

# Manipulation de fronts d'ondes ultrasonores à l'aide de lentilles acoustiques poreuses, plates et ultrafines

**Thomas Brunet et Olivier Poncelet**

Université de Bordeaux  
CNRS, Bordeaux INP, ENSAM, UMR 5295, I2M  
F-33405 Talence  
E-mail : thomas.brunet@u-bordeaux.fr

**Jacques Leng**

Université de Bordeaux  
CNRS, Solvay, UMR 5258, LOF  
F-33608 Pessac

**Olivier Mondain-Monval**

Université de Bordeaux  
CNRS, UMR 5031, CRPP  
F-33600 Pessac

**Résumé**

Depuis les années 2010, les métasurfaces se sont révélées être des dispositifs efficaces et compacts pour la manipulation de fronts d'ondes. Les métasurfaces sont des structures très fines (d'épaisseur sub-longueur d'onde) qui permettent de mettre en forme n'importe quel front d'onde en introduisant des variations de phase dans la réponse spatiale des ondes qui traversent ces structures planes. Dans cet article, nous décrivons une nouvelle classe de métasurfaces à gradient d'indice acoustique, conçues à partir de silicone poreux, dédiées à la mise en forme de fronts d'ondes ultrasonores tridimensionnels. Les fonctionnalités de ces lentilles plates et ultrafines seront illustrées à travers des expériences ultrasonores de focalisation et de génération de vortex acoustiques menées dans l'eau. Cette nouvelle génération de métasurfaces pourrait avoir des applications importantes dans divers domaines utilisant des champs ultrasonores bien précis (imagerie biomédicale, contrôle non destructif, manipulation de petits objets) car leur fabrication met en jeu des procédés relativement simples issus de la science des polymères.

**Summary**

Since the 2010s, metasurfaces have proved to be effective and compact devices for the design of arbitrary wavefronts. Indeed, metasurfaces are planar metamaterials with a subwavelength thickness that allow for wavefront shaping by introducing in-plane gradients of phase in the spatial wave response of these flat structures. In this article, we report a new class of acoustic gradient-index metasurfaces, engineered from soft graded-porous silicone rubbers with a high acoustic index, for broadband ultrasonic 3D-wavefront shaping. The functionalities of these soft flat lenses are illustrated through various experiments, which demonstrate beam steering and beam focusing, as well as vortex beam generation in free space. These acoustic gradient-index metasurfaces may have important applications in various domains using designed ultrasonic fields (biomedical imaging, industrial non-destructive testing, contactless particle manipulation), since their fabrication is relatively simple with chemical engineering of common polymers.

## Introduction

Les métasurfaces sont des objets dont la fonction est la manipulation spatiale de fronts d'onde de volume par transmission ou réflexion. Le concept de métasurface correspond à un dispositif idéalement d'épaisseur nulle induisant des sauts de phase et/ou des modifications d'amplitude localisés. Dans la pratique et selon les physiques mises en jeu (optique, micro-ondes, acoustique, ondes de gravité, etc.) les dispositifs sont plus ou moins épais, mais doivent tous avoir par définition une épaisseur bien inférieure à la longueur d'onde de l'onde incidente qui est la dimension spatiale caractéristique des phénomènes ondulatoires. Ainsi, en altérant localement les propriétés d'un champ incident, une métasurface peut théoriquement former des champs complexes à partir de champs « simples » (ondes planes par exemple). Des

opticiens ont appelé l'ensemble de ces activités « flat optics ». Les premiers concepts puis réalisations ont débuté récemment au début des années 2010, et les acousticiens ont eux aussi débuté des recherches dans le domaine de ce qu'on pourrait appeler « flat acoustics », c'est-à-dire l'acoustique plate. Parmi les objectifs affichés pour ces objets acoustiques, notons principalement l'ambition de générer des champs à structures de phase complexes par des moyens passifs, s'affranchissant ainsi des méthodes électroniques multivoies. Une conséquence importante pourrait être la fabrication en masse d'objets acoustiques low cost pour des applications simples, mais aussi la réalisation de dispositifs de pointe aux performances nouvelles. Le champ est ouvert et l'approche de la fabrication détermine complètement le domaine d'application des métasurfaces conçues (audible, ultrasons, etc.) et leurs performances.

Parce que le principe même des métasurfaces repose principalement sur des sauts de phase induits à travers une surface d'épaisseur très fine, leur conception est liée aux lois de Snell généralisées qui incorporent ces propriétés au sein des lois classiques de la réfraction.

