

Projet Rétinac : voir le son

Partie 1 : les interférences acoustiques

par Jean-Christophe JOUAN, Yves CHRIQUI,
Violette KUBIACZYK et Ambre DESHAYES

Lycée militaire de Saint-Cyr-l'École - 78210 Saint-Cyr-l'École
jean-christophe.jouan1@ac-versailles.fr
yves.chriqui@ac-versailles.fr

NOUS PROPOSONS UN MONTAGE qui traduit visuellement les phénomènes acoustiques, notamment la répartition de l'intensité acoustique dans l'espace. Il est ensuite utilisé pour visualiser et étudier les phénomènes d'interférences et de diffraction dans le domaine des ultrasons.

INTRODUCTION

Cet article reprend et prolonge le travail effectué par des élèves dans le cadre d'un projet présenté aux Olympiades de Physique France en 2019 [1], au cours duquel ils ont développé une rétine acoustique permettant de visualiser les phénomènes acoustiques et la répartition de l'intensité acoustique dans l'espace. Le montage nous a permis de revisiter quelques expériences classiques d'interférences et de diffraction et d'obtenir des figures inédites dans le domaine de l'acoustique. Après une description de la rétine acoustique, nous présentons les figures obtenues dans le cadre des interférences ultrasonores et leur exploitation. Les figures de diffraction feront l'objet d'un prochain article⁽¹⁾.

1. DESCRIPTION ET FONCTIONNEMENT DE LA RÉTINE ACOUSTIQUE

1.1. Principe

L'étude est menée dans le domaine des ultrasons, produits par un ou plusieurs émetteurs piézoélectriques qui génèrent une onde ultrasonore sinusoïdale de fréquence $f = 40$ kHz. Nous cherchons à mesurer et à enregistrer l'intensité acoustique I (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) en différents points de l'espace puis à générer une image à partir des valeurs mesurées.

(1) *NDLR* : la seconde partie de cet article paraîtra dans un prochain bulletin.

1.2. Description

La rétine acoustique (cf. figure 1) est constituée d'une barette verticale de sept microphones (transducteurs piézoélectriques) que l'on déplace dans l'espace à l'aide d'un moteur pas à pas. L'utilisation d'un tel moteur permet d'atteindre une résolution horizontale minimale de 0,8 mm (un pas du moteur). Quant à la résolution verticale, elle est limitée par la taille des microphones (diamètre de 1,0 cm) : dans la barette réalisée, ils sont distants de 1,6 cm.

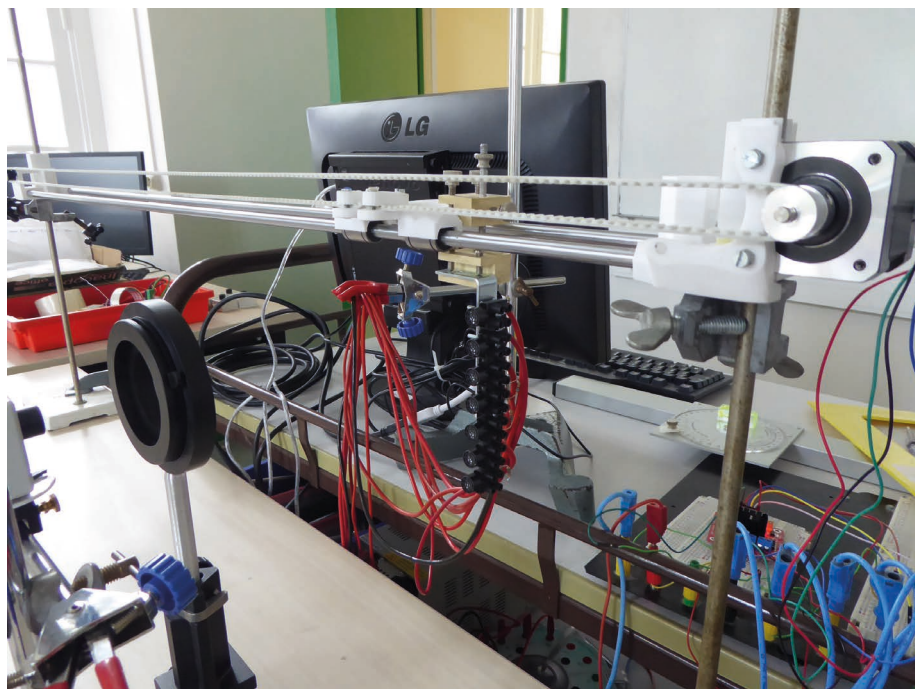


Figure 1 - Photo du montage.

Pour chaque position de la barette, l'acquisition de la tension aux bornes de chacun des microphones est réalisée successivement. Elle est faite sur une durée de 0,10 ms avec une fréquence d'échantillonnage de 500 kHz ce qui correspond à $N = 50$ points de mesure. La valeur efficace est ensuite extraite des N valeurs de la tension échantillonnée. À l'issue du déplacement horizontal de la barette, sur une distance d avec un pas p , nous disposons donc d'un tableau (à sept lignes et d/p colonnes) des $7 \times d/p$ valeurs efficaces enregistrées qu'il faut ensuite présenter sous forme d'image.

Le moteur ainsi que l'acquisition sont pilotés par le langage *Python* et la biblio-

thèque *Pycanum* écrite par Frédéric Legrand [2] via la carte d'acquisition SYSAM-SP5 (Eurosmart).

Pour l'affichage, nous utilisons la fonction *Imshow* de la bibliothèque *Matplotlib* [3]. L'image est affichée en 256 niveaux de gris : le niveau 0 est affecté à la valeur minimale du tableau et le niveau 255 à la valeur maximale, ce qui permet de maximiser le contraste. L'image obtenue est ensuite filtrée par un algorithme de lissage (noyau de convolution lanczos [3]) ce qui a pour effet de faire disparaître la pixellisation et d'améliorer la lisibilité.

