

Confirmation expérimentale et numérique de la dépendance fréquentielle de la distance de coupure modale pour un environnement océanique 3D

Alexios Korakas¹, Frédéric Sturm¹, Jean-Pierre Sessarego²

¹ LMFA, UMR CNRS 5509, 36, avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex, {alexios.korakas, frederic.sturm}@ec-lyon.fr

² LMA, UPR CNRS 7051, 31, Chemin Joseph Aiguier, 13402 Marseille Cedex 20, sessarego@lma.cnrs-mrs.fr

Nous nous intéressons à la propagation tridimensionnelle de signaux acoustiques transitoires dans un milieu océanique en présence d'un fond incliné. En particulier, nous nous intéressons à la dépendance fréquentielle des signaux sonores lors de leur propagation. Nous appuyons cette étude sur des données expérimentales obtenues dans la cuve océanique du LMA. Dans la présente étude, les séries temporelles expérimentales enregistrées au niveau de récepteurs positionnés en travers de la pente sont étudiées mode par mode dans le domaine temporel. Plus précisément, les paquets d'onde associés à chacun des modes propagatifs sont extraits et leurs contenus spectraux analysés. Il apparaît alors clairement que la partie basse fréquence associée à chaque mode disparaît progressivement du signal lors de sa propagation en travers de la pente. Ce phénomène traduit la dépendance en distance de la fréquence de coupure pour chaque mode. De multiples simulations numériques viennent confirmer ces observations expérimentales.

1 Introduction

Lors d'une précédente étude, nous nous étions intéressés à l'étude expérimentale de la propagation tridimensionnelle (3D) de signaux acoustiques transitoires dans un milieu océanique en présence d'un fond incliné. Le but était de mettre en place une expérimentation en cuve (à échelle réduite) permettant de retrouver les effets 3D mis en évidence par le biais de diverses simulations numériques. L'analyse des signaux expérimentaux obtenus lors d'une campagne de mesure dans la cuve océanique du LMA, avait alors clairement permis de montrer la présence de tels effets 3D (zones d'ombre, arrivées multiples) dus au fond pentu pour chacun des modes propagatifs [1, 2].

On s'intéresse ici plus particulièrement à la dépendance fréquentielle du champ sonore. Plusieurs publications ont montré que la distance de coupure d'un mode propre en travers de la pente augmente en fonction de la fréquence [3, 4, 5, 6]. En d'autres termes, cela signifie que le contenu spectral initial d'un paquet d'onde associé à un mode propre donné est graduellement réduit le long de la direction transverse à la pente, la partie basse fréquence étant progressivement réfractée vers le bas de la pente. L'objectif de la présente étude est de mettre en évidence ces phénomènes sur les résultats expérimentaux que nous possédons. Dans un premier temps, le dispositif expérimental est rappelé au § 2.1; les spectres expérimentaux sont analysés au § 2.2. Des signaux simulés obtenus dans une configuration similaire à celle de l'expérimentation sont alors présentés au § 3. L'extraction des arrivées associées à chacun des différents modes propagatifs, basée sur une technique classique de filtrage modal, facilite les comparaisons (§ 3.1). Les spectres correspondant aux différents modes sont analysés au § 3.2.

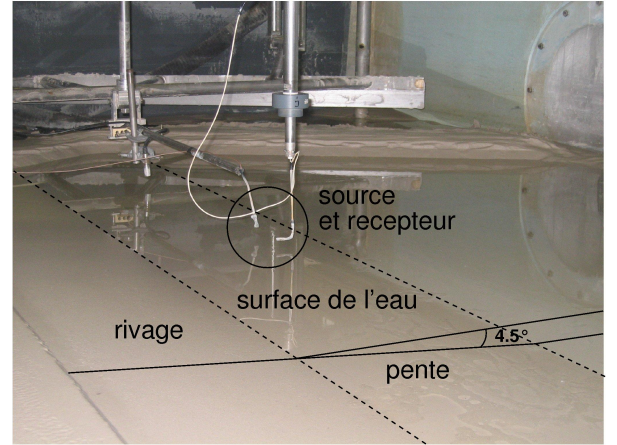


FIG. 1: Dispositif expérimental.

