



## **Réponse vibro-acoustique d'une structure excitée par une Couche Limite Turbulente : Vers la prise en compte de l'évolution spatiale de la CLT**

M. Berton<sup>a</sup>, L. Maxit<sup>a</sup>, D. Juvé<sup>b</sup> et C. Audoly<sup>c</sup>

<sup>a</sup>LVA, INSA de Lyon, 25 bis avenue Jean Capelle, 69621 Villeurbanne, France

<sup>b</sup>Ecole Centrale de Lyon, Centre Acoustique - bât. KCA, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex, France

<sup>c</sup>DCNS Research, Le Mourillon BP403, 83055 Toulon, France  
marion.berton@insa-lyon.fr

Cette étude s'inscrit dans le cadre de la modélisation du comportement vibro-acoustique d'une structure immergée dans un fluide lourd excitée par une couche limite turbulente (CLT). Plus particulièrement, on s'intéresse à la prise en compte des variations spatiales des paramètres d'excitation de la structure qui peuvent être induites par le développement de la CLT ou par un gradient de pression statique. Dans un premier temps, l'influence de ces variations sur les spectres des fluctuations de pression en paroi est présentée sur un exemple académique d'écoulement en eau sur un massif de sous-marin. On met en évidence des variations significatives de niveaux des spectres de pression en paroi de la structure vibrante. Ceci va à l'encontre du champ de pression généralement considéré dans les modèles vibro-acoustiques qui est supposé homogène spatialement. Dans le but de prendre en compte ces variations dans le calcul de la réponse vibro-acoustique, différentes méthodes pour introduire cette excitation variable spectralement sont développées et comparées. On met ainsi en évidence l'influence du gradient de pression dans l'écoulement sur la réponse vibratoire de la structure dans le cas d'un massif.

## 1 Introduction

L'acoustique sous-marine est l'un des enjeux majeurs dans la conception des engins sous-marins pour analyser et minimiser les sources de bruits. Les vibrations de la structure externe de l'engin générées par l'excitation hydrodynamique d'un écoulement turbulent d'un fluide lourd constituent en particulier une source de rayonnement acoustique. On s'intéresse dans ce papier à la modélisation de ce rayonnement, avec la prise en compte de l'évolution spatiale de la Couche Limite Turbulente (CLT) en présence d'un gradient de pression statique. Une méthodologie en trois étapes est développée pour cette modélisation : la première consiste à calculer l'écoulement moyen à l'aide d'un calcul de type RANS ; L'excitation de la structure est ensuite estimée à l'aide des paramètres d'écoulement et par des modèles semi-empiriques de fluctuations de pression pariétale ; la troisième étape est l'introduction de l'excitation dans un modèle vibro-acoustique puis le calcul du rayonnement acoustique. L'étude de ce papier porte plus particulièrement sur cette troisième étape, avec le développement de méthodes d'introduction de l'excitation « par zones » qui permettent de faire varier les caractéristiques de l'excitation selon la position sur la structure. Ces méthodes sont comparées entre elles dans le cas d'un écoulement en eau sur un profil de massif de sous-marin, profil qui induit un gradient de pression défavorable.

## 2 Excitation hydrodynamique

Le cas d'étude est un écoulement en eau sur un profil de massif de sous-marin, illustré Figure 1, et de longueur  $L = 9.22m$ . L'écoulement a une vitesse  $U_i = 5m/s$  en entrée du modèle et se développe sur la structure, donnant lieu à un gradient de pression défavorable le long du massif, comme illustré avec le coefficient de pression  $C_p$  Figure 1. Les paramètres d'écoulement moyen sont calculés à partir du code 3C3D en 2D avec un modèle de turbulence par longueur de mélange. Un taux de turbulence est imposé à 0.5% avec transition forcée au point d'arrêt. L'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  dont on rappelle l'expression est représentée le long du massif Figure 2. On observe bien un épaississement de la couche limite le long du massif, et une zone particulièrement épaisse en fin de profil, où l'écoulement subit davantage les effets de gradient de pression et de courbure de la paroi.

$$\delta_1 = \int_0^{y(\delta)} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \quad (1)$$

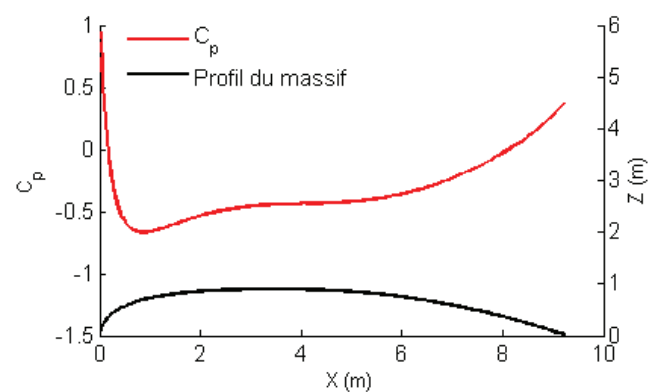


Figure 1 : Coefficient de pression le long du massif.

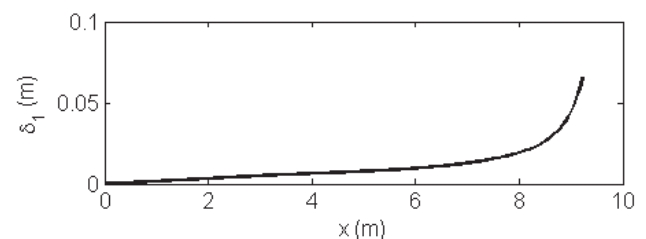


Figure 2 : Épaisseur de déplacement  $\delta_1$  le long du massif.