### Lois de Snell généralisées

Ici nous présentons une formulation simplifiée bidimensionnelle des lois de Snell généralisées [1] qui sont une extension des lois classiques de la réflexion/réfraction, auxquelles est ajoutée la possibilité d'un saut de phase induit au niveau de la surface de séparation entre les deux milieux, et variable spatialement le long de celle-ci. L'expression locale (à une position  $x$  fixée de l'interface) de ces lois de Snell généralisées en transmission à une interface plane entre deux milieux différents peut se présenter ainsi (expression à comprendre au sens des rayons) :

$$k_2 \sin(\theta_2) = k_1 \sin(\theta_1) + \frac{d\Delta\varphi(x)}{dx} \quad (1)$$

où  $k_1$  et  $\theta_1$  sont le nombre d'onde et l'angle d'incidence dans le premier milieu tandis que  $k_2$  et  $\theta_2$  sont le nombre d'onde et l'angle de réfraction dans le second milieu.  $\Delta\varphi$  est la fonction « saut de phase » induite par la métasurface lors de sa traversée. Des lois en réflexion peuvent aussi être obtenues pour la même métasurface [2]. Avec ce type de lois pour la réfraction, on observe aisément qu'il est possible de transformer un front d'onde d'entrée en un front d'onde sur mesure de sortie grâce à un design approprié de la fonction « saut de phase ».

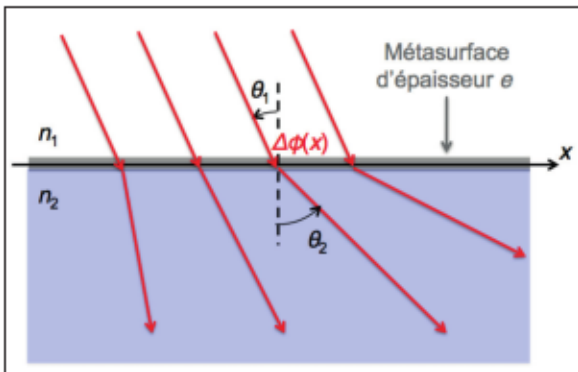


Fig. 1 : Schéma du principe de fonctionnement d'une métasurface à gradient de phase

### Des métasurfaces aux différents principes de fonctionnement

De nombreux types de dispositifs ont été conceptualisés et réalisés. En acoustique [3], la plupart des métasurfaces impliquent un phénomène de propagation d'ondes de volumes ou guidées dans le sens de l'épaisseur du dispositif qui va induire un déphasage conséquent entre la sortie et l'entrée du système. Pour ces concepts, l'épaisseur matérielle doit être relativement fine (très fine devant la longueur d'onde  $\lambda_1$  de l'onde incidente) mais théoriquement finie pour que le saut de phase puisse avoir lieu et être suffisamment important afin d'affecter les lois généralisées de Snell (i.e., avec un saut de phase  $\Delta\varphi$  non négligeable). Le déphasage induit peut s'exprimer simplement

de la façon suivante :  $\Delta\varphi = ke = 2\pi e/\lambda$  où  $e$  est l'épaisseur de la métasurface,  $k$  et  $\lambda$  le nombre d'onde et la longueur d'onde associés au constituant de la métasurface. L'idée directrice de ce type de métasurfaces est d'augmenter artificiellement le rapport  $e/\lambda$  apparent, tout en ayant une épaisseur structurelle fine devant les longueurs d'ondes des milieux environnants.

- Pour cela, une première approche est celle des structures labyrinthiques (« *coiling space* » en anglais) qui font voyager les ondes entrantes depuis le milieu amont 1 vers la sortie dans le milieu aval 2 à travers toute une série de chemins tortueux faisant de multiples allers-retours dans l'épaisseur [4-6]. Ainsi le chemin de phase  $\Delta\varphi$  se trouve concrètement allongé car l'épaisseur  $e$  de la métasurface est virtuellement agrandie. La variation spatiale contrôlée de l'épaisseur virtuelle  $e(x)$ , c'est-à-dire la longueur des labyrinthes, permet alors d'accorder les lois de Snell généralisées. **C'est une approche de type structurelle.**

- Une deuxième manière consiste à considérablement réduire la longueur d'onde  $\lambda$  (ou à augmenter le nombre d'onde  $k$ ) au sein même de la métasurface. Cela revient en pratique à diminuer au plus bas possible la célérité des ondes par rapport aux milieux environnants. Si l'on souhaite fabriquer une métasurface fonctionnant dans l'eau par exemple, dont la vitesse du son vaut  $c_0 = 1\,500$  m/s, les seuls matériaux solides homogènes qui présentent des célérités plus faibles sont les polymères dont les vitesses du son sont de l'ordre de  $c = 1\,000$  m/s (correspondant donc à un indice acoustique défini par rapport à l'eau de  $n = c_0/c = 1,5$ ). Pour espérer baisser d'un ordre de grandeur ou plus la célérité des ondes (ou augmenter l'indice acoustique  $n$ ) avec de la matière dense, il existe une voie, celle des matériaux élastomériques poreux. La mécanique très particulière de ces milieux constitués de micro-cavités d'air distribuées dans une matrice à très faible coefficient de cisaillement, crée un lien fonctionnel direct et étonnant entre la célérité des ondes longitudinales et la porosité du composite [7]. Ces matériaux souples et poreux deviennent alors des candidats idéaux pour aborder la problématique de confection de métasurfaces acoustiques en fluide lourd [8]. Vis-à-vis des autres concepts de métasurfaces déjà présentés précédemment, il s'agit ici d'une **approche de type matériaux.**