2 Résultats expérimentaux

2.1 Dispositif expérimental

Les signaux expérimentaux ont été enregistrés dans la grande cuve océanique (longueur : 20 m, largeur : 3 m) du laboratoire de Mécanique et d'Acoustique de Marseille. La cuve est constituée d'une fine lame d'eau homogène reposant sur une épaisse couche de sable fin simulant un fond sédimentaire semi-infini. La densité du sable est de 1.99 g/cm^3 ($\pm 0.01 \text{ g/cm}^3$). Les valeurs mesurées de la célérité du son dans le fond se situent autour de 1700 m/s (les mesures, effectuées à l'aide d'un célérimètre sur des échantillons, n'ont pas permis d'obtenir des valeurs plus précises).

Afin de simuler un fond pentu, le ratissage de la surface du fond sableux a été effectué avec un rateau incliné à 4.5° (voir la Fig. 1). Lors des enregistrements, la température de l'eau était de 19.62°C , correspondant à

une célérité du son dans l'eau de 1488.9 m/s [7]. Source et récepteur sont deux transducteurs piézoélectriques cylindriques de rayon externe 6 mm et de longueur 6 mm.

Le signal source utilisé est un signal temporel large bande, de type Gaussien (comportant 5 cycles et d'une durée de 40 μ s). Son spectre présente un lobe principal avec un maximum à la fréquence de 150 kHz correspondant à une longueur d'onde acoustique λ de l'ordre du centimètre, et une largeur de bande d'environ 100 kHz. La source est positionnée à une immersion fixe de 10 mm et les signaux enregistrés en travers de la pente à plusieurs distances source/récepteur (de 0.1 m à 5 m par pas de 0.1 m) et plusieurs immersions (de 4 mm à 45 mm, par pas de 1 mm). Dans le plan vertical contenant la source et le récepteur, la hauteur $\tilde{h}$ de l'eau est constante, $\tilde{h} = 48.0$ mm (± 1.0 mm).

2.2 Analyse des spectres expérimentaux

Nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'évolution des spectres expérimentaux du (ou des) paquet(s) d'onde associé(s) au mode 3 en fonction de la distance source/récepteur (voir Fig. 2). Les signaux associés au mode 3 ont été obtenus par simple extraction à partir des signaux reçus à une immersion de 26 mm (à cette immersion, les arrivées du mode 3 sont bien séparées des autres arrivées modales et donc facilement identifiables) et pondération par une fenêtre de Hanning. Les spectres ont ensuite été obtenus par transformée de Fourier des signaux pondérés.

Les spectres représentés sur la Fig. 2 affichent une dépendance évidente de la fréquence de coupure en fonction de la distance. Tout d'abord, à 1.4 m, le contenu spectral initial du mode 3 est conservé ; la fréquence de coupure survient à environ 100 kHz. À 1.8 m la fréquence de coupure est à peu près égale à 130 kHz, la partie inférieure du spectre initial se trouvant dans la zone d'ombre. Plus loin en travers de la pente, à 2.2 m, la fréquence de coupure du mode 3 est d'environ 160 kHz. En outre, on remarque que l'amplitude du spectre à 1.9 m est quasiment le double de celle du spectre à 1.4 m. Ce doublement de l'amplitude témoigne d'une seconde arrivée du mode 3. Nous observons de plus l'apparition progressive de franges d'interférence dans le spectre provenant de différentes arrivées du même mode (ici le mode 3), séparées en temps. La longueur des interférences dépend de la séparation temporelle des arrivées. Plus précisément, lorsque la séparation en temps des paquets d'onde associés au même mode diminue, la longueur des interférences augmente. Enfin, juste avant la zone d'ombre, par exemple à la distance de 2.2 m, les deux arrivées surviennent quasi-simultanément et les franges d'interférence ne sont alors que faiblement observées.