1.3. Relation entre tension mesurée et intensité acoustique

Dans le cas d'un émetteur supposé ponctuel en O , l'onde acoustique générée est une onde sphérique de fréquence $f = 40$ kHz et de longueur d'onde $\lambda = 0,85$ cm (pour une célérité du son dans l'air $c = 340$ m · s⁻¹). La surpression acoustique, en tout point de l'espace, est donnée par la relation :

$$p(r, t) = \frac{p_m}{r} \cos\left(2\pi f \times t - 2\pi \frac{f}{c} \times r\right). \quad (1)$$

Expérimentalement, nous étudions les phénomènes acoustiques dans une région de l'espace telle que $r \gg \lambda$ (zone de champ lointain) pour laquelle le vecteur de Poynting acoustique est donné par la relation :

$$\mathbf{\Pi} = p \times \mathbf{v} = \frac{p^2}{Z} \mathbf{e}_r, \quad (2)$$

où v représente la vitesse des particules de fluide au passage de l'onde, et $Z = \rho_0 c$ l'impédance acoustique de l'air, soit $Z = 408$ Pa · s · m⁻¹ (pour une masse volumique au repos $\rho_0 = 1,2$ kg · m⁻³). L'intensité acoustique I , énergie acoustique reçue par unité de temps et de surface normale à la direction de propagation (ou puissance acoustique surfacique normale), est donnée par la relation :

$$I = \|\mathbf{\Pi}\| = \frac{p_m^2}{2Zr^2}. \quad (3)$$

Un microphone, supposé ponctuel, placé à la distance r de l'émetteur, est sensible à la surpression acoustique qu'il détecte et génère une tension électrique $u(t)$ proportionnelle à cette surpression :

$$u(t) = a \times \frac{p_m}{r} \cos(2\pi f \times t + \phi), \quad (4)$$

dont la valeur efficace u_{rms} est donnée par la relation :

$$u_{rms} = \frac{u_m}{\sqrt{2}} = \frac{\alpha p_m}{\sqrt{2} r}. \quad (5)$$

L'intensité acoustique I est donc proportionnelle au carré de la tension efficace mesurée par le microphone. Les images affichées correspondent aux valeurs efficaces des tensions mesurées par les microphones donc à la racine carrée de l'intensité acous-

tique. Notons qu'en acoustique, les détecteurs sont sensibles aux variations temporelles du signal, alors qu'en optique, les détecteurs ne permettent d'accéder qu'à l'intensité lumineuse c'est-à-dire à la valeur moyenne dans le temps du carré du signal.

En pratique, les microphones utilisés ne sont pas ponctuels. Quelle conséquence cela a-t-il sur la réponse de ces capteurs ? Pour simplifier, assimilons un microphone à une surface carrée de côté $b \sim 0,5$ cm. Comme b est négligeable devant la distance r , nous pouvons assimiler localement l'onde sphérique à une onde plane. Plaçons-nous dans la configuration simplifiée de la figure 2, pour laquelle la direction de propagation de l'onde et la normale au microphone sont dans le plan de la figure, et désignons par θ l'angle entre la normale au microphone et la direction de propagation de l'onde.

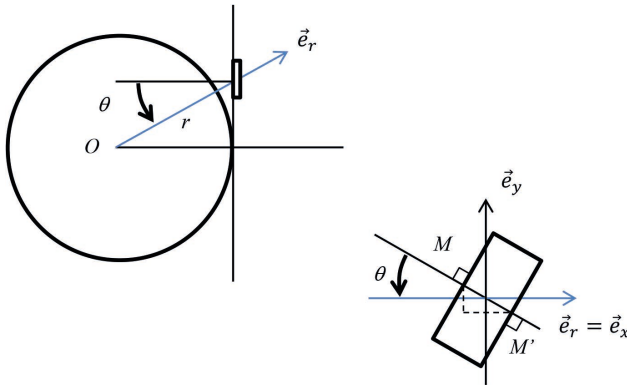


Figure 2 - Influence de l'orientation du microphone sur le signal mesuré.

Envisageons le cas d'un microphone à gradient de pression, assimilé à une membrane vibrante d'épaisseur e , soumise à deux forces pressantes, l'une sur sa face avant et l'autre sur sa face arrière. Comme le montre la figure 2, on peut mettre en bijection la face avant et la face arrière, en associant M avec M' dont la distance à O est $OM' \cong OM + e \cos \theta$. Donc la résultante F de ces forces pressantes, normale au plan de la membrane, s'écrit :

$$F = [p(r, t) - p(r + e \cos(\theta), t)] b^2 \approx -\frac{\partial p}{\partial r} e \cos(\theta) b^2. \quad (6)$$

Toujours dans un souci de simplification, nous supposons que la présence du microphone ne modifie pas le champ de pression $p(r, t)$ de l'onde incidente, mais comme cette dernière n'est pas uniforme sur la surface du microphone, il convient d'écrire cette force sous la forme d'une intégrale :

$$F \approx \int -\frac{\partial p}{\partial r} e \cos(\theta) b \, dl = \int_{r_0 - \frac{b}{2} \sin(\theta)}^{r_0 + \frac{b}{2} \sin(\theta)} -\frac{\partial p}{\partial r} e \cos(\theta) \frac{b \, dx}{\sin(\theta)}, \quad (7)$$

avec les notations de la figure 2 et où r_0 représente la distance OM . Nous voyons donc,

sur cette expression, que la réponse du microphone dépend d'une part de son orientation, par le paramètre θ , et d'autre part, que la réponse apparaît comme une grandeur moyennée à l'échelle de la surface du microphone.

Le calcul de (7) est compliqué par le fait que la surface de détection n'est pas plane et par la présence du boîtier entourant la membrane qui modifie localement le champ de pression de l'onde incidente. Aussi, les constructeurs caractérisent-ils la réponse d'un microphone par sa sensibilité s , rapport entre la tension efficace délivrée et la valeur efficace de la surpression acoustique incidente. La dépendance angulaire de la sensibilité est donnée par une fonction $h(\theta)$ appelée directivité, rapport entre la sensibilité pour une onde incidente se propageant dans la direction faisant un angle θ avec la normale à l'axe du microphone, et la sensibilité dans l'axe ($\theta = 0$). La directivité est renseignée par le constructeur sous la forme d'un diagramme de directivité. Pour les microphones utilisés, le diagramme indique que l'atténuation est supérieure à 6 dB par rapport à la réponse dans l'axe, pour des angles $\theta \geq 35^\circ$. En toute rigueur, il conviendrait donc de prendre la précaution d'orienter l'axe de chaque microphone selon la direction de propagation de l'onde incidente pour faire les mesures, ce qui n'est pas toujours le cas dans le montage réalisé, car la barette est déplacée en translation.

