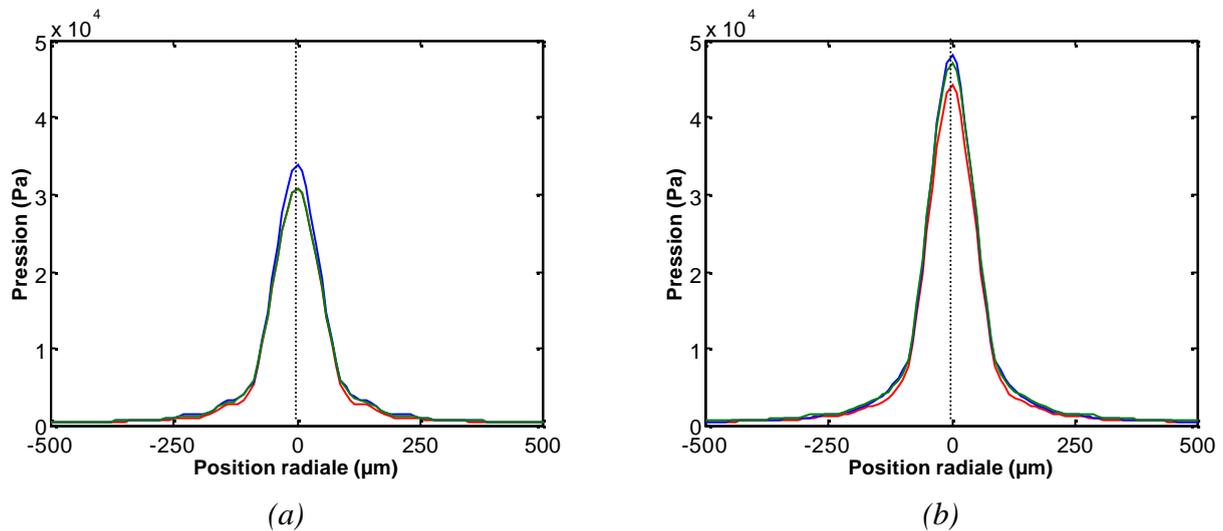


Figure III.30 : Champ de pression calculé dans le plan radial à la distance focale pour les deux configurations de transducteurs (*Figure III.3*) avec (a) lentille seule ; (b) lame adaptatrice et lentille, de rayon de courbure $R_c = 2 \text{ mm}$ et de vitesse longitudinale $c_l = 2100 \text{ m/s}$. Les sources ont été modélisées par ATILA avec déplacement radial libre (vert), ATILA avec déplacement radial bloqué (rouge), KLM étendu à l'axisymétrie (bleu).

Les caractéristiques du champ de pression relevé dans le plan focal sont quantifiées pour chacun des modèles et configurations (*Figure III.3*). La lame adaptatrice (*Figure III.30*) ne semble pas jouer de rôle au niveau de la dimension radiale de la tache focale pour un seuil donné. Les résultats synthétisés dans le *Tableau III.6* montrent l'absence d'effet de la lame adaptatrice : les largeurs obtenues à -3 , -6 , et -15 dB sont très semblables. Ce n'est qu'à partir de -30 dB que les différences observées deviennent significatives ($> 10 \%$). Ce premier résultat est appelé à être vérifié sur ceux obtenus avec d'autres valeurs d'impédance acoustique de lentille.

Encore une fois, on peut constater que les résultats obtenus sont très semblables pour les trois types de modélisations envisagées : ATILA avec ou sans déplacement radial ou bien KLM étendu à l'axisymétrie.

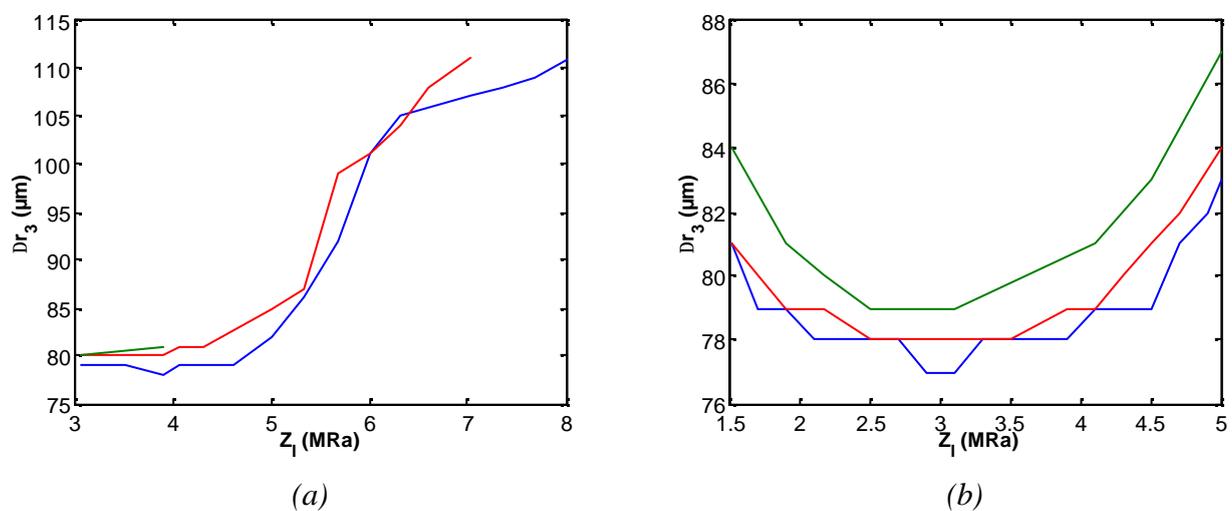
Modèle	Lame adaptatrice	Dr_3 (μm)	Dr_6 (μm)	Dr_{15} (μm)	Dr_{30} (μm)
ATILA avec u_r libre	(a) non	81	114	279	520
	(b) oui	80	113	251	458
ATILA avec u_r bloqué	(a) non	80	113	227	486
	(b) oui	79	111	234	424
KLM étendu à l'axisymétrie	(a) non	78	110	257	500
	(b) oui	78	109	253	449

Dr_3 , Dr_6 , Dr_{15} , Dr_{30} : largeur de la tache focale respectivement à -3 , -6 , -15 et -30 dB.