3 Résultats numériques

Les résultats numériques que nous présentons ici ont été obtenus avec le code parabolique tridimensionnel 3DWAPE [8]. Les simulations ont été effectuées en considérant une couche d'eau homogène ($c_{\text{eau}} =$

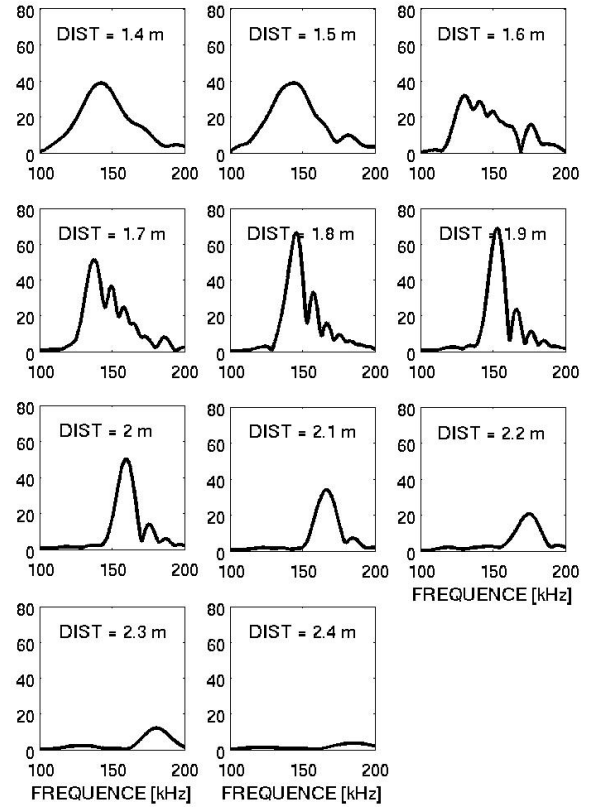


FIG. 2: Spectres expérimentaux des paquets d'onde associés au mode 3 en fonction de la distance source/récepteur (immersion du récepteur : 26 mm).

1488.9 m/s, $\rho_{\text{eau}} = 1$ g/cm³) et un fond sédimentaire homogène atténuant ($c_{\text{sed}} = 1740$ m/s, $\rho_{\text{sed}} = 1.99$ g/cm³, $\alpha_{\text{sed}} = 0.5$ dB/ λ). Il est à noter que la valeur de c_{sed} utilisée nous a été suggérée par les comparaisons expériences/simulations effectuées lors d'une phase de calibration antérieure à l'expérimentation 3D [9].

Le principe d'une expérimentation à échelle réduite repose sur le principe d'invariance du rapport d'une dimension caractéristique (par exemple, dans notre cas, la hauteur de l'eau au niveau de la source) sur la longueur d'onde acoustique, soit :

$$\frac{h}{\lambda} = \frac{\tilde{h}}{\tilde{\lambda}}$$

où h et λ (respectivement $\tilde{h}$ et $\tilde{\lambda}$) désignent l'épaisseur de la colonne d'eau dans le plan vertical contenant la source et le récepteur, et la longueur d'onde acoustique avant (resp. après) le changement d'échelles. Dans les simulations numériques, nous avons utilisé un facteur d'échelle de 1/1000. La source sonore, placée à 10 m en dessous de la surface de l'eau, émet un signal temporel Gaussien centré à 141.6 Hz, la hauteur du guide d'onde dans la direction transverse à la pente est de $h = 48$ m et les signaux sont propagés sur une distance de 5 km.

Les calculs à fréquence fixe ont été effectués en considérant des développements de Padé dit *grand angle* aussi bien en immersion qu'en azimuth, et en initialisant par une source de Greene. Les arrivées temporelles ont alors été reconstruites par synthèse de Fourier.