2. APPLICATION DU MONTAGE À L'ÉTUDE DU SIGNAL ÉMIS PAR UN ÉMETTEUR

Le montage a tout d'abord été testé pour visualiser et étudier l'émission acoustique d'un émetteur seul positionné dans le plan horizontal du microphone central de la barette. La barette est déplacée horizontalement dans une direction perpendiculaire à l'axe de l'émetteur, à une distance D de ce dernier (cf. figure 3).

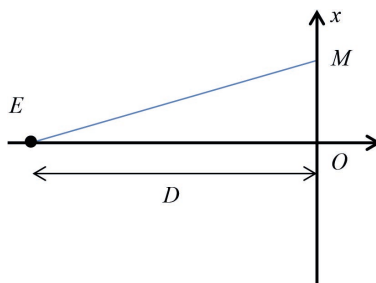


Figure 3 - Montage pour la visualisation de l'émission d'un émetteur seul.

2.1. Résultats expérimentaux

L'enregistrement a été réalisé pour deux distances D mesurées depuis la face avant

de l'émetteur⁽²⁾ : $D = (5,0 \pm 0,2)$ cm puis $D = (10,0 \pm 0,2)$ cm. La barette est déplacée sur une distance $d = 30,0$ cm avec un pas de 8 mm. Nous obtenons les images de la figure 4 : sans lissage à gauche où la pixellisation révèle la position des microphones, puis avec lissage.

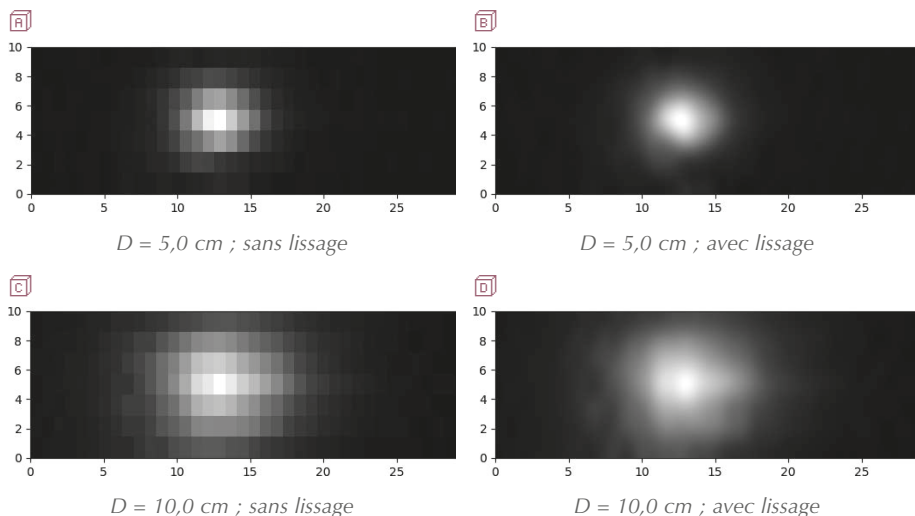


Figure 4 - Visualisation de l'émission d'un émetteur seul (les échelles des axes sont en cm).

Le graphique de la figure 5 (cf. page ci-contre) représente l'évolution de la valeur efficace mesurée par le microphone central en fonction de sa position dans l'espace repérée par l'abscisse x dont l'origine correspond à la position de la première mesure. La valeur efficace a été normalisée – *i.e.* divisée par la plus grande valeur mesurée par le microphone lors de son déplacement.

2.2. Interprétation

À partir des courbes obtenues, nous pouvons estimer l'angle d'ouverture correspondant à la largeur à mi-hauteur soit un angle voisin de 40° . Par ailleurs, le diagramme de rayonnement de l'émetteur a été mesuré expérimentalement (cf. figure 6, page ci-contre). L'angle d'ouverture à mi-hauteur, mesuré à partir du diagramme de rayonnement, est de l'ordre 50° . L'écart entre les deux valeurs est lié à l'effet d'orientation des microphones.

(2) Sauf mention contraire, les incertitudes sont des incertitudes majorées.

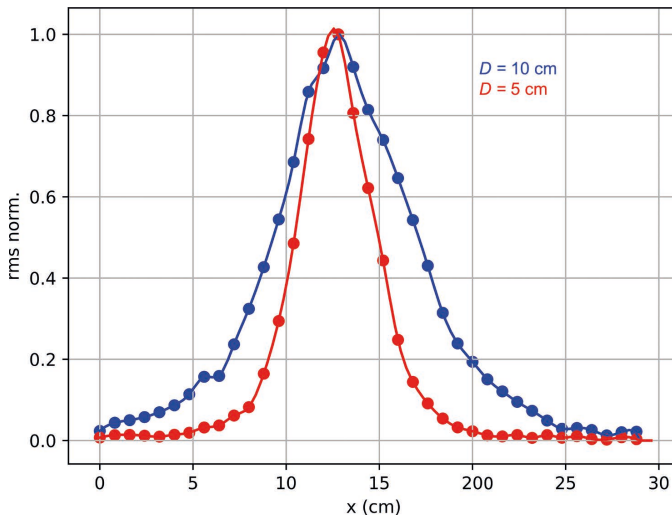


Figure 5 - Tension efficace normalisée en fonction de la position du microphone.

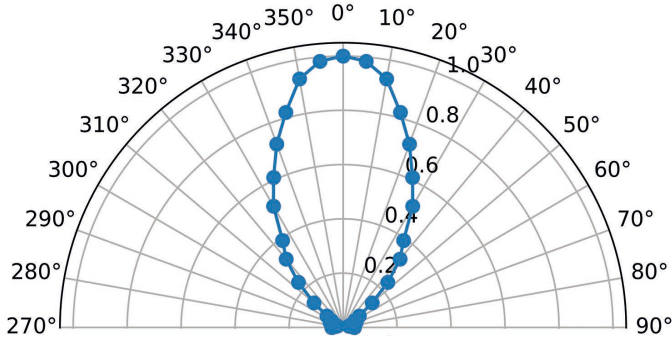


Figure 6 - Diagramme de rayonnement de l'émetteur.