### Façonner des fronts ultrasonores avec des métasurfaces à gradient d'indice élevé

On considère une métasurface basée sur le principe de la propagation « lente » à travers l'épaisseur d'un composite constitué d'un élastomère poreux. Dans le cadre d'une présentation bidimensionnelle du dispositif, le déphasage local le long de la surface (axe  $x$ ) est donné par  $\Delta\varphi(x) = k(x)e = 2\pi e/\lambda(x) = \omega e/c(x)$ , où  $\omega$  est la pulsation et  $c(x)$  la célérité locale dans la métasurface (constante dans l'épaisseur). Dans le cas particulier d'un front plan en incidence normale dans le milieu amont ( $\theta_1 = 0$ ), les lois de Snell généralisées (1) deviennent en chaque point  $x$  :

$$\sin\theta_2(x) = e \frac{dn(x)}{dx} \quad (2)$$



avec  $n(x) = c_2/c(x)$  l'indice acoustique local de la métasurface, relativement au milieu aval. L'équation (2) identifie les angles de réfraction  $\theta_2$  des rayons sortants de la métasurface à la position  $x$ . Dès lors on imagine aisément à l'aide de l'équation (2) l'intérêt certain d'avoir à disposition une large gamme de valeurs d'indice acoustique  $n(x)$  afin de pouvoir générer des angles de réfraction potentiellement élevés (fort gradient d'indice).

### Fabrication des métasurfaces acoustiques

Dans de récents travaux [9,10], nous avons pu montrer que l'indice acoustique d'un matériau « caoutchouteux » et poreux varie de façon dramatique avec sa porosité. Typiquement, dans notre cas, nous avons pu réaliser des matériaux, à base de silicone, ayant des indices acoustiques compris entre 1 (à porosité nulle) et 40 (pour des porosités d'environ 30%) [11,12], ce qui représente des valeurs d'indice acoustique inatteignables par tout autre matériau solide. Pour les matériaux présentés dans cet article, nous avons utilisé des silicones poreux avec des porosités de 0% à 15%

et dont l'indice acoustique (défini par rapport à l'eau) varie de 1 jusqu'à 7,5 comme indiqué dans la figure 2.

Ces matériaux poreux sont obtenus par ce que l'on appelle du moulage d'émulsions (« *emulsion templating* » en anglais). Le principe est le suivant : on disperse tout d'abord une solution aqueuse dans un fluide polymérisable (de l'huile de silicone polymérisable dans notre cas) sous la forme de gouttes de taille typiquement micrométrique. La phase continue de l'émulsion ainsi obtenue est ensuite polymérisée, soit thermiquement, soit par l'application d'un rayonnement UV et l'on obtient ainsi une matrice élastomère dans laquelle un volume contrôlé d'eau est suspendu sous la forme de gouttelettes d'eau à l'état liquide. Différentes techniques de séchage [13] peuvent ensuite être utilisées afin d'évacuer l'eau du matériau. On peut ainsi obtenir une matrice élastomère poreuse dont la géométrie et la fraction relative de pores, sa porosité donc, sont fixées par la taille des gouttelettes d'eau et leur quantité relative dans l'émulsion de départ, ce qui est parfaitement contrôlable expérimentalement.

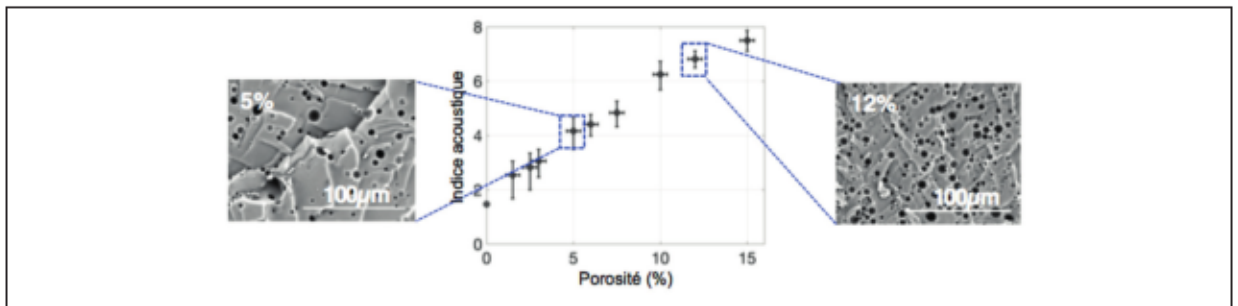


Fig. 2 : Indice acoustique  $n$  (relatif à l'eau) mesuré pour des silicones poreux dont la porosité varie de 0% à 15%. Les deux images obtenues par microscopie électronique montrent la présence de nombreuses micro-cavités (taille typique 1-10µm) d'air réparties dans la matrice « souple » faite de silicone, pour des matériaux de porosités 5% et 12%