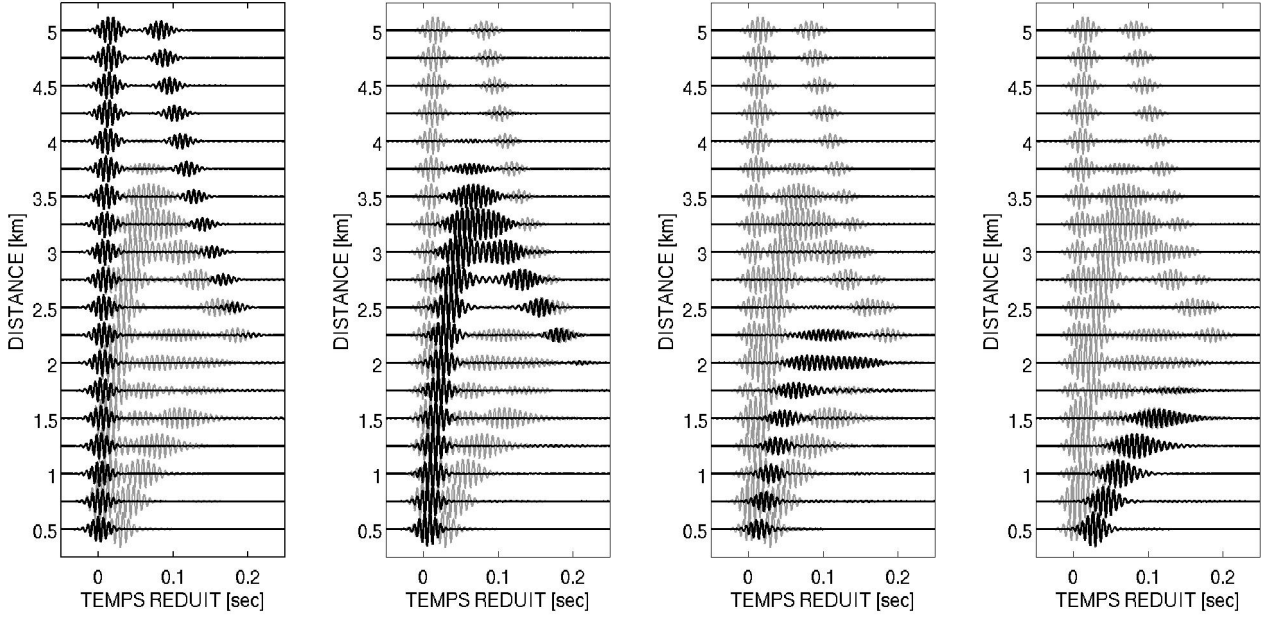


FIG. 3: De gauche à droite (courbes en noir) : évolution des signaux associés aux modes 1, 2, 3 et 4 en fonction de la distance source/récepteur (en travers de la pente, immersion : 20 m). Pour chaque distance, les signaux complets, avant filtrage, sont représentés en gris sur chacune des sous-figures.

3.1 Filtrage modal

Rappelons dans un premier temps la méthode de filtrage modal développée initialement pour un guide d'onde (2D) de type Pekeris [10]. Sous l'hypothèse de champ lointain qui permet de négliger la contribution due à l'intégrale de branche et de ne retenir que les $M(\omega)$ modes propres, la pression acoustique s'exprime sous la forme suivante :

$$P(r, z; t) \approx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{S}(\omega)}{2\pi} \left\{ \sum_{m=1}^{M(\omega)} \kappa_m \Psi_m(z) \frac{e^{i(k_{r,m}r - \omega t)}}{\sqrt{k_{r,m}r}} \right\} d\omega$$

où $\kappa_m \stackrel{\text{déf.}}{=} i\sqrt{2\pi}e^{-i\frac{\pi}{4}}\Psi_m(z_S)/\rho_{\text{eau}}$, $1 \leq m \leq M(\omega)$ et où $\hat{S}(\omega)$ désigne le spectre du signal émis par la source acoustique positionnée dans l'eau en $r = 0$ à l'immersion z_S . Ici, $k_{r,m}$ désigne le nombre d'onde horizontal associé au mode m et à la pulsation ω et $\Psi_m(z)$ désigne la fonction modale correspondante. Supposons alors un spectre à bande étroite centré autour d'une fréquence f_c et désignons par M_c le nombre de modes propres correspondant à la fréquence f_c . Inversant alors intégration continue (par rapport à ω) et somme discrète (sur le nombre de modes propres), et négligeant la dépendance fréquentielle des fonctions modales $\Psi_m(z)$, $1 \leq m \leq M_c$, et, par voie de conséquence, aussi celle des coefficients κ_m , $1 \leq m \leq M_c$, on obtient :

$$P(r, z; t) \approx \sum_{m=1}^{M_c} \mathcal{S}_m(r, t) \Psi_m(z) \quad (1)$$

où, pour tout $m \in \{1, \dots, M_c\}$, $\mathcal{S}_m(r, t)$ est défini par

$$\mathcal{S}_m(r, t) \stackrel{\text{déf.}}{=} \frac{\kappa_m}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}(\omega) \frac{e^{i(k_{r,m}r - \omega t)}}{\sqrt{k_{r,m}r}} d\omega.$$