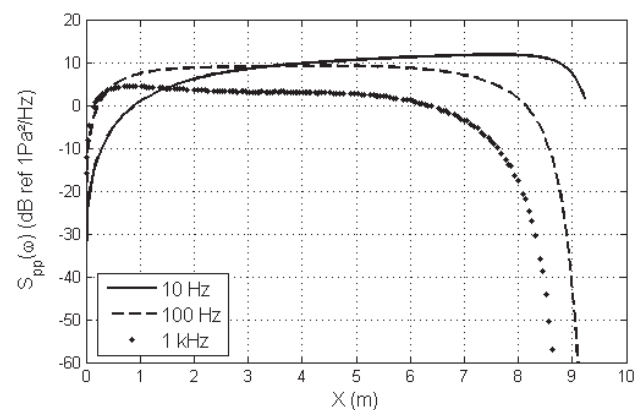


Figure 3 : Spectres de fluctuations de pression pariétale le long du massif. Modèle de Rozenberg [1].

Les spectres des amplitudes des fluctuations de pression à la paroi  $S_{pp}(\omega)$  sont représentés en fonctions de  $X$  le long du massif Figure 3. Ces spectres sont estimés à l'aide du modèle de Rozenberg [1], adapté aux cas de gradient défavorable. En début de profil les niveaux augmentent rapidement avec  $X$ , partant d'un niveau très bas au point d'arrêt. Ils se stabilisent ensuite sur la zone à faible courbure de la paroi, pour diminuer rapidement en fin de profil à partir de 7-8m. On observe également les différentes évolutions selon la fréquence : en basses fréquences, les niveaux ont tendance à augmenter le long du massif dans la zone à faible courbure, tandis qu'ils diminuent légèrement à 1 kHz. Ces tendances peuvent être retrouvées avec les spectres Figure 4 tracés en fonction de la fréquence pour deux positions,  $X = 2m$  et  $X = 7m$ . Les paramètres d'écoulement en ces deux positions sont indiqués dans le Tableau 1, ainsi que les valeurs du paramètre  $\beta_1 = \frac{\delta_1 dp}{\tau_w dx}$ , couramment utilisé dans la littérature pour caractériser le gradient de pression dans l'écoulement.

Tableau 1 : Paramètres d'écoulement moyen

$X$ (m)	$U_e$ (m/s)	$\delta$ (cm)	$\delta_1$ (mm)	$\tau_w$ (Pa)	$Re_\delta$	$\beta_1$
2	6.18	2.7	3.4	44.31	1.64E5	0.10
7	5.55	10.7	12.7	28.16	5.92E5	0.91

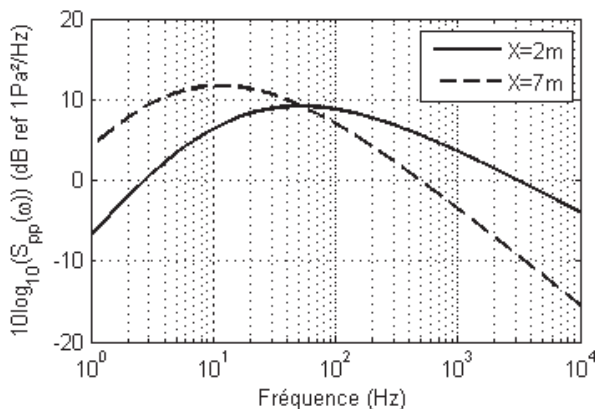
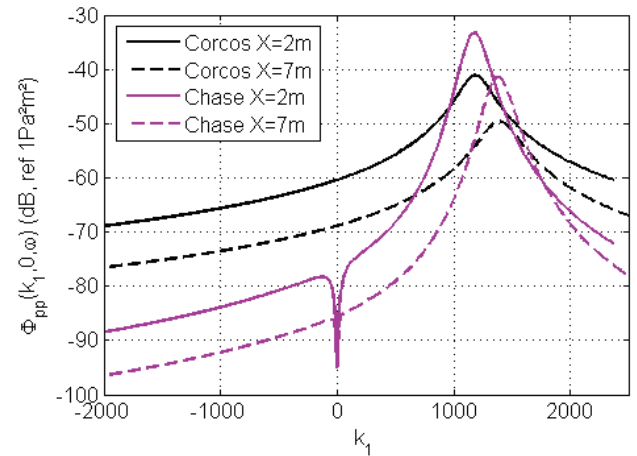


Figure 4 : Spectres de fluctuations de pression pariétale, modèle de Rozenberg [1].

Les interspectres de fluctuations de pression peuvent s'exprimer dans l'espace physique en fonction des séparations spatiales entre les points d'excitation  $\tilde{\mathbf{x}}$  et  $\tilde{\tilde{\mathbf{x}}}$ , ou dans l'espace des nombres d'onde en fonction de  $(k_x, k_y)$ . Le modèle de Corcos [2] permet d'exprimer l'interspectre  $\Phi_{pp}(\tilde{\mathbf{x}} - \tilde{\tilde{\mathbf{x}}}, \omega)$