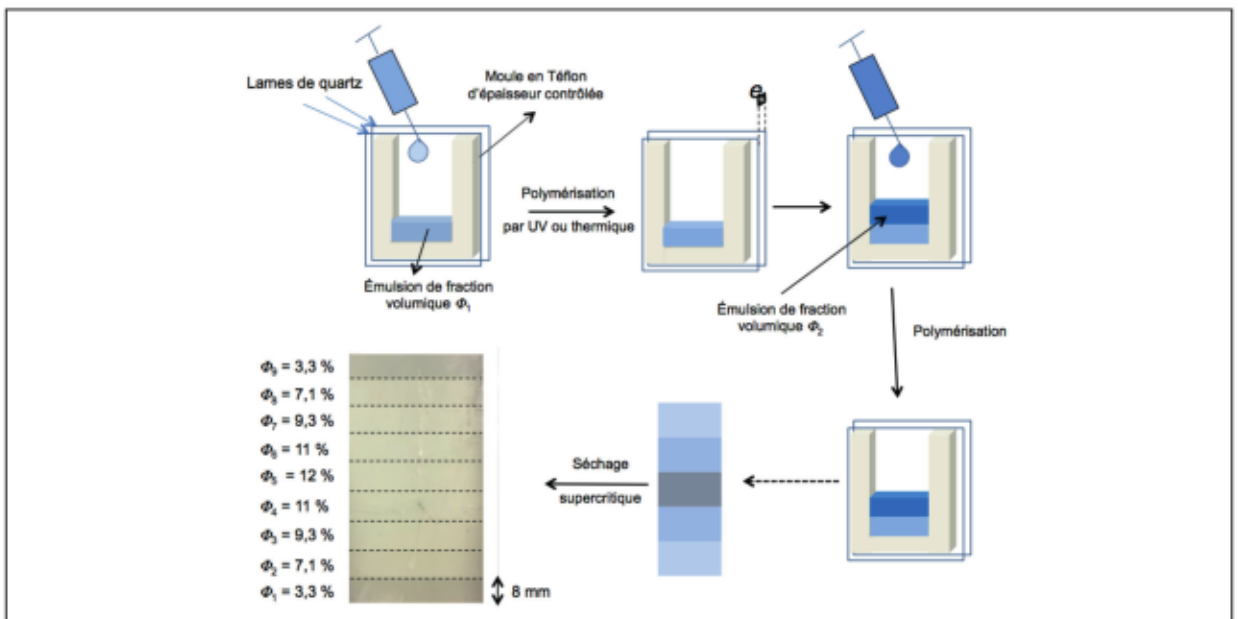


Fig. 3 : Schéma décrivant la procédure de fabrication d'une métasurface à gradient d'indice acoustique (ici hyperbolique). Un moule de téflon, d'épaisseur contrôlée et maintenu entre deux plaques de quartz, est rempli par des couches successives d'émulsions de fractions volumiques  $\phi$  préalablement choisies pour obtenir un gradient d'indice donné. Entre chaque ajout, l'émulsion est polymérisée. L'ensemble est ensuite démoulé puis séché (par exemple en utilisant du  $\text{CO}_2$  supercritique) pour obtenir une métasurface plate et fine (épaisseur  $e = 2$  mm) comme montré sur la photo (en vue du dessus) en bas à gauche de la figure. Cette métasurface à gradient d'indice acoustique hyperbolique servira à focaliser les ultrasons.

Ainsi, il vient que, si des émulsions de fraction volumique en eau contrôlée et de valeurs différentes sont spatialement disposées sur une surface puis polymérisées *in situ*, il est possible d'obtenir un matériau à gradient de porosité, donc à gradient d'indice acoustique. Par exemple, on peut disposer une série d'émulsions dont les fractions volumiques s'échelonnent de façon à obtenir un gradient d'indice acoustique choisi. On peut ensuite passer à l'étape de mise en forme des matériaux en fonction des propriétés recherchées (déviations d'un faisceau ultrasonore, focalisation, etc.).

Afin de disposer spatialement la porosité au sein d'un échantillon, nous procédons de la façon décrite sur la figure 3, page précédente. Des émulsions de fractions volumiques variables sont déposées couche après couche dans un moule d'épaisseur contrôlée. La polymérisation étant effectuée à chaque cycle de dépôt d'une nouvelle couche, les émulsions de différentes fractions volumiques ne se mélangent pas. L'épaisseur du moule en téflon détermine l'épaisseur finale  $e$  du matériau et peut varier entre typiquement 0,5 et 5 mm pour une polymérisation par rayonnement UV (voire beaucoup plus si celle-ci est réalisée thermiquement). Afin de permettre la polymérisation UV, l'échantillon est maintenu entre 2 plaques de quartz qui laissent passer les rayons UV.