Tableau III.6 : Caractérisation du champ de pression dans le plan focal pour les configurations de transducteurs (Figure III.3) avec (a) lentille seule ; (b) lame adaptatrice et lentille, de rayon de courbure $R_c = 2$ mm et de vitesse longitudinale $c_l = 2100$ m/s.

III.3.2 Influence de l'impédance acoustique de la lentille

Les caractéristiques du champ de pression obtenu dans le plan focal sont comparées en fonction de l'impédance acoustique de la lentille Z_l . Les résultats donnés par les différents modèles sont comparés (Figure III.31) et montrent une bonne cohérence pour les valeurs de -3 à -6 dB. Au-delà, les valeurs relevées sont perturbées par les rebonds non désirés (Figure III.12). Ce résultat permet donc de visualiser les limites des modèles et de leur cohérence. Par ailleurs, la largeur Dr (Figure III.31) évolue avec la distance focale F (Figure III.27). Ce résultat est expliqué par la formule (A2.9) de la largeur à -3 dB (il existe d'autres formules à -6 , -15 et -30 dB) en émission.



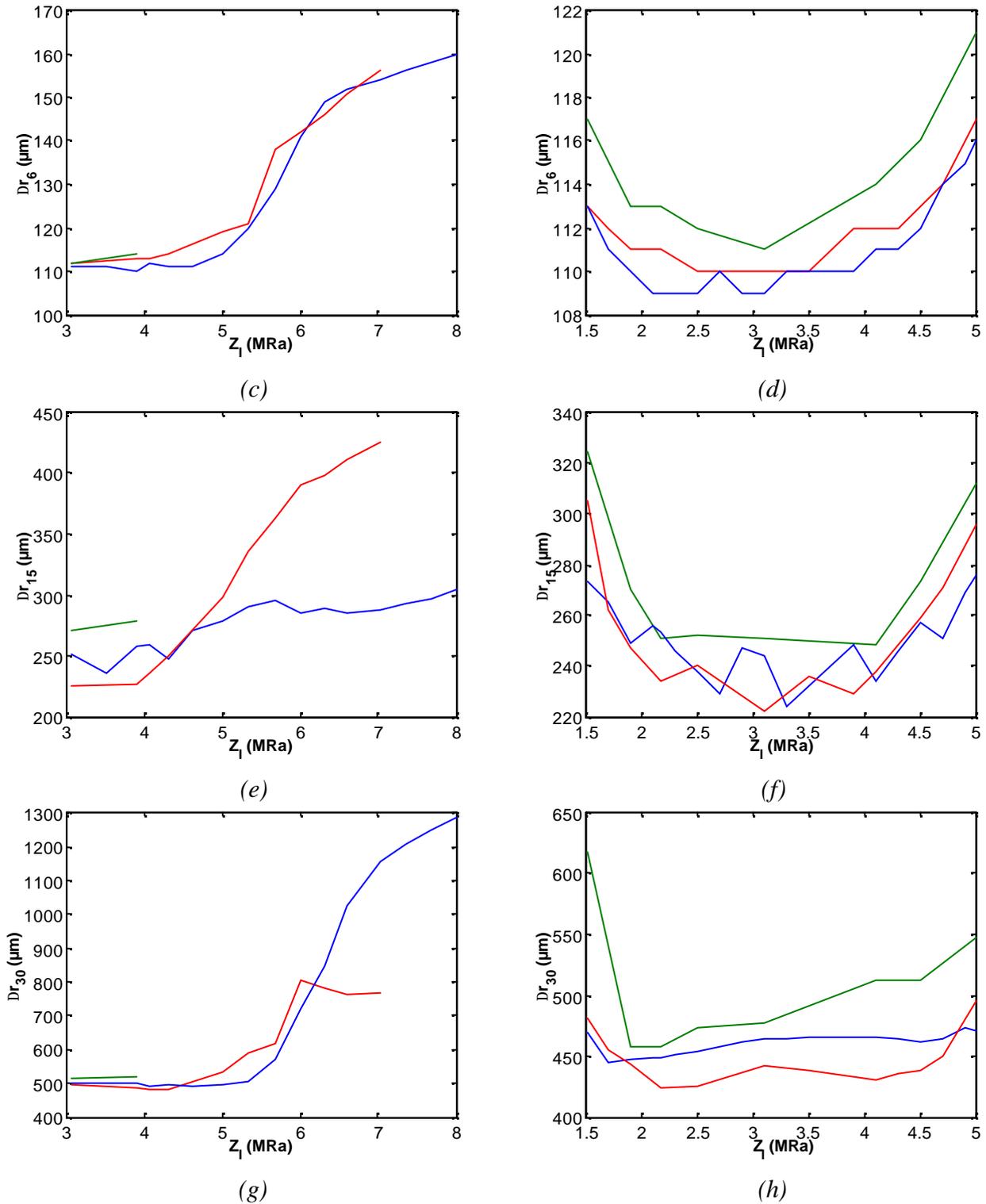


Figure III.31 : Largeurs de la tache focale à (a), (b) -3 dB, (c), (d) -6 dB, (e), (f) -15 dB et (g), (h) -30 dB, en fonction de l'impédance acoustique de la lentille pour les configurations de transducteurs (Figure III.3) avec (a), (c), (e), (g) lentille seule ; (b), (d), (f) (h) lame adaptatrice et lentille, déterminées avec les modèles éléments finis ATILA avec déplacement radial libre (vert), déplacement radial bloqué (rouge) et KLM étendu à l'axisymétrie (bleu).