Pour tout $m \in \{1, \dots, M_c\}$, $\mathcal{S}_m$ s'interprète comme un paquet d'onde associé au mode m . Considérons N récepteurs positionnés à la même distance $\tilde{r}$ et aux immersions $\tilde{z}_1, \tilde{z}_2, \tilde{z}_3, \dots, \tilde{z}_N$, toutes distinctes deux à deux. Écrivons alors (1) en chacun de ces récepteurs. Pour cela, fixons t et notons

$$p_j \stackrel{\text{not.}}{=} P(\tilde{r}, \tilde{z}_j; t), \quad 1 \leq j \leq N,$$

$$s_m \stackrel{\text{not.}}{=} \mathcal{S}_m(\tilde{r}, t), \quad 1 \leq m \leq M_c.$$

On obtient alors :

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \\ \vdots \\ p_N \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \Psi_1(\tilde{z}_1) & \Psi_2(\tilde{z}_1) & \cdots & \Psi_{M_c}(\tilde{z}_1) \\ \Psi_1(\tilde{z}_2) & \Psi_2(\tilde{z}_2) & \cdots & \Psi_{M_c}(\tilde{z}_2) \\ \Psi_1(\tilde{z}_3) & \Psi_2(\tilde{z}_3) & \cdots & \Psi_{M_c}(\tilde{z}_3) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Psi_1(\tilde{z}_N) & \Psi_2(\tilde{z}_N) & \cdots & \Psi_{M_c}(\tilde{z}_N) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_1 \\ s_2 \\ \vdots \\ s_{M_c} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Notons à présent

$$\mathbf{p} \stackrel{\text{not.}}{=} (p_1, p_2, p_3, \dots, p_N)^T \text{ et } \mathbf{s} \stackrel{\text{not.}}{=} (s_1, s_2, \dots, s_{M_c})^T.$$

Le vecteur $\mathbf{p}$ contient les signaux reçus (au temps t) en chacun des N récepteurs, tandis que le vecteur $\mathbf{s}$ contient les signaux (au temps t) transportés par chacun des M_c modes propres correspondant à la fréquence centrale f_c . Rechercher la meilleure solution (au sens des moindres carrés discrets) de (2) revient à chercher le vecteur $\mathbf{s}$ vérifiant l'équation normale :

$$\mathbf{U}^* \mathbf{U} \mathbf{s} = \mathbf{U}^* \mathbf{p} \quad (3)$$

où la matrice rectangulaire $\mathbf{U}$ contient, sur sa m -ième colonne, les valeurs de la fonction modale Ψ_m en chacune des immersions $\tilde{z}_1, \tilde{z}_2, \tilde{z}_3, \dots, \tilde{z}_N$, c'est-à-dire :

$$\mathbf{U} \stackrel{\text{déf.}}{=} (\Psi_m(\tilde{z}_j))_{1 \leq j \leq N, 1 \leq m \leq M_c}$$