## Quelques exemples de manipulation de fronts d'ondes ultrasonores

### Manipulation de fronts d'ondes 2D avec des métasurfaces à gradients 1D

Dans un premier temps, nous considérons des métasurfaces ayant un gradient d'indice selon une seule direction, le long de l'axe  $x$ , pour démontrer leur capacité à façonner des fronts d'ondes acoustiques incidents plans. Selon les lois de Snell généralisées [1], le profil d'indice doit être linéaire pour dévier une onde plane (Eq. 3) tandis que la focalisation d'un faisceau nécessite l'utilisation d'un gradient d'indice hyperbolique (Eq. 4):

$$n(x) = n(x=0) + \frac{\sin(\theta)x}{d} \quad (3)$$

$$n(x) = n(x=0) - \frac{\sqrt{x^2 + F^2} - F}{d} \quad (4)$$

Dans l'équation 3,  $\theta$  est l'angle de déviation tandis que  $F$  est la distance focale ciblée pour la focalisation du faisceau dans l'équation 4. Deux grands échantillons rectangulaires ont été fabriqués avec une même épaisseur très fine ( $e = 2$  mm). Comme expliqué dans le paragraphe précédent, ces deux métasurfaces résultent de l'assemblage d'une série de fines bandelettes poreuses dont la porosité varie le long de l'axe  $x$  pour obtenir un gradient d'indice acoustique dans cette direction. À partir des équations 3 et 4 et en considérant la relation qui relie l'indice acoustique à la porosité propre à notre matériau poreux (voir Figure 2, page précédente), un premier échantillon a été conçu pour dévier une onde plane acoustique incidente avec un angle de  $5^\circ$  tandis que le deuxième échantillon a été fabriqué pour focaliser des ultrasons avec une distance focale  $F$  de 70 mm.

Pour démontrer le pouvoir de déflexion ou de focalisation de ces deux métasurfaces, nous avons recouvert un grand transducteur ultrasonore plan avec chaque échantillon comme illustré dans la figure 4. La fréquence centrale du transducteur utilisé est ici de 150 kHz, correspondant à une longueur d'onde acoustique dans l'eau de  $\lambda_0 = 10$  mm, ce qui est 5 fois plus grand que l'épaisseur des échantillons  $e (= 2$  mm). Ensuite, le champ de pression rayonné à travers ces revêtements sub-longueur d'onde a été scanné dans le plan  $xz$ , l'axe  $z$  étant la direction de l'onde plane incidente, en utilisant un hydrophone aiguille de diamètre 1 mm. La figure 4 montre clairement la déflexion du faisceau acoustique de référence avec un angle de  $5^\circ$ , comme attendu. D'autre part, la cartographie du champ acoustique obtenue avec le deuxième échantillon, qui présente un gradient d'indice hyperbolique, montre une focalisation du faisceau avec une distance focale de 50 mm. Celle valeur diffère légèrement de la distance focale théorique visée ( $= 70$  mm) en raison de la taille finie du dispositif. En effet, le « nombre de Fresnel » de cette lentille plate est relativement faible et peut induire des décalages significatifs comme observé et expliqué en optique [14].

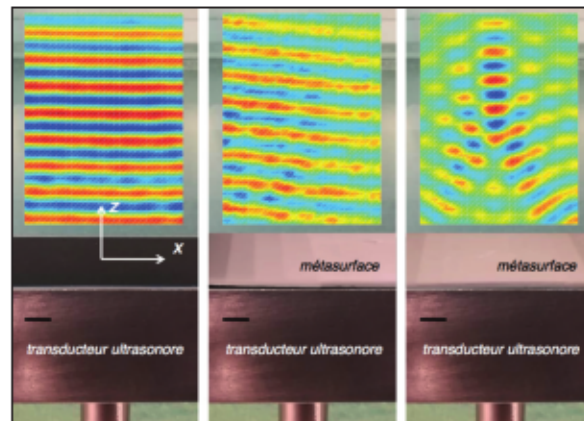


Fig. 4 : Champ de pression diffracté par un large transducteur ultrasonore plan de fréquence centrale 150 kHz : libre (gauche), recouvert d'une métasurface à gradient d'indice linéaire (centre) ou à gradient d'indice hyperbolique (droite). Les petits traits noirs représentent 1 cm

### Manipulation de fronts d'ondes 3D avec des métasurfaces à gradients 2D

La manipulation de fronts d'ondes acoustiques en trois dimensions requiert des structures présentant des gradients d'indice acoustique dans les deux directions du plan de la métasurface. Nous avons alors conçu une autre série de lentilles plates et fines pour manipuler des champs ultrasonores émis par des transducteurs commerciaux à immersion utilisés pour diverses applications telles que le contrôle non destructif par ultrasons. Pour tester nos métasurfaces, nous avons sélectionné un transducteur dont la surface active plane et circulaire a un diamètre de 25,4 mm et dont la fréquence centrale vaut 200 kHz (correspondant donc à une longueur d'onde ultrasonore de 7,5 mm dans l'eau).