III.4 Réponse électro-acoustique au point focal

Le champ de pression ayant été caractérisé et la distance focale F déterminée, les réponses électro-acoustiques sont calculées afin de déterminer les durées normalisées par rapport à la période centrale obtenues pour différents seuils. Comme précédemment, les résultats de propagation des trois modèles de source sont comparés. L'écart relatif maximum observé entre les différents modèles est d'environ 10 % jusqu'à un certain seuil de précision du calcul par éléments finis.

III.4.1 Comparaison des différents modèles

Une géométrie de lentille a été choisie (celle définie dans le paragraphe II.3.1) pour effectuer une comparaison des résultats obtenus pour les différents modèles. La réponse électro-acoustique est calculée au point focal pour chacun des modèles, et pour les deux configurations sans et avec lame adaptatrice (Figure III.32). Ainsi, les trois modèles donnent une réponse électro-acoustique très semblable, mis à part que le calcul par éléments finis ATILA avec déplacement radial libre produit un écho résiduel à partir de $t = 1,45 \mu\text{s}$. D'autre part, on peut noter que la lame adaptatrice permet d'obtenir une nette amélioration de la sensibilité et des durées à -3 et -6 dB.

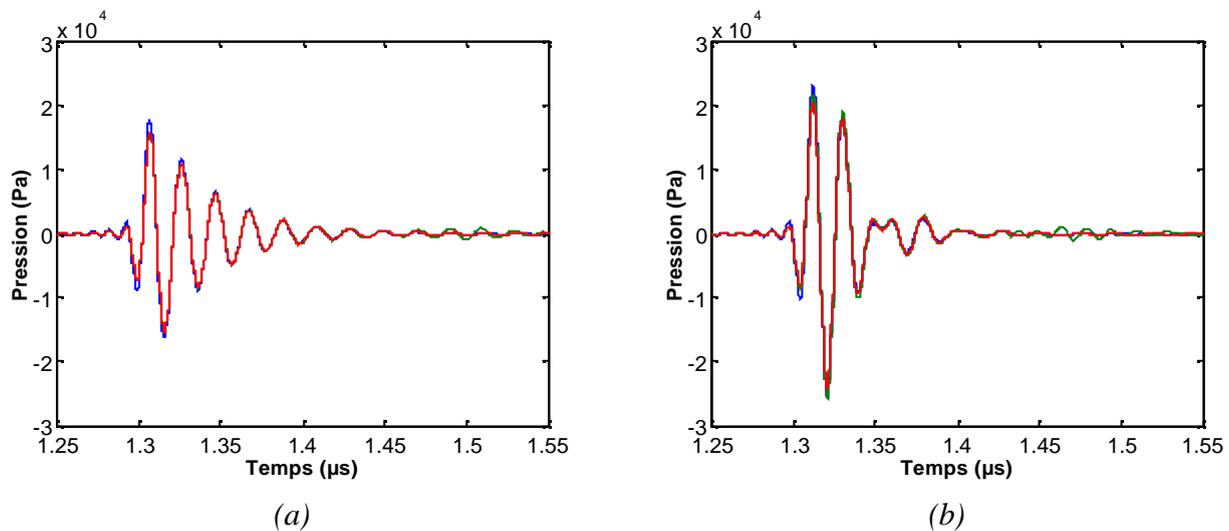


Figure III.32 : Réponses électro-acoustiques en pression obtenues au point focal pour les deux configurations (Figure III.3) avec (a) lentille seule ; (b) lame adaptatrice et lentille, de rayon de courbure $R_c = 2 \text{ mm}$ et de vitesse longitudinale $c_l = 2100 \text{ m/s}$, déterminées avec les modèles éléments finis ATILA avec déplacement radial libre (vert), déplacement radial bloqué (rouge) et KLM étendu à l'axisymétrie (bleu).

Les caractéristiques sont quantifiées et synthétisées dans le *Tableau III.7* en terme de sensibilité et de durée normalisée. La lame adaptatrice permet effectivement une amélioration d'environ 50 % de la sensibilité et des durées normalisées à -3 et -6 dB. Au-delà, les contributions calculées par les deux modèles éléments finis viennent fortement nuancer cette amélioration qui n'excède pas 30 % à -15 dB. La dégradation de la durée normalisée à -30 dB permet d'affirmer que la précision du calcul par éléments finis est comprise entre -15 et -30 dB. Par contre, le modèle KLM étendu à l'axisymétrie fait apparaître une amélioration de l'ordre de 30 % de la durée normalisée à -30 dB.

Modèle	Lame adaptatrice	amp (kPa)	d_3 / T_0	d_6 / T_0	d_{15} / T_0	d_{30} / T_0
ATILA avec u_r libre	(a) non	16,7	2,18	3,63	10,92	23,19
	(b) oui	24,6	1,40	2,20	9,66	24,53
ATILA avec u_r bloqué	(a) non	16,7	2,03	3,26	7,36	22,24
	(b) oui	27,7	1,32	1,97	5,19	24,12
KLM étendu à l'axisymétrie	(a) non	18,7	1,95	3,09	6,34	18,91
	(b) oui	26,3	1,31	1,95	4,71	14,42

amp : amplitude de l'enveloppe de la réponse électro-acoustique ; d_n/T_0 : durée gaussienne équivalente à $-n$ dB normalisée par rapport à la période de la réponse électro-acoustique.

Tableau III.7 : Caractérisation de la réponse électro-acoustique au point focal pour les configurations de transducteurs (Figure III.3) avec (a) lentille seule ; (b) lame adaptatrice et lentille, de rayon de courbure $R_c = 2$ mm et de vitesse longitudinale $c_l = 2100$ m/s.