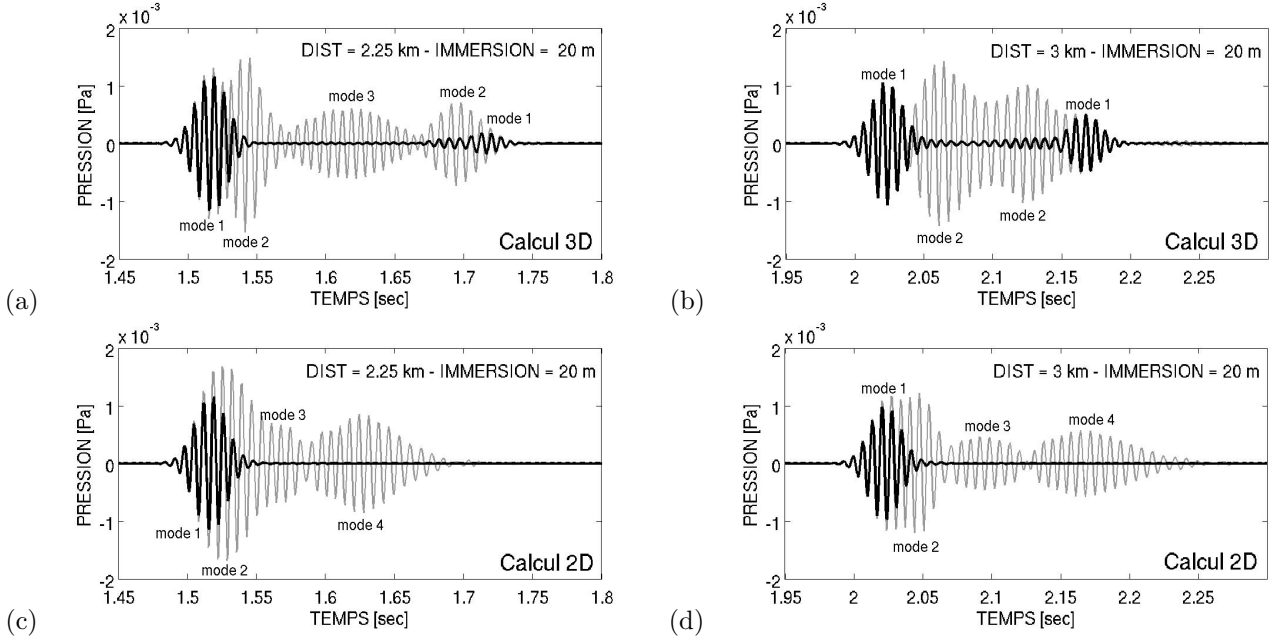


FIG. 4: Signaux reçus (courbes en gris) en travers de la pente à l'immersion $z = 20$ m aux distances $r = 2.25$ km (à gauche) et $r = 3$ km (à droite) correspondant à un calcul 3D (sous-figures (a) et (b)) et un simple calcul 2D (sous-figures (c) et (d)). Les arrivées associées au mode 1 obtenues après filtrage sont tracées en noir.

et où U^* désigne la matrice adjointe de U . Les colonnes de U étant linéairement indépendantes, la matrice U^*U , matrice d'ordre M_c , est inversible. D'où

$$\mathbf{s} = (U^*U)^{-1}U^*\mathbf{p}. \quad (4)$$

Les signaux ont été calculés en travers de la pente pour différentes distances variant de 0.5 km à 5 km avec un pas de 0.25 km et, pour chacune de ces distances, aux immersions $\tilde{z}_1 = 2$ m, $\tilde{z}_2 = 4$ m, $\dots$, $\tilde{z}_{23} = 46$ m. Le calcul des fonctions modales permettant de reconstruire la matrice U a été effectué à l'aide d'un code de modes normaux. Les arrivées modales associées aux différents modes propagatifs, contenues dans $\mathbf{s}$, sont alors calculées par (4).

Les courbes en noir représentées sur les quatre sous-figures de la Fig. 3 donnent l'évolution du signal temporel en fonction de la distance (en travers de la pente, à une immersion de 20 m) correspondant à chacun des quatre modes propagatifs. Les signaux complets (c'est-à-dire avant filtrage) sont représentés sur chacune des sous-figures par les courbes grises. En particulier, les signaux reçus en travers de la pente aux deux distances $r = 2.25$ km et $r = 3$ km (à l'immersion $z = 20$ m) sont aussi représentés sur la Fig. 4. Pour comparaison, le signal obtenu par un simple calcul 2D est représenté sur la Fig. 4. Pour compenser les pertes par divergence cylindrique de l'énergie sonore, les signaux filtrés (courbes en noir) et non filtrés (courbes en gris) de la Fig. 3 ont été multipliés par un facteur $\sqrt{r}$.

Au delà de 1 km, les signaux reçus présentent de remarquables effets 3D. Chaque mode, à l'exception du mode 4, présente deux arrivées distinctes du paquet d'onde qui lui est associé. Le retard temporel entre ces arrivées décroît en fonction de la distance. À une certaine distance, les deux arrivées se recouvrent partiellement et forment un unique paquet d'onde qui apparaît alors fortement dispersé. Plus loin en distance, ce pa-

quet apparaît raccourci en temps et affaibli en amplitude, avant de se retrouver dans sa zone d'ombre. La zone d'ombre survient à des distances plus courtes pour les modes d'ordre plus élevés. Elle apparaît par exemple au voisinage de 3.75 km (respectivement 2.25 km) pour le mode 2 (resp. mode 3).