Dans un premier temps, nous avons fabriqué une métasurface présentant un gradient d'indice acoustique radial. Par comparaison avec le champ acoustique rayonné par le transducteur seul, l'application de cette lentille à la surface de l'émetteur ultrasonore induit un très fort effet de focalisation proche de la métasurface comme illustré dans la figure 5. Dans cette expérience, la distance focale a été mesurée à 9 mm comme le confirme des calculs numériques réalisés avec le logiciel Comsol®. Le diamètre actif de cette lentille étant de 25,4 mm, son ouverture numérique vaut donc 0,82 ce qui est bien plus élevé que la plupart des lentilles focalisantes rapportées récemment dans la littérature [15-17]. Si certaines lentilles plates dites « de Fresnel » [18] offrent une ouverture numérique équivalente, elles sont généralement plus encombrantes et présentent des focales beaucoup plus grandes ( $F = 15\lambda_0$ ) que notre métasurface ( $F = 1,2\lambda_0$ ). Ainsi, notre lentille plate et ultrafine pourrait être utilisée en microscopie acoustique par exemple qui requiert des dispositifs avec de grandes ouvertures numériques.

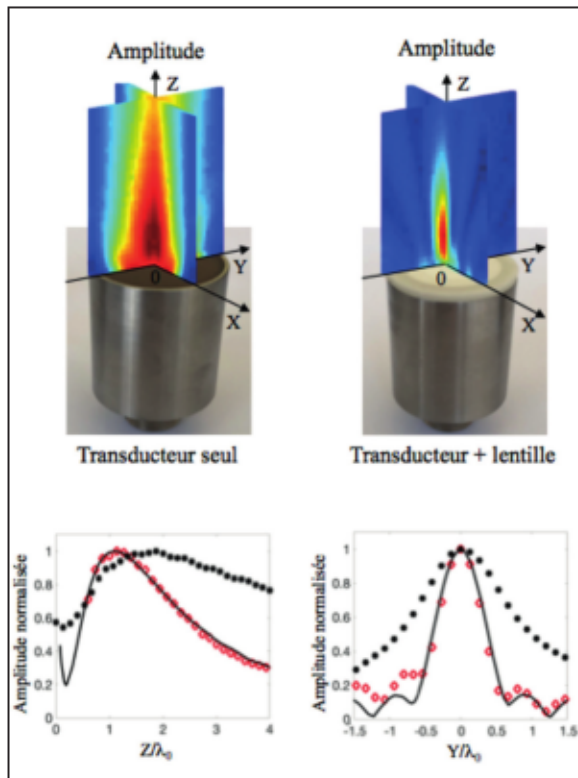


Fig. 5 : Amplitude du champ acoustique diffracté par un transducteur ultrasonore seul (gauche) ou recouvert de la métasurface à gradient d'indice acoustique radial (droite), mesurés dans les plans  $xz$  et  $yz$  ( $30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ ). Amplitudes normalisées des champs acoustiques mesurés le long de l'axe  $z$  (en  $x = y = 0\text{ mm}$ ), et le long de l'axe  $y$  au niveau de la focale (en  $x = 0\text{ mm}$  et  $z = 9\text{ mm}$ ). Les symboles noirs correspondent au cas du transducteur seul et les symboles rouges correspondent à la métasurface. Les courbes en trait plein ont été obtenues par des simulations numériques

En acoustique, il est également intéressant de générer des champs avec des formes plus complexes que des ondes planes, cylindriques ou sphériques. Parmi ceux-ci les ondes hélicoïdales (également appelés vortex acoustiques) sont particulièrement intéressantes au regard de

leurs propriétés particulières (zéro d'amplitude et singularité de phase sur leur axe de propagation). En effet, ces faisceaux peuvent être utilisés comme de véritables pincettes acoustiques permettant la manipulation sans contact de petits objets dans l'air [19] ou dans l'eau [20]. Dans la plupart des cas, la génération de ces champs acoustiques complexes requiert l'utilisation d'un système multivoies constitué d'un réseau de transducteurs couplé à une électronique onéreuse. Ainsi, l'utilisation d'une métasurface unique couplée à un seul transducteur pourrait constituer une solution alternative particulièrement intéressante. Nous avons alors fabriqué une métasurface présentant un gradient d'indice acoustique azimutal pour « twister » le front d'onde émis par le transducteur plan utilisé précédemment. Les variations angulaires de phase induites par cette métasurface vont conférer au front d'onde initialement plan une forme d'hélice. Les mesures du champ acoustique rayonné par cette métasurface réalisées à une distance de 30 mm du transducteur, dont le diamètre de la surface active vaut 25,4 mm (Figure 6), montrent bien toutes les caractéristiques d'un vortex acoustique : amplitude du champ nulle au cœur du vortex (en  $x = y = 0\text{ mm}$ ) autour duquel tourne la phase du champ acoustique. Ainsi, nous avons démontré qu'il était possible de générer un vortex acoustique en espace libre avec un seul transducteur simplement recouvert d'une lentille acoustique plate et fine.