III.4.2 Influence de l'impédance acoustique de la lentille

L'influence de la valeur de l'impédance acoustique de la lentille sur les durées gaussiennes (paragraphe 0) est évaluée sur la réponse électro-acoustique au point focal (*Figure III.33*). Les courbes illustrant les résultats donnés par les différents modèles ne sont exploitables que pour un seuil n'excédant pas -15 dB ; au-delà la courbe ne fait plus ressortir de tendance particulière. Pour la configuration sans lame adaptatrice (*Figure III.33 (a), (c), (e)*), la modélisation par éléments finis avec déplacement radial bloqué donne un optimum autour de $Z_l = 5,5$ MRa. Le calcul par éléments finis avec déplacement radial libre est divergeant pour $Z_l > 4$ MRa, d'où l'absence de résultats. Le modèle KLM étendu à l'axisymétrie ne donne pas d'optimum, mais la tendance indique un éventuel optimum au-delà de la zone d'investigation ($Z_l > 8$ MRa).

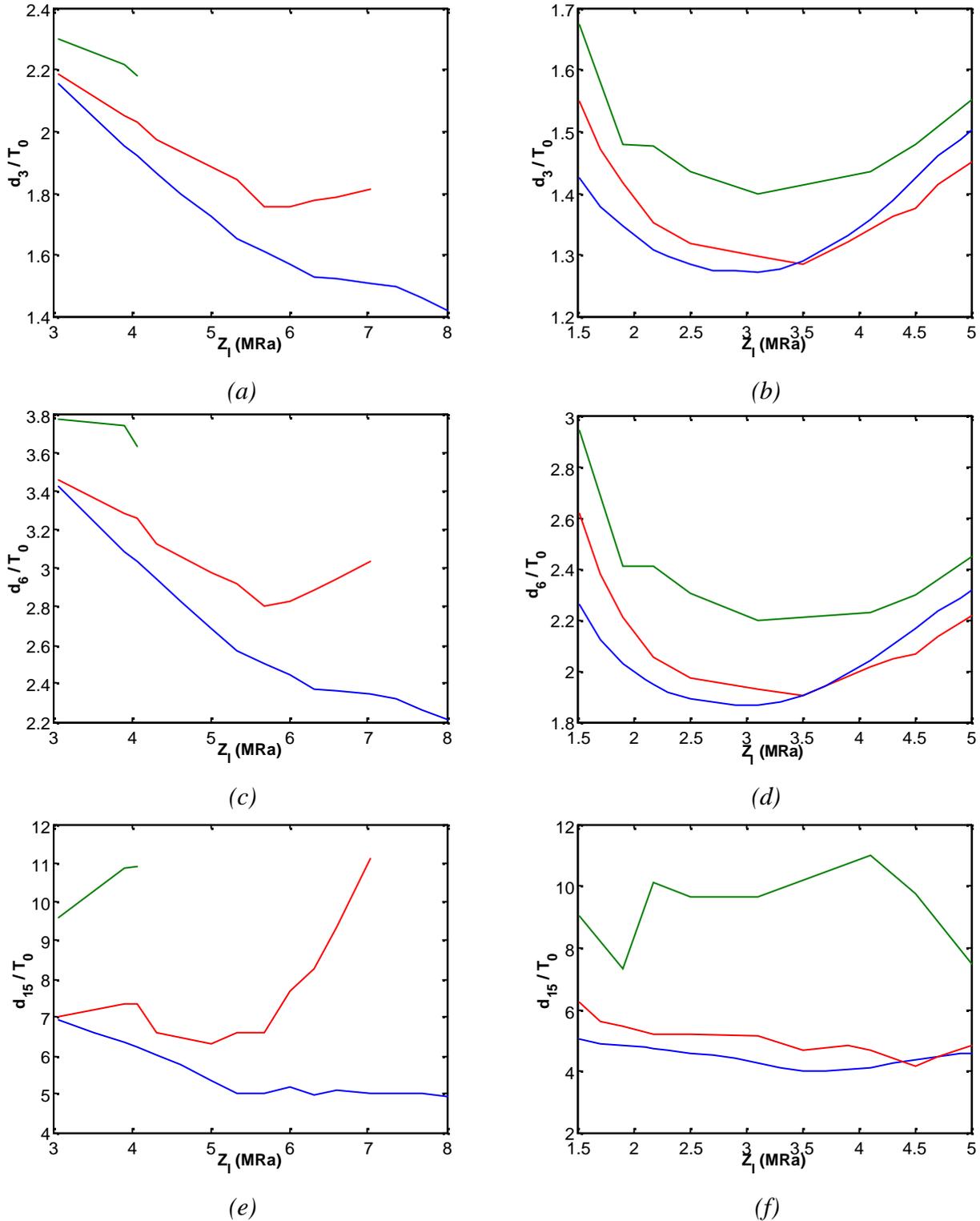


Figure III.33 : Durées normalisées par rapport à la période de la réponse électro-acoustique à (a), (b) -3 dB, (c), (d) -6 dB et (e), (f) -15 dB en fonction de l'impédance acoustique de la lentille pour les configurations de transducteurs (Figure III.3) avec (a), (c), (e) lentille seule ; (b), (d), (f) lame adaptatrice et lentille, déterminées avec les modèles éléments finis ATILA avec déplacement radial libre (vert), déplacement radial bloqué (rouge) et KLM étendu à l'axisymétrie (bleu).

Concernant la configuration avec lame adaptatrice (*Figure III.33 (b), (d), (f)*), les modélisations par éléments finis donnent un optimum pour les durées normalisées à -3 et -6 dB à $Z_l = 3$ MRa avec déplacement radial bloqué et $Z_l = 3,5$ MRa avec déplacement radial libre. Les durées évaluées à -3 et -6 dB pour les modélisations avec déplacement radial libre sont supérieures de 10 à 15 % à celles avec déplacement radial bloqué. Quant à la durée à -15 dB, elle est supérieure de 50 % environ. Ces résultats de modélisation par éléments finis avec déplacement radial libre vont dans le sens logique d'une dégradation des durées dès lors que les contributions radiales non maîtrisées sont prises en compte. Pour ce qui est de la modélisation avec KLM étendu à l'axisymétrie, l'optimum se situe à $Z_l = 3$ MRa pour les durées à -3 et -6 dB et à $Z_l = 3,7$ MRa pour la durée à -15 dB.