3. APPLICATION DU MONTAGE À L'ÉTUDE DES INTERFÉRENCES ACOUSTIQUES

Le montage réalisé nous a permis de visualiser et d'étudier des phénomènes acoustiques pour lesquels il y a une modulation spatiale de l'intensité acoustique, tels que des franges d'interférences.

Le phénomène d'interférences est une manifestation de la nature ondulatoire du son. Il résulte de la superposition de deux ondes cohérentes entre elles. L'observation d'interférences est plus aisée en acoustique qu'en optique en raison de la facilité à obtenir deux sources acoustiques cohérentes entre elles. Par ailleurs, la longueur d'onde des ultrasons $\lambda = 8,5 \text{ mm}$ (pour une fréquence $f = 40 \text{ kHz}$ et une célérité dans l'air

$c = 340 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) permet de travailler avec des dispositifs interférentiels dont les dimensions sont de l'ordre de la dizaine de centimètres. Mais il faudra tenir compte du phénomène d'atténuation des ultrasons dans l'air comme le montre la courbe en annexe. Cette atténuation nécessite d'observer les phénomènes à distance finie afin de garder un niveau de signal significatif, et rend difficile leur observation à l'infini comme ils sont souvent présentés en optique.

3.1. Franges d'interférences

3.1.1. Description de l'expérience

Les ondes ultrasonores sont produites par deux émetteurs E_1 et E_2 distants de a et alimentés par le même générateur basse fréquence. Les émetteurs et le microphone central de la barette sont positionnés dans un même plan horizontal. L'observation des franges se fait dans un plan vertical parallèle à la droite (E_1E_2) , à la distance D , comme le montre le schéma de la figure 7.

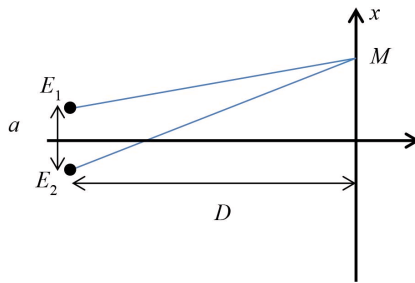


Figure 7 - Montage pour l'observation des franges d'interférences.

La distance a entre les centres des émetteurs est fixée à $a = (5,2 \pm 0,1) \text{ cm}$, et la distance D mesurée depuis la face avant des émetteurs à $D = (30,0 \pm 0,2) \text{ cm}$. La barette est déplacée sur une distance $d = 30,0 \text{ cm}$ avec un pas de 8 mm . On obtient les images de la figure 8, sans lissage (cf. figure 8A) puis avec lissage (cf. figure 8B).

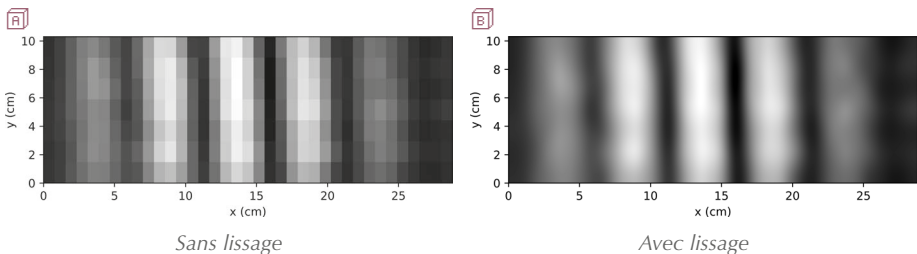


Figure 8 - Franges d'interférences ; $a = 5,2 \text{ cm}$; $D = 30,0 \text{ cm}$.

L'origine de l'axe (Ox) correspond à la position de la première mesure.

3.1.2. Résultats expérimentaux

Le graphique de la figure 9 représente l'évolution de la valeur efficace détectée par le microphone central en fonction de sa position repérée par son abscisse x . Les mesures s'échelonnent depuis $x = 0$ (correspondant à la position de la première mesure) jusqu'à $x = 36 \times 0,8 \text{ cm} = 28,8 \text{ cm}$ (dernière mesure). Les valeurs relevées sont celles avant application du lissage numérique de la figure 8B (cf. page ci-contre) et ont été normalisées comme précédemment.

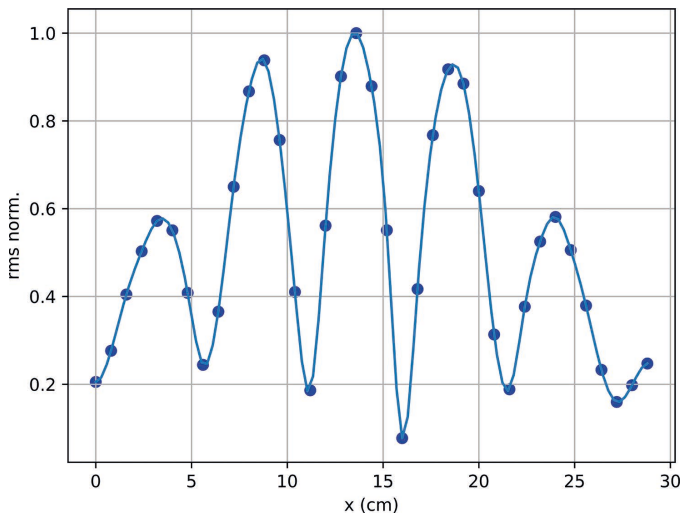


Figure 9 - Tension efficace normalisée en fonction de la position du microphone.

3.1.2.1. Interprétation du nombre de franges observées

Cherchons, dans un premier temps, à interpréter le nombre de franges observées. Dans le cas des interférences à deux ondes, émises par deux sources ponctuelles monochromatiques, la différence de marche δ au point M d'abscisse x , dont l'origine O est prise dans le plan médiateur du segment $[E_1 E_2]$, est donnée par :

$$\delta = E_2 M - E_1 M = \sqrt{D^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2} - \sqrt{D^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2}. \quad (8)$$

Sur la figure 10 (cf. page ci-après), pour laquelle les proportions des longueurs ont été respectées par rapport à l'expérience, nous avons représenté les hyperboles correspondant aux lieux d'interférences constructives ($\delta = p \times \lambda$ avec $p = -5, -4, \dots, 0, \dots, 4, 5$) ainsi que la trace correspondant au déplacement du microphone.