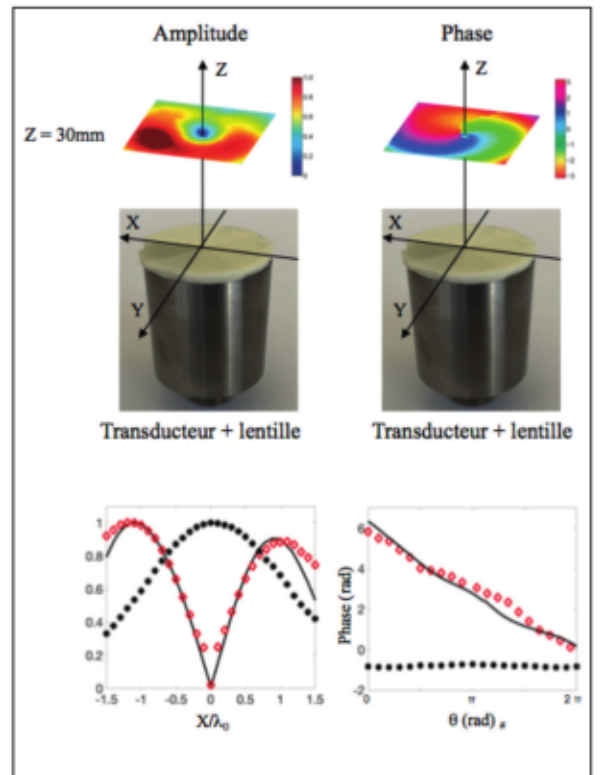


Fig. 6 : Amplitude et phase du champ acoustique diffracté par un transducteur ultrasonore recouvert de la métasurface à gradient d'indice acoustique azimutal, dans le plan  $xy$  ( $30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ ) pour une distance de propagation  $z = 30\text{ mm}$ . Amplitude normalisée et phase du champ acoustique mesurées le long de l'axe  $x$  et selon l'angle polaire  $\theta$  respectivement. Les symboles noirs correspondent au cas du transducteur seul et les symboles rouges correspondent à la métasurface. Les courbes en trait plein ont été obtenues par des simulations numériques

## Conclusions

En conclusion, nous avons présenté dans cette étude une nouvelle approche pour créer/manipuler divers types de fronts d'ondes ultrasonores en espace libre à l'aide de métasurfaces poreuses à gradient d'indice acoustique. Ces lentilles acoustiques plates et ultrafines peuvent générer des fronts d'ondes plans, focalisés et héli-coïdaux. Agissant comme de véritables masques de phase, d'épaisseur sub-longueur d'onde, ces métasurfaces peuvent générer n'importe quelle forme de front d'onde à condition de bien maîtriser le gradient d'indice acoustique souhaité. De plus, alors que la plupart des métasurfaces récemment rapportées dans la littérature ne marche que pour une gamme de fréquence très étroite, nos métasurfaces acoustiques peuvent avoir diverses fonctionnalités large bande puisqu'elles sont fabriquées à partir de matériaux très peu dispersifs. Les processus de fabrication de ces métasurfaces reposent sur des techniques courantes dans le monde de la matière molle qui offrent une production à faible coût et potentiellement en larges quantités. Ainsi, ces nouveaux dispositifs acoustiques plats et ultrafins ouvrent de nouvelles voies pour de nombreuses applications telles que la microscopie acoustique (pour le contrôle non destructif par ultrasons par exemple), pour lesquels une ouverture numérique élevée est requise. Etant capables de générer des faisceaux héli-coïdaux, ces lentilles plates devraient également autoriser la manipulation sans contact de petits objets puisque ces vortex acoustiques peuvent se comporter comme de véritables pincettes acoustiques.

## Perspectives

Pour les développements à venir, nous proposons d'automatiser la fabrication de ces métasurfaces par une approche du type fabrication additive. Cette stratégie est bien connue pour permettre d'imprimer par exemple des composants plastiques à trois dimensions et les recherches actuelles montrent que la matière molle, matière première des composants acoustiques présentés ici, se prête bien à une variante de la fabrication additive, l'écriture directe d'encre (« *Direct Ink Writing* » [21]). Grâce à cette technique de micro-extrusion automatisée, il est non seulement possible d'imprimer des films fins homogènes (de 0,2 à 2 mm d'épaisseur typiquement) mais également d'inclure un niveau fluide au niveau de la buse d'impression pour changer la résine en cours de dépôt et ainsi pouvoir programmer des gradients de composition au sein du film. Enfin bien sûr, l'approche couche par couche typique de la fabrication additive doit permettre de concevoir des systèmes architecturés à trois dimensions, avec par exemple des gradients d'épaisseur et des gradients de composition (e.g., radiaux, azimutaux) de manière inédite pour approcher des fonctionnalités plus abouties telles que le piégeage et la manipulation acoustique [22].

## Remerciements

Ces travaux ont été réalisés grâce au soutien financier de l'Agence Nationale pour la Recherche (projet BRENNUS, ANR-15-CE08-0024), du Labex AMADEus (ANR-10-LABEX-0042-AMADEus) et de l'IdEx (ANR-10-IDEX-003-02).

Nous remercions chaleureusement Frédéric Marchal de la Société Elkem Silicones pour nous avoir fourni les huiles silicones polymérisables.