III.5 Résultats expérimentaux

Des transducteurs ont été réalisés en coopération avec la société *VERMON* afin de tenter de valider l'approche développée dans la partie précédente. Pour cela, des céramiques piézo-électriques (titanate de plomb) ont été assemblées avec un milieu arrière atténuant et en face avant avec une lame adaptatrice et une lentille pour améliorer la sensibilité et la résolution axiale.

III.5.1 Propriétés piézo-électriques

Des mesures d'impédance effectuées avec l'analyseur de spectre HP4395 (*Chapitre 1, Figure I.2*) ont permis de caractériser une série de 8 échantillons de disques piézo-électriques de titanate de plomb (Pz34 de *Ferroperm Piezoceramics*). Les caractéristiques identifiées ont été moyennées et les écarts à la moyenne quantifiés dans le *Tableau III.8*. Les pertes sont très faibles, et l'écart relatif élevé est dû à la difficulté à ajuster des valeurs aussi faibles. Les autres valeurs sont statistiquement proches, et l'écart relatif n'excède pas 6,3 %.

Z (MRa)	r (kg/m ³)	c_l (m/s)	S (mm ²)	e (μm)	f_a (MHz)	k_t (%)	$\epsilon_{33,r}^S$	d_m (%)	d_e (%)
36,4	7520	4840	27,1	229	10,5	38,7	205	0,36	0,35
±0,4	–	±40	±1,7	±5	±0,3	±1,2	±13	±0,25	±0,18

Z : impédance acoustique; r : masse volumique; c_l : vitesse longitudinale; S : surface; e : épaisseur; f_a : fréquence d'anti-résonance; k_t : coefficient de couplage du mode épaisseur; $\epsilon_{33,r}^S$: permittivité diélectrique relative à déformation constante; d_m : pertes mécaniques; d_e : pertes diélectriques.

Tableau III.8 : Propriétés électro-acoustiques des échantillons de céramique en titanate de plomb (Pz34 de Ferroperm Piezoceramics) utilisés pour la fabrication de transducteurs.

III.5.2 Configurations de transducteurs

Les propriétés du milieu arrière correspondent à une impédance acoustique $Z_{ar} = 3,3$ MRa et une atténuation $\mathbf{a} = 0,3$ dB/mm/MHz. Ces caractéristiques ont été choisies en adéquation avec les propriétés de l'élément piézo-électrique pour des applications en imagerie haute résolution. Pour un disque piézo-électrique avec une fréquence d'anti-résonance à $f_a = 10,5$ MHz, et un rayon de source $a = 2,95$ mm, la distance focale a été fixée à $F = 16$ mm. Cette distance focale permet d'obtenir un f_{number} compris entre 2 et 3 adapté pour l'imagerie médicale (III.29). La lame adaptatrice a été dimensionnée avec une épaisseur quart d'onde $I/4 = 40$ μm et une impédance acoustique $Z_{lame} = 5$ MRa (paragraphe A3.2.1.4, *Annexe 3*).

La lentille a alors été fabriquée en accord avec la formulation donnant la distance focale approchée F (III.27). Le moulage de la lentille concave focalisée sphérique a été réalisé avec la bille disponible de rayon le plus proche de la valeur calculée. Deux matériaux (polymères purs) ont été utilisés pour la fabrication de la lentille, respectivement avec des impédances acoustiques $Z_l = 2$ et 3 MRa. L'épaisseur de la lentille au centre a été testée en $I/4 = 40$ μm et en $5I/4 = 200$ μm , permettant normalement de maximiser le coefficient de transmission au centre de la lentille (*Figure III.21*).

Trois transducteurs ont ainsi été fabriqués et caractérisés, et deux d'entre eux sont illustrés par la *Figure III.34*. Les résultats expérimentaux obtenus ont été comparés à ceux obtenus par simulation. Toutes ces caractéristiques des lentilles sont résumées dans le *Tableau III.9* suivant :

Transducteur	e_l (μm)	R_c (mm)	F (mm)	f_{number}	Z_l (MRa)
1	40	6,7	16,0	2,7	3
2	200	6,7	16,0	2,7	3
3	40	4,0	16,8	2,8	2

e_l : épaisseur au centre de la lentille ; R_c : rayon de courbure de la lentille ; F : distance focale ; f_{number} : rapport $F/(2a)$; Z_l : impédance acoustique de la lentille.

Tableau III.9 : Caractéristiques et propriétés des lentilles.

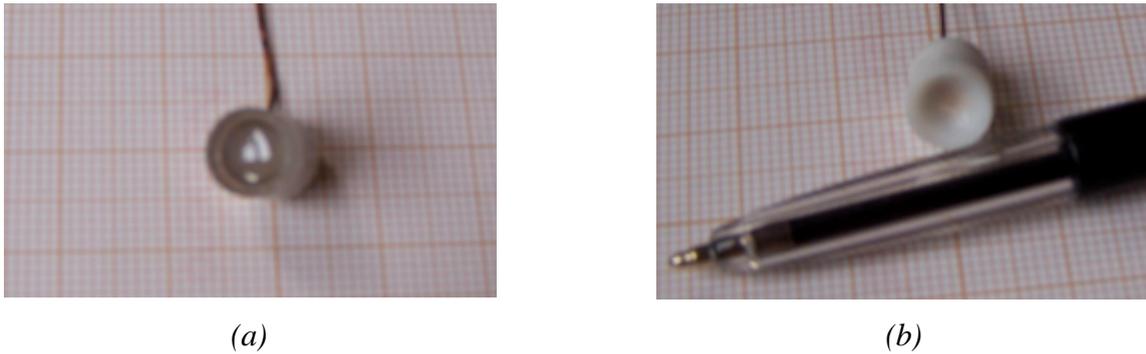


Figure III.34 : Transducteurs à base de titanate de plomb focalisés avec une lentille de rayon de courbure (a) $R_c = 6,7$ mm pour le transducteur 1 et (b) $R_c = 4$ mm le transducteur 3.