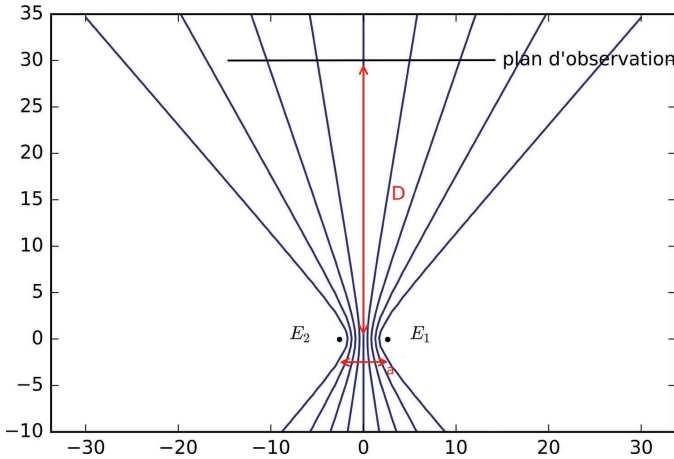


Figure 10 - Lieux d'interférences constructives.

Nous retrouvons bien les cinq franges d'interférences constructives. Remarquons que le nombre maximum de franges visibles expérimentalement est limité par la largeur du champ d'interférences lui-même lié à l'ouverture angulaire des faisceaux émis par les émetteurs.

Notons également que l'interfrange i n'est pas constant en accord avec le graphique de la figure 9 (cf. page précédente) et ne peut être approximé par la relation $i \cong \frac{\lambda D}{a}$ qui nécessiterait de se placer dans des conditions expérimentales telles que : $D \gg a$ et $D \gg |x|$ (conditions généralement satisfaites en optique). Avec $x = N i$ où N est le nombre de franges brillantes visibles de part et d'autre du centre de la figure, la deuxième relation impliquerait : $a \gg N \lambda$.

Compte tenu de la longueur d'onde des ultrasons $\lambda = 0,85 \text{ cm}$, pour avoir $N = 2$ avec $i \cong \frac{\lambda D}{a}$, il conviendrait de prendre $a \sim 10 N \lambda \sim 17 \text{ cm}$ et $D \sim 10 a \sim 1,70 \text{ m}$. Cette dernière condition est difficile à mettre en œuvre expérimentalement en raison de l'atténuation des ultrasons et de leur réflexion sur les supports.

3.1.2.2. Modélisation de la courbe expérimentale

Dans un deuxième temps, nous avons cherché à modéliser la courbe expérimentale. Dans le cas d'interférences à deux ondes, émises par deux sources ponctuelles monochromatiques, l'amplitude du signal résultant au point M d'abscisse x , dont l'origine O est prise sur le plan médiateur du segment joignant les deux sources, est donnée

par la relation (9) :

$$A(x)^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos\left(\frac{2\pi\delta(x)}{\lambda}\right), \quad (9)$$

où A_1 et A_2 désignent les amplitudes au point M des signaux émis par E_1 et E_2 respectivement.

Nous superposons aux points expérimentaux, la courbe représentant l'amplitude normalisée $\frac{A}{A_{\max}}$ en fonction de x , que l'on a pris soin de centrer sur l'abscisse $x = 13,5$ cm comme le montre la figure 11A, qui a été tracée pour deux amplitudes A_1 et A_2 identiques, et la figure 11B pour deux amplitudes A_1 et A_2 différentes. En effet, lors de sa propagation, l'onde ultrasonore s'atténue comme le montre la courbe de l'annexe. Les amplitudes A_1 et A_2 dépendent ainsi de la distance parcourue selon le modèle donné en annexe. Les valeurs de a et D ont été ajustées dans les modèles de façon à faire coïncider les abscisses des extrema des courbes expérimentale et théorique. Les valeurs retenues, sont $a = 5,1$ cm et $D = 30,0$ cm.

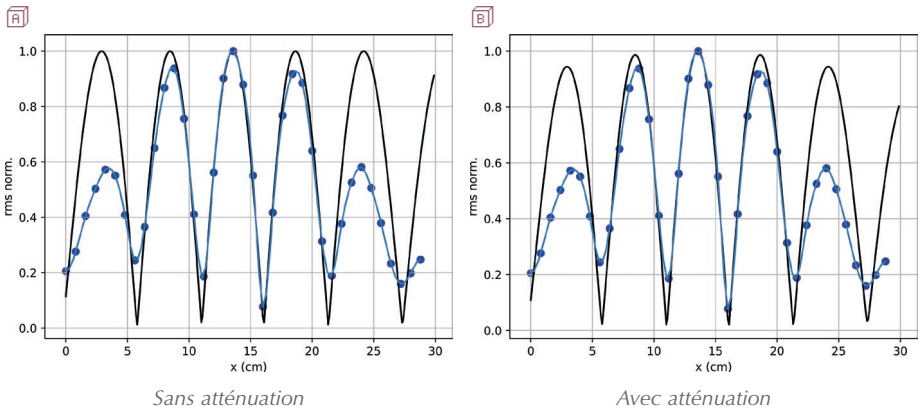


Figure 11 - Tension efficace normalisée en fonction de la position ;
courbe expérimentale et modélisation (émetteurs ponctuels).

Nous constatons que la prise en compte de l'atténuation, due à la propagation sur des distances différentes des signaux que l'on superpose au point M , ne permet pas de rendre compte de la diminution du contraste des franges d'interférences que l'on observe sur la courbe expérimentale ainsi que sur les bords de l'image de la figure 8B.

Pour interpréter la diminution du contraste, nous devons prendre en compte le caractère non ponctuel des sources, spatialement cohérentes en acoustique. Une simulation informatique basée sur le principe de Huygens-Fresnel a permis d'obtenir les courbes de la figure 12 (cf. page ci-après). Les sources ont été modélisées par cent éléments ponctuels localisés à l'intérieur d'un carré de côté $b = 0,9$ cm et vibrant en

phase. Nous sommes au point M les amplitudes complexes des signaux dus à chacun des éléments, en prenant en compte ou non l'atténuation due à la propagation.