3.2 Analyse des spectres numériques

Examinons à présent l'évolution, en travers de la pente, du contenu spectral des paquets d'onde associés aux modes en fonction de la distance. Les spectres, obtenus par transformée de Fourier des paquets d'onde associés à chacun des modes et obtenus par filtrage modal, sont représentés sur la Fig. 5. On y observe notamment l'écartement des franges d'interférences sur les spectres associés au mode 1 (courbes en bleu) en fonction de la distance source/récepteur. Il est à noter que jusqu'à la distance de 4.75 km, le mode 1 préserve son contenu spectral initial. Le mode 2 (courbes en rouge) présente un comportement similaire au mode 1 jusqu'à la distance de 3.25 km puis, au delà de cette distance, entre progressivement dans sa zone d'ombre. En outre, on reconnaît le comportement des spectres simulés correspondant au mode 3 qui est très proche des résultats expérimentaux donnés sur la Fig. 2. Enfin, le mode 4 ne présente aucune interférence.

4 Conclusion et discussion

L'analyse des spectres expérimentaux et simulés a permis de montrer que la coupure des spectres associés à chacun des modes propagatifs (ici au nombre de quatre) se produit progressivement le long de la direction transverse à la pente. En ce sens, notre objectif est atteint. Notons que la technique de filtrage modal que nous avons utilisée pour étudier les données simulées, peut