## Références bibliographiques

- [1] N. Yu, P. Genevet, M.A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso et Z. Gaburro, « Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction », *Science*, vol. 334, n° 6054, p. 333-337, 2011
- [2] N. Yu et F. Capasso, « Flat optics with designer metasurfaces », *Nat. Mater.*, vol. 13, n° 2, p. 139-150, 2014
- [3] B. Assouar, B. Liang, Y. Wu, Y. Li, J.-C. Cheng et Y. Jing, « Acoustic metasurfaces », *Nat. Rev. Mater.*, vol. 3, no 12, p. 460-472, 2018
- [4] Y. Xie, W. Wang, H. Chen, A. Konneker, B.-I. Popa et S.A. Cummer, « Wavefront modulation and subwavelength diffractive acoustics with an acoustic metasurface », *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 5553, 2014
- [5] Y. Li, B. Liang, Z.-M. Gu, X.-Y. Zou et J.-C. Cheng, « Reflected wavefront manipulation based on ultrathin planar acoustic metasurfaces », *Sci. Rep.*, vol. 3, p. 2546, 2013
- [6] Y. Li, X. Jiang, R.-Q. Li, B. Liang, X.-Y. Zou, L.-L. Yin et J.-C. Cheng, « Experimental Realization of Full Control of Reflected Waves with Subwavelength Acoustic Metasurfaces », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 2, p. 064002, 2014
- [7] T. Brunet, J. Leng, O. Mondain-Monval, « Soft Acoustic Metamaterials », *Science*, vol. 342, n° 6156, p. 323-324, 2013
- [8] Y. Jin, R. Kumar, O. Poncelet, O. Mondain-Monval et T. Brunet, « Flat acoustics with soft gradient-index metasurfaces », *Nat. Comm.*, vol. 10, p. 143, 2019
- [9] K. Zimny, A. Merlin, A. Ba, C. Aristégui, T. Brunet et O. Mondain-Monval, « Soft Porous Silicone Rubbers as Key Elements for the Realization of Acoustic Metamaterials », *Langmuir*, vol. 31, n° 10, p. 3215-3221, 2015
- [10] A. Kovalenko, K. Zimny, B. Mascaro, T. Brunet et O. Mondain-Monval, « Tailoring of the porous structure of soft emulsion-templated polymer materials », *Soft Matter*, vol. 12, p. 5154-5163, 2016
- [11] A. Ba, A. Kovalenko, C. Aristégui, O. Mondain-Monval et T. Brunet, « Soft porous silicone rubbers with ultra-low sound speeds in acoustic metamaterials », *Sci. Rep.*, vol. 7, p. 40106, 2017
- [12] A. Kovalenko, M. Fauquignon, T. Brunet et O. Mondain-Monval, « Tuning the sound speed in macroporous polymers with a hard or soft matrix », *Soft Matter*, vol. 13, p. 4526-4532, 2017
- [13] R. Kumar, Y. Jin, S. Marre, O. Poncelet, T. Brunet, J. Leng et O. Mondain-Monval « Drying kinetics and acoustic properties of porous polymer materials », à paraître dans *Journal of Porous Materials*
- [14] G. Yang, L. Jianlong, Z. Xueru, W. Yuxiao, S. Yinglin, L. Shufan et Z. Yan, « Analysis of focal-shift effect in planar metallic nanoslit lenses », *Opt. Express*, vol. 20, n° 2, p. 1320-1329, 2012
- [15] S. Yang, J.H. Page, Z. Liu, M.-L. Cowan, C.T. Chan et P. Sheng, « Focusing of Sound in a 3D Phononic Crystal », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, p. 024301, 2004
- [16] T.P. Martín, M. Nicholas, G.J. Orris, L.-W. Cai, D. Torrent et J. Sanchez-Dehesa, « Sonic gradient index lens for aqueous applications », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, n°11, p. 113503, 2010
- [17] X. Su, A.N. Norris, C.W. Cushing, M.R. Haberman, P.S. Wilson, « Broadband focusing of underwater sound using a transparent pentamode lens », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 141, n° 6, p. 4408-4417, 2017
- [18] D.C. Calvo, A.L. Thangawng, M. Nicholas, C.N. Layman, « Thin Fresnel zone plate lenses for focusing underwater sound », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n° 1, p. 014103, 2015
- [19] A. Marzo, S.A. Seah, B.W. Drinkwater, D.R. Sahoo, B. Long et S. Subramanian, « Holographic acoustic elements for manipulation of levitated objects », *Nat. Comm.*, vol. 6, p. 8661, 2015
- [20] D. Baresch, J.L. Thomas et R. Marchiano, « Observation of a Single-Beam Gradient Force Acoustical Trap for Elastic Particles: Acoustical Tweezers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 024301, 2016
- [21] R.L. Truby et J.A. Lewis, « Printing soft matter in three dimensions », *Nature*, vol. 540, n° 7633, p. 371-378, 2016
- [22] M. Baudoin et J.L. Thomas, « Acoustic tweezers for particle and fluid micromanipulation », *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 52, p. 205-234, 2020