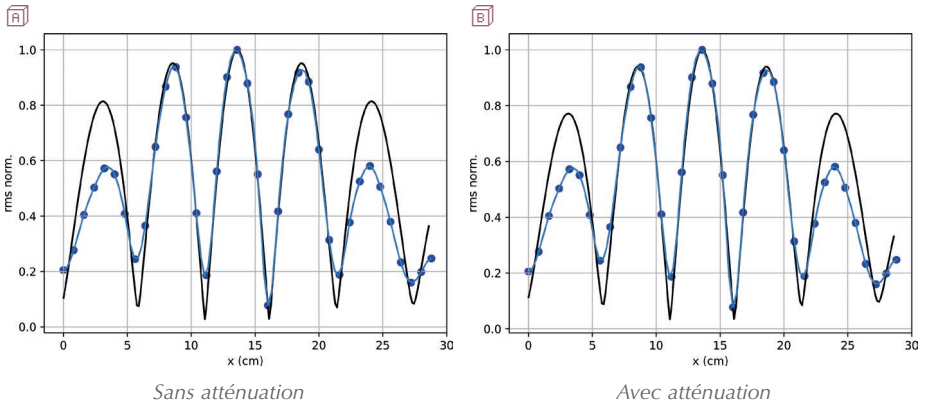


Figure 12 - Tension efficace normalisée en fonction de la position ;
courbe expérimentale et modélisation (émetteurs étendus)

Le caractère non ponctuel des sources permet ainsi d'expliquer la diminution du contraste qui trouve son origine dans le phénomène de diffraction lié à la largeur finie des sources : la figure d'interférences est affectée par une figure de diffraction (les écarts résiduels peuvent être imputés à l'atténuation de la réponse des microphones quand leur axe s'éloigne de la direction de propagation de l'onde qu'ils reçoivent). Remarquons, pour finir, que dans le domaine de l'optique, la diminution du contraste due à la largeur d'une source étendue incohérente et éclairant un interféromètre, est liée au problème de cohérence spatiale. Il convient alors dans ce cas de sommer les intensités au point M et non les amplitudes complexes.

3.1.3. Influence de la résolution horizontale

Afin de tester la résolution horizontale du montage, nous avons réalisé une nouvelle acquisition dans les mêmes conditions que précédemment en prenant pour pas la plus petite valeur possible, à savoir 0,8 mm – soit un dixième de la longueur d'onde. Nous obtenons les images de la figure 13 (cf. page ci-contre), sans lissage (cf. figure 13A, page ci-contre) puis avec lissage (cf. figure 13B, page ci-contre), ainsi que les points expérimentaux relevés par le microphone central (cf. figure 14, page ci-contre).

La figure 14 (cf. page ci-contre) montre l'intérêt du moteur pas à pas pour réaliser le déplacement de la barette.

En effet, la résolution atteinte serait difficilement accessible par un déplacement manuel de la barette. Une telle résolution est accessible, car la longueur caractéristique des variations spatiales de l'intensité acoustique, ici l'interfrange, est grande devant le

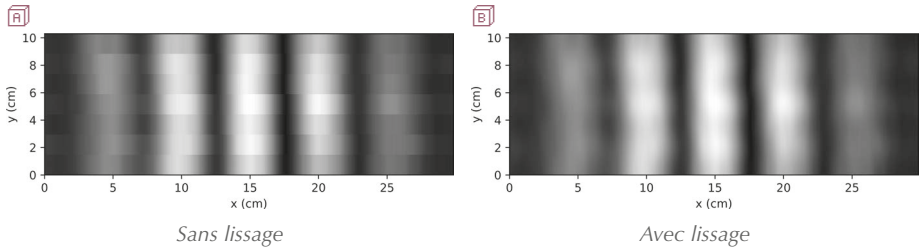


Figure 13 - Franges d'interférences à résolution maximale.

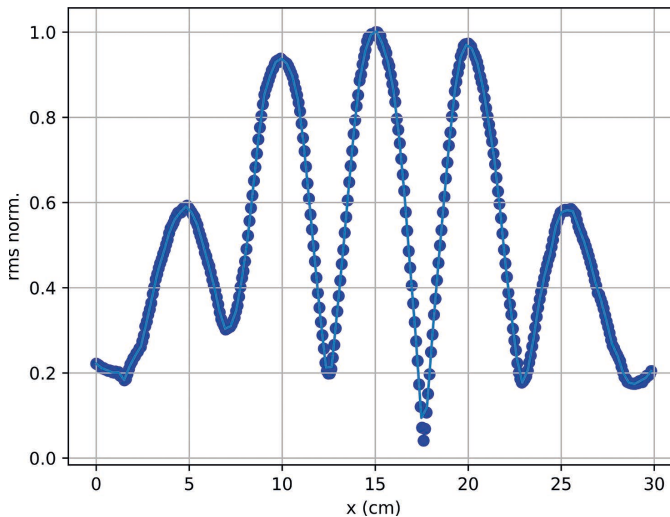


Figure 14 - Tension efficace normalisée du microphone central en fonction de sa position.

pas de déplacement et le diamètre du microphone. Dans le cas contraire, le microphone opérerait un moyennage spatial de la surpression acoustique détectée au niveau de sa surface ne permettant pas de visualiser ses variations. Il est intéressant de constater que, malgré cette opération de moyennage, le microphone détecte néanmoins des variations de signal sur des déplacements correspondants au dixième de son diamètre.

3.2. Anneaux d'interférences

3.2.1. Description de l'expérience

Afin de visualiser des anneaux d'interférences, nous observons maintenant la figure d'interférences dans un plan perpendiculaire à la droite (E_1E_2) joignant les émetteurs, distants de a et toujours positionnés dans le plan horizontal contenant le microphone central de la barette. Le plan d'observation est situé à la distance D de E_1 comme le

montre le schéma de la figure 15.

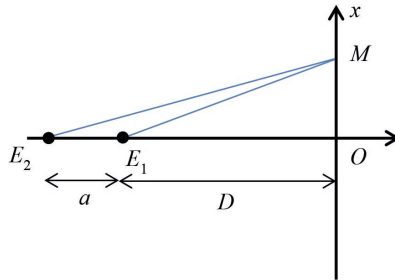


Figure 15 - Montage pour l'observation des anneaux d'interférences.

Les distances a et D , mesurées depuis les faces avant des émetteurs, ont été fixées à : $a = (20,0 \pm 0,1)$ cm et $D = (10,8 \pm 0,2)$ cm. La barette est déplacée sur une distance $d = 30,0$ cm avec un pas de 8 mm. Nous obtenons les images de la figure 16, sans lissage (cf. figure 16A) puis avec lissage (cf. figure 16B).