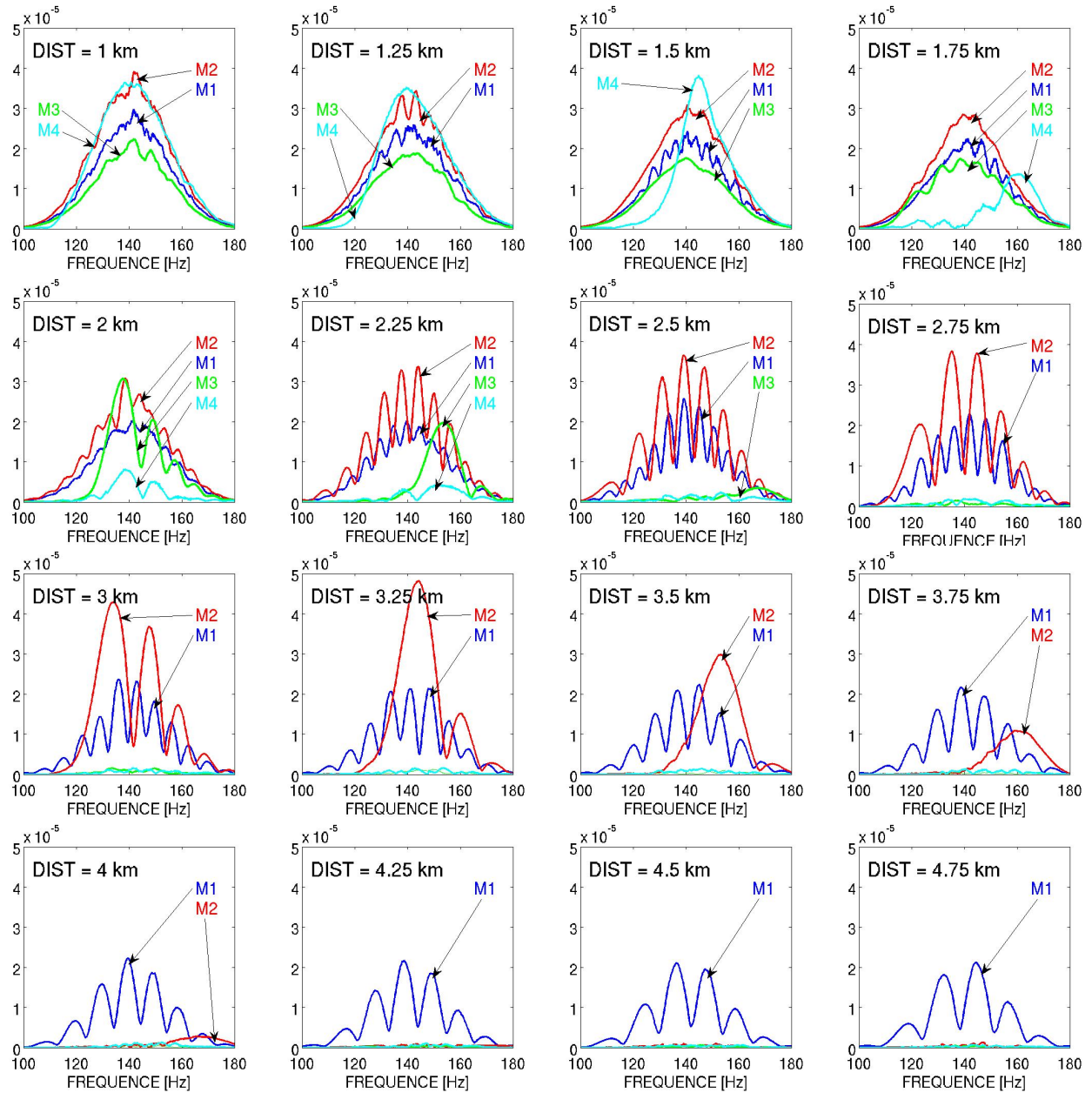


FIG. 5: Spectres numériques associés aux quatre modes propagatifs en fonction de la distance (immersion : 20 m). En bleu : mode 1, en rouge : mode 2, en vert : mode 3, en cyan : mode 4.

aussi être appliquée sur les données expérimentales. Cependant, cela nécessite la connaissance des fonctions modales, et donc une connaissance précise des paramètres du fond dans la cuve océanique. À ce stade, les incertitudes sur certains paramètres du fond (par exemple, la valeur de c_{sed}) sont importantes et une analyse plus méticuleuse doit être envisagée afin d'y remédier.

Références

- [1] Sturm F., Sessarego J.-P., Ferrand D., "Laboratory scale measurements of across-slope sound propagation over a wedge-shaped bottom", *In Proceedings of the 2nd UAM*, edited by John S. Papadakis and Leif Bjorno (ISBN 978-960-88702-9-1), Vol. III, pp. 1151–1156 (2007).
- [2] Korakas A., Sturm F., Sessarego J.-P., Ferrand D., "Tank experiments of sound propagation over a tilted bottom : Comparison with a 3-D PE model", *In Proceedings of the 9th ECUA*, edited by M. E. Zakharia, co-editors : D. Cassereau and F. Luppé (ISBN 978-2-9521105-8-7), Vol. 2, pp. 429–434 (2008).
- [3] Harrison C. H., "Acoustic shadow zones in the horizontal plane", *J. Acoust. Soc. Am.* **65**, 56–61 (1979).
- [4] Buckingham M. J., "Theory of three-dimensional acoustic propagation in a wedgelike ocean with a penetrable bottom", *J. Acoust. Soc. Am.* **82**, 198–210 (1987).
- [5] Westwood E. K., "Broadband modeling of the three-dimensional penetrable wedge", *J. Acoust. Soc. Am.* **92** (4), 2212–2222 (1992).
- [6] Glegg S. A. L., Deane G. B., House I. G., "Comparison between theory and model scale measurements of three-dimensional sound propagation in a shear

- supporting penetrable wedge", *J. Acoust. Soc. Am.* **94**, 2334–2342 (1993).
- [7] Bilaniuk N., Wong G. S. K., "Speed of sound in pure water as a function of temperature", *J. Acoust. Soc. Am.* **93**, 1609–1612 (1993).
- [8] Sturm F., "Numerical study of broadband sound pulse propagation in three-dimensional oceanic waveguides", *J. Acoust. Soc. Am.*, **117**(3), 1058–1079 (2005).
- [9] Papadakis P., Taroudakis M., Sturm F., Sanchez P., Sessarego J.-P. "Scaled Laboratory Experiments of Shallow Water Acoustic propagation", *Acta Acustica united with Acustica* **94**(5), 676–684 (2008).
- [10] Tindle C. T., Guthrie K. M., Bold G. E. J., Johns M. D., Jones D., Dixon K. O., Birdsall T. G., "Measurements of the frequency dependence of normal modes", *J. Acoust. Soc. Am.*, **64**(4), 1178–1185 (1978).