III.5.3 Comparaison entre les modèles

Les résultats obtenus pour les deux modèles ATILA avec déplacement radial libre et KLM étendu à l'axisymétrie sont en bon accord, excepté l'écho résiduel observé (*Figure III.35 (a)*) dans le cas de la source calculée par la méthode des éléments finis avec ATILA pour un déplacement radial libre. Cet écho est à l'origine des perturbations observées sur le spectre (*Figure III.35 (b)*).

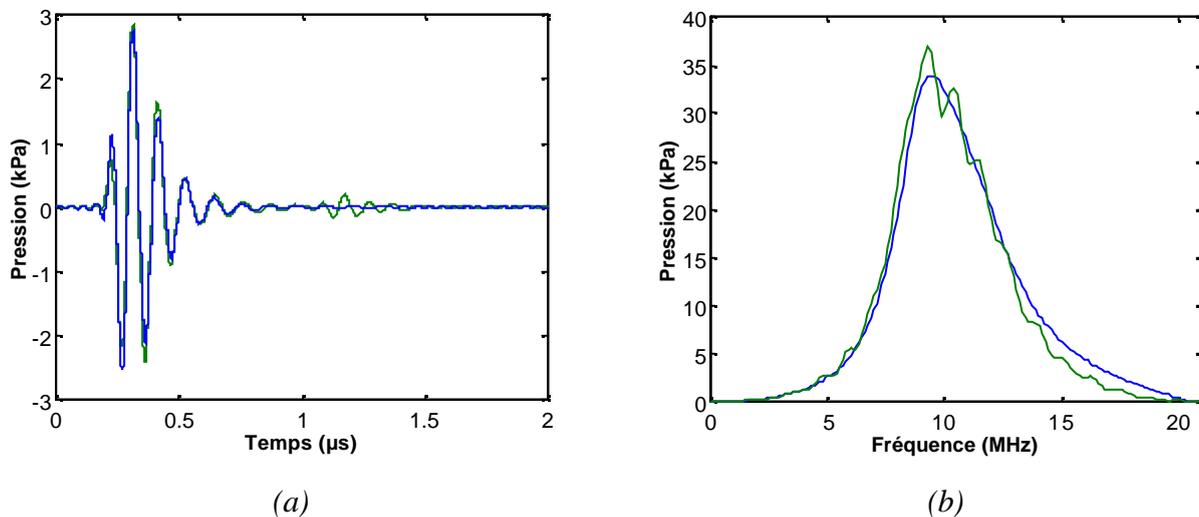


Figure III.35 : (a) Réponses électro-acoustiques en pression et (b) spectres simulés au point focal pour le transducteur 3 (Tableau III.9) obtenus avec les modèles ATILA avec déplacement radial libre (vert) et KLM étendu à l'axisymétrie (bleu).

Les caractéristiques de focalisation obtenues sont alors comparées pour les deux modèles de source utilisés (*Tableau III.10*) et pour les trois transducteurs simulés (*Tableau III.9*).

Transducteur	Méthode	G	F (mm)	DOF_3 (mm)	Δr_3 (μm)	Δz_3 (μm)	Δz_{15} (μm)
1	(a) KLM étendu	11,1	15,2	6,30	372	87	250
	(b) MEF ATILA	10,7	15,1	6,69	385	89	249
2	(a) KLM étendu	11,1	15,2	6,32	373	88	248
	(b) MEF ATILA	10,8	15,1	6,64	383	83	316
3	(a) KLM étendu	10,0	16,3	6,74	399	92	233
	(b) MEF ATILA	9,8	16,2	7,68	421	97	229

G : gain de focalisation ; F : distance focale ; DOF_3 : profondeur de champ à -3 dB ; Δr_3 : résolution radiale ; Δz_3 : résolution axiale ; Δz_{15} : contraste axial à -15 dB.

Tableau III.10 : Caractéristiques de la focalisation en émission des transducteurs 1 à 3 (Tableau III.9), déterminées avec les modèles (a) KLM étendu à l'axisymétrie et (b) éléments finis ATILA avec déplacement radial libre.

Ces résultats montrent ainsi que la modélisation par éléments finis de tous les modes de vibration n'est pas nécessaire pour les configurations choisies ici. Le modèle KLM étendu à l'axisymétrie est donc un outil de modélisation alternatif aux éléments finis satisfaisant, même pour des configurations fortement incurvées. Ainsi, le rapport R_c/a (paragraphe 0) est traduit en terme de courbure de la lentille concave, et décrit par l'angle d'ouverture \mathbf{q}_{\max} :

$$\mathbf{q}_{\max} = \text{Arc sin} \left(\frac{a}{R_c} \right) \quad (\text{III.48})$$

Cet angle atteint les valeurs relativement importantes de 26 (échantillons 1 et 2) et 48 degrés (échantillon 3). Malgré cela, le modèle de type KLM étendu à l'axisymétrie permet de décrire de façon satisfaisante l'effet produit par la lentille, essentiellement longitudinal.

III.5.4 Comparaison entre expérience et modèle

Il reste maintenant à vérifier la cohérence des résultats donnés par les modèles avec les résultats expérimentaux. Ainsi, les résultats expérimentaux relevés en émission-réception pour les transducteurs 1 à 3 sont comparés avec ceux donnés par le modèle KLM étendu à l'axisymétrie. Comme l'illustre la *Figure III.36*, les réponses électro-acoustiques expérimentales et simulées en émission-réception à la distance focale sur une cible plane sont similaires.