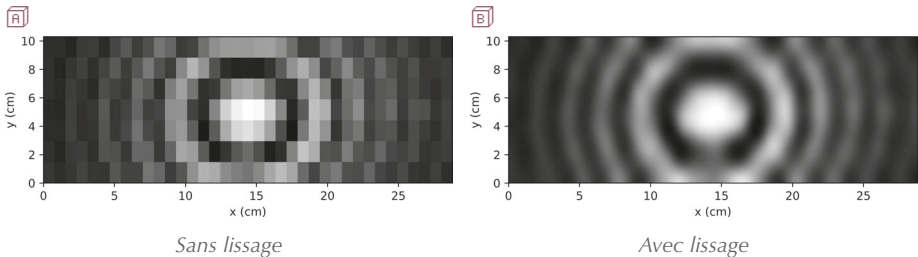


Figure 16 - Anneaux d'interférences (pour $a = 20,0$ cm et $D = 10,8$ cm).

La visualisation d'anneaux d'interférences en acoustique est ainsi plus facile à réaliser qu'en optique où elle nécessite des dispositifs interférentiels plus difficiles à mettre en œuvre.

3.2.2. Résultats expérimentaux

Le graphique de la figure 17 (cf. page ci-contre) représente l'évolution de la valeur efficace de la tension aux bornes du microphone central en fonction de sa position ($x = 0$ correspondant à la première mesure effectuée). La valeur efficace a été divisée par la plus grande valeur mesurée par le microphone lors de son déplacement.

Nous superposons, sur la figure 18 (cf. page ci-contre), aux points expérimentaux, un premier modèle, toujours donné par la relation (9) pour laquelle nous supposons les signaux de même amplitude, mais en adaptant l'expression de la différence de marche

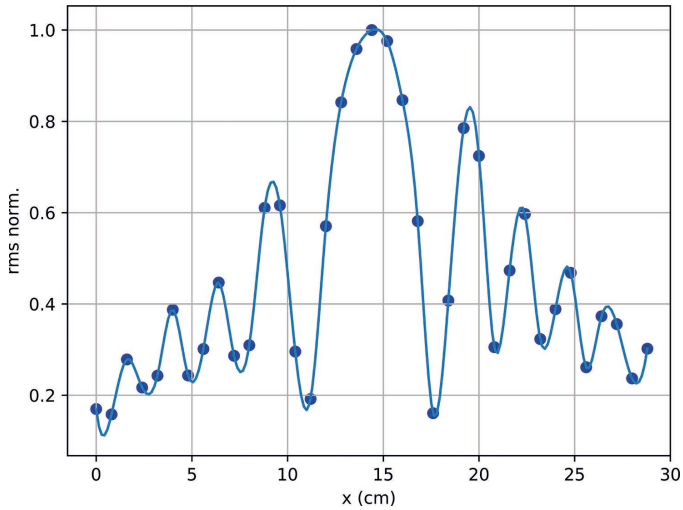


Figure 17 - Tension efficace normalisée en fonction de la position du microphone.

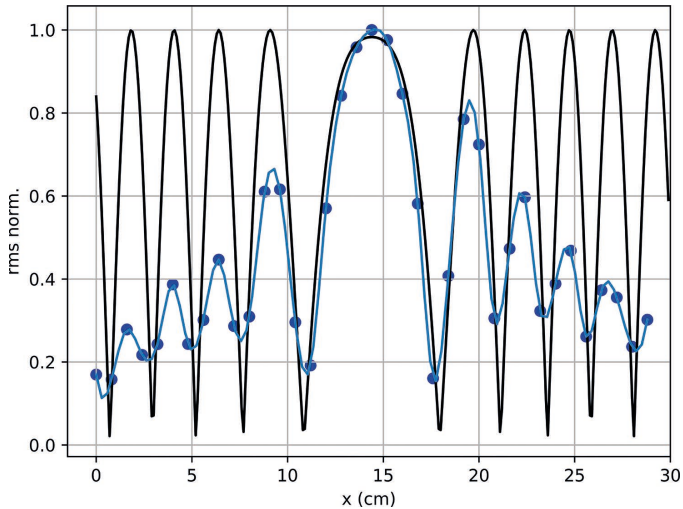


Figure 18 - Tension efficace normalisée en fonction de la position ; points expérimentaux et modélisation (avec des sources ponctuelles et sans atténuation).

à la nouvelle configuration, soit :

$$\delta(x) = E_2 M - E_1 M = \sqrt{x^2 + (D + a)^2} - \sqrt{x^2 + D^2}. \quad (10)$$

Comme précédemment, le modèle théorique a été recentré autour de $x = 14,0$ cm et les valeurs des paramètres a et D ont été ajustées, dans l'intervalle d'incertitude, de façon

à faire coïncider les abscisses des extrema des courbes expérimentale et théorique. Les valeurs retenues sont $a = 19,5$ cm et $D = 10,5$ cm.

Une simulation informatique prenant en compte l'atténuation des ultrasons lors de leur propagation ainsi que le caractère étendu des sources permet un meilleur ajustement de la courbe expérimentale comme le montre la figure 19.

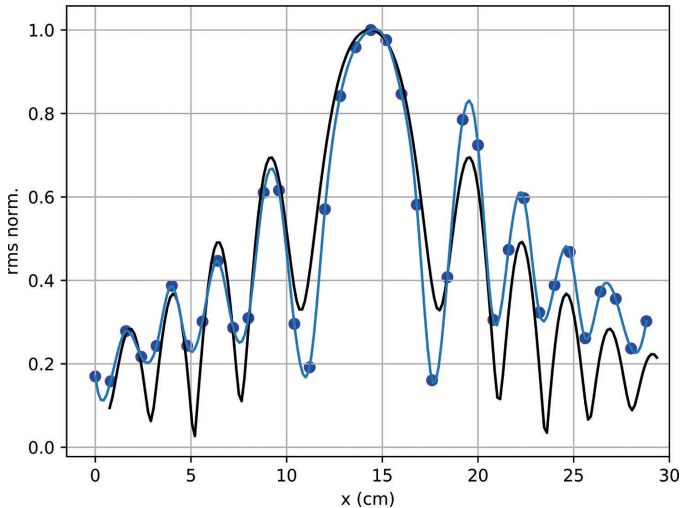


Figure 19 - Tension efficace normalisée en fonction de la position ; points expérimentaux et modélisation (avec sources étendues et atténuation).

Il resterait à prendre en compte l'effet de diffraction de l'émetteur E_1 sur l'onde émise par E_2 . En effet, les émetteurs utilisés ont un diamètre $b = 1,0$ cm soit de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde des ultrasons. Il conviendrait alors de sommer au point M les amplitudes complexes des signaux émis par E_1 et par E_2 , en tenant compte de la diffraction par E_1 . Ce phénomène pourrait expliquer les écarts observés entre la simulation et la courbe expérimentale.

CONCLUSION

Nous avons réalisé un montage permettant de visualiser la répartition de l'intensité acoustique dans l'espace (plus précisément, les figures obtenues correspondent à la valeur efficace du signal acoustique). Le dispositif utilisé nous a permis de revisiter quelques expériences classiques d'interférences et d'obtenir des figures inédites dans le domaine de l'acoustique avec une résolution inférieure à la longueur d'onde des ultrasons.

Au-delà de l'étude physique sur les interférences réalisée dans cet article, la rétine acoustique est un outil d'investigation intéressant pour la visualisation et l'étude d'autres phénomènes acoustiques pour lesquels il y a une modulation spatiale de l'intensité acoustique. La visualisation et l'étude des phénomènes de diffraction feront ainsi l'objet d'un prochain article.

Ce travail a également été l'occasion de développer un parallélisme entre l'optique et l'acoustique. L'ordre de grandeur de la longueur d'onde des ultrasons permet d'étudier les phénomènes dans des régimes différents de ceux de l'optique, complétant ainsi leur compréhension – comme le montrent aussi d'autres articles récents dans *Le Bup* [5-6].

BIBLIOGRAPHIE ET NETOGRAPHIE

- [1] https://odpf.org/images/archives_docs/26eme/memoires/EquipeY/memoire.pdf
- [2] <http://www.f-legrand.fr/scidoc/>
- [3] https://matplotlib.org/api/_as_gen/matplotlib.pyplot.imshow.html
- [4] A. Ballory, A. Deiber, O. Kempf et Groupe GRESEP, « Interférences ultrasonores : apports d'une acquisition informatisée », *Bull. Un. Phys.*, vol. 93, n° 818, p. 1629-1646, novembre 1999.
- [5] L. Dettwiller, C. Mulet-Marquis et T. Robin, « Comparaison de techniques de calcul de diffraction – Partie 1 : Application aux réseaux zonés et à leur apodisation longitudinale », *Bull. Un. Prof. Phys. Chim.*, vol. 112, n° 1007, p. 1079-1112, octobre 2018.
- [6] L. Dettwiller, C. Mulet-Marquis et T. Robin, « Comparaison de techniques de calcul de diffraction – Partie 2 : Étude expérimentale », *Bull. Un. Prof. Phys. Chim.*, vol. 112, n° 1008, p. 1221-1235, novembre 2018.

Annexe

Absorption des ultrasons dans l'air

Nous avons mesuré la valeur efficace de la tension aux bornes d'un microphone en fonction de sa distance r à l'émetteur placé en $r = 0$. Émetteur et récepteur sont placés dans un même plan horizontal. Les résultats sont présentés sur la figure 20.

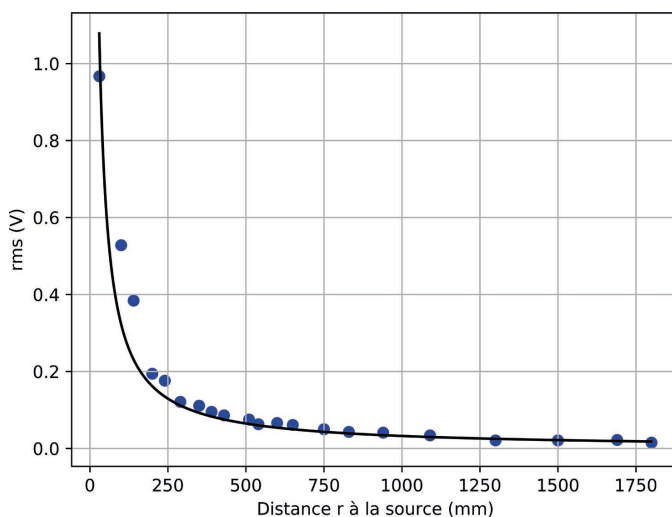


Figure 20 - Évolution de la valeur efficace de la tension aux bornes d'un microphone en fonction de sa distance r à l'émetteur. Résultats expérimentaux et modélisation.

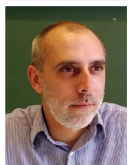
La courbe montre une atténuation des ultrasons dans l'air lors de leur propagation. La courbe a été modélisée par une fonction inverse :

$$rms = \frac{\kappa}{r}, \quad (11)$$

avec $\kappa = (3,23 \pm 0,04) \cdot 10^3 \text{ mV} \cdot \text{cm}$ (95 %)

La modélisation de la courbe par une fonction inverse montre que l'effet principal est une atténuation d'origine géométrique liée à la dilution de l'énergie acoustique dans l'espace. À cet effet se mêlerait une décroissance de l'amplitude due à l'absorption caractérisée par un facteur exponentiel.

Il convient de noter que la valeur de κ déterminée est associée à un couple émetteur-récepteur donné, mais n'intervient pas dans les simulations numériques, car nous étudions les réponses normalisées.



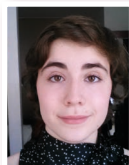
Jean-Christophe JOUAN
Professeur en MPSI
Lycée militaire de Saint-Cyr-l'École
Saint-Cyr-l'École (Yvelines)



Yves CHRIQUI
Professeur de sciences physiques
Lycée militaire de Saint-Cyr-l'École
Saint-Cyr-l'École (Yvelines)



Violette KUBIACZYK
Élève en terminale S
Lycée militaire de Saint-Cyr-l'École
Saint-Cyr-l'École (Yvelines)



Ambre DESHAYES
Élève en terminale S
Lycée militaire de Saint-Cyr-l'École
Saint-Cyr-l'École (Yvelines)