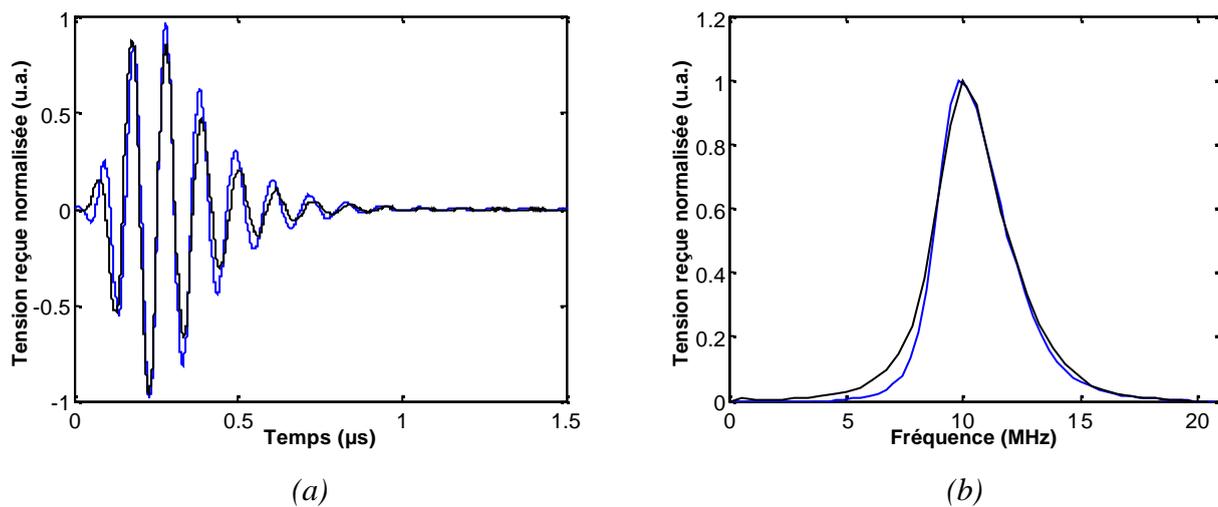


Figure III.36 : (a) Réponses électro-acoustiques en émission-réception et (b) spectres correspondants pour le transducteur 3 (Tableau III.9) simulés avec le modèle KLM étendu à l'axisymétrie (bleu), et comparés avec les résultats expérimentaux (noir).

Les caractéristiques expérimentales obtenues en émission-réception sont comparées avec celles simulées pour les trois échantillons (*Tableau III.11*). Les erreurs relatives maximales relevées sont de 22 % pour la résolution axiale, 15 % pour le contraste axial. Pour la bande passante relative à -6 et -30 dB, les erreurs relatives maximales sont respectivement de 13 et 30 %. L'épaisseur au centre de la lentille qui varie d'une longueur d'onde pour les échantillons 1 et 2, avec respectivement $e_l = I/4$ et $5I/4$ (*Tableau III.9*) ne semble pas être un paramètre critique. Cependant, l'atténuation dans la lentille dépendant de la fréquence centrale et de la distance parcourue, l'épaisseur minimale de la lentille (au centre) peut influencer sur la sensibilité.

Echantillon	Méthode	F (mm)	Δz_6 (μm)	Δz_{30} (μm)	$\Delta f_{6,r}$ (%)	$\Delta f_{30,r}$ (%)
1	(a) KLM étendu	15,1	251	653	26	81
	(b) Expérimentale	15,9	205	566	30	115
2	(a) KLM étendu	15,1	248	640	26	82
	(b) Expérimentale	15,9	213	574	28	109
3	(a) KLM étendu	16,2	219	600	34	83
	(b) Expérimentale	16,2	197	567	33	110

F : distance focale ; Δz_6 : résolution axiale ; Δz_{30} : contraste axial à -30 dB ; $\Delta f_{6,r}$: bande passante relative à -6 dB ; $\Delta f_{30,r}$: bande passante relative à -30 dB.

Tableau III.11 : Caractéristiques en émission-réception des échantillons 1 à 3 (Tableau III.9), déterminées avec le modèle (a) KLM étendu à l'axisymétrie et (b) expérimentalement.

Les valeurs relevées expérimentalement correspondent bien à celles indiquées par les relations entre durée et bande passante à $-n$ dB (III.19). Ainsi, pour une excitation gaussienne, une bande passante relative $\Delta f_{6,r} = 26$ %, et une fréquence centrale $f_0 = 10,5$ MHz donnent une résolution axiale de $\Delta z_6 = 242$ μm et un contraste axial $\Delta z_{30} = 541$ μm , ce qui permet d'obtenir une bonne approximation des valeurs effectivement relevées (bien que sous évaluées de 5 à 15 %). Le rapport entre les valeurs obtenues pour une gaussienne et celles obtenues expérimentalement donnent une estimation du facteur de forme de l'excitation, respectivement 95 % à -6 dB et 85 % à -30 dB (le 100 % correspondant à une gaussienne).

III.6 Perspectives

L'étude réalisée dans cette partie a consisté à optimiser les propriétés acoustiques de la lentille pour une géométrie donnée. Réciproquement, une autre problématique pourrait être une optimisation de la géométrie de la lentille en fonction de ses propriétés acoustiques. En effet, l'atténuation dans la lentille dépendant de la distance parcourue, un compromis reste donc à déterminer en fonction de l'atténuation et de l'amélioration du compromis sensibilité/bande passante sur tout le profil de la surface de la lentille (Figure III.21).

L'épaisseur de la lentille au centre e_l peut être optimisée en fonction de l'atténuation \mathbf{a} dans la lentille et du coefficient de transmission global T_g en terme de compromis entre la sensibilité amp , la résolution axiale d_6 et le contraste axial d_{30} .

La procédure d'optimisation consiste à faire varier le paramètre étudié (l'impédance acoustique Z_l , l'atténuation \mathbf{a} , l'épaisseur au centre e_l) par itérations successives, et à calculer l'indice de performance IP (I.6) comme spécifié par le schéma *Figure III.2*.

D'autre part, des profils autres que le profil sphérique $P(r)$ peuvent faire l'objet d'une optimisation. Ainsi, le modèle de transduction KLM étendu à l'axisymétrie permet de prendre en compte un profil quelconque (sous condition de dérivabilité : en général ajusté par un polynôme), par ailleurs utilisé pour calculer la fonction de transfert en émission (*Chapitre 2*). En effet, ce profil $P(r)$ joue le rôle d'une interface entre le solide et le liquide, modélisés respectivement par KLM étendu à l'axisymétrie puis par le code de propagation. Il agit donc sur la fonction de transfert lors de la transduction, mais aussi sur la géométrie de la source propagée.

IV Conclusion

Au cours de ce chapitre, un indice de performance a d'abord été défini en vue de caractériser la réponse électro-acoustique émise par le transducteur. Cet indice modulable permet de déterminer un compromis entre sensibilité, résolution et contraste. Il a été étudié dans le cas d'une excitation gaussienne, pour laquelle les durées et bandes passantes sont corrélées. Les relations et ordres de grandeur obtenus sont néanmoins ceux relevés sur les réponses électro-acoustiques classiques et permettent de qualifier la forme de la réponse obtenue.

Ensuite, des configurations typiques de transducteur mono-élément haute fréquence équipé d'une lentille en face avant ont été décrites, et la lentille a été dimensionnée de façon à donner la distance focale voulue. Le champ de déplacement ou de pression délivré à la surface du transducteur a alors été modélisé au moyen d'un logiciel de calcul par éléments finis avec deux conditions aux limites. Des méthodes de modélisation approchées alternatives sont testées, et un modèle KLM étendu à l'axisymétrie a été mis en place. Le résultat obtenu avec ce modèle a été comparé de façon très satisfaisante à celui obtenu avec une modélisation par éléments finis. En effet, seulement une très légère différence a été observée entre les résultats obtenus avec une modélisation par éléments finis avec ou sans le déplacement radial. Ce résultat a permis de quantifier les effets des modes radiaux sur le champ rayonné et sur la réponse électro-acoustique.

Enfin, les sources de pression calculées à la surface de la lentille ont été propagées au moyen d'outils développés dans le chapitre précédent. Les champs de pression rayonnés par les différents modèles de source ont été comparés, en particulier dans l'axe, puis dans le plan focal. Les caractéristiques obtenues ont été décrites en fonction de l'impédance acoustique de la lentille pour une distance focale donnée. Les réponses électro-acoustiques au point focal ont alors été comparées

en fonction de l'impédance acoustique de la lentille, au moyen de caractéristiques dont certaines ont ensuite été regroupées dans l'indice de performance. Pour finir, des résultats expérimentaux ont été comparés à ceux simulés avec le modèle KLM étendu à l'axisymétrie. L'adéquation entre les résultats expérimentaux et simulés permet de valider le modèle KLM étendu à l'axisymétrie qui comporte deux avantages majeurs : il permet de réaliser un calcul de transduction de façon très satisfaisante, et ce plus de 100 fois plus rapidement qu'un modèle par éléments finis. De plus, il se prête bien à une utilisation itérative, utile pour une optimisation des propriétés de la lentille ou de tout autre couche constituant le transducteur.

Bibliographie :

1. Desmare R., *Optimisation de transducteurs ultrasonores à structure multicouche*. Thèse de doctorat en Acoustique. Université du Maine. Académie de Nantes, 1999.
2. Lucas B.G., Muir T.G., *The field of a focusing source*. Journal of the Acoustical Society of America, 1982. **72**(4): p. 1289-1296.
3. Thijssen J.M., Verhoef W.A., Cloostermans M.J., *Optimisation of ultrasonic transducers*. Ultrasonics, 1985: p. 41-46.
4. Marechal P., Levassort F., Tran-Huu-Hue L.P., Lethiecq M., *Electro-acoustic response at the focal point of a focused transducer as a function of the acoustical properties of the lens*. Proceeding of the 5th World Congress on Ultrasonics, 2003: p. 535-538.
5. Berryman J.G., *Long-wavelength propagation in composite elastic media I. Spherical inclusions*. Journal of the Acoustical Society of America, 1980. **68**(6): p. 1809-1819.
6. Berryman J.G., *Long-wavelength propagation in composite elastic media II. Ellipsoidal inclusions*. Journal of the Acoustical Society of America, 1980. **68**(6): p. 1820-1831.
7. Berryman J.G., *Single-scattering approximations for coefficients in Biot's equations of poroelasticity*. Journal of the Acoustical Society of America, 1992. **91**(2): p. 551-571.
8. Tannaka Y., Koshikawa T., *Solid-liquid compound hydroacoustic lens of low aberration*. Journal of the Acoustical Society of America, 1973. **53**(2): p. 590-595.
9. Fink K., *Computer simulation of pressure fields generated by acoustic lens beamformers*. Master of Science in Electrical Engineering Thesis. University of Washington, 1994: p. 1-56.
10. Hughes W.J., Craig J.R., *The focusing properties of an acoustic thin lens and zone plate*. Applied Research Laboratory. Pennsylvania State University, 1996. **TR96**(3): p. 1-33.

11. Cornelius T.A., Williams K.L., *Note on the calculation of the spherically aberrated field of an acoustic lens*. Applied Physics Laboratory. University of Washington, 1992. **TM92**(7): p. 1-39.
12. Kossof G., *Analysis of focusing action of spherically curved transducers*. Ultrasound in Medicine and Biology, 1979. **5**(4): p. 359-365.
13. Baboux J.C., Brissaud M., Charreaux C., Descombes M., Jayet Y., Laracine M., Louail G., Rocher A., Vincent A., *Contrôle non destructif par ultrasons*. Centre d'Actualisation Scientifique et Technique, 1987. **Niveau II**(Tome I).
14. Royer D., Dieulesaint E., *Ondes élastiques dans les solides. Tome 1: Propagation libre et guidée*. Masson ed. 1996.
15. Wang H., Cao W., *Characterizing ultra-thin matching layers of high-frequency ultrasonic transducer based on impedance matching principle*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, 2004. **51**(2): p. 211-215.
16. Marechal P., Levassort F., Tran-Huu-Hue L.P., Félix N., Lethiecq M., *Effect of acoustical properties of a lens on the pulse-echo response of a single element transducer*. IEEE Proceedings of the Ultrasonics Symposium, 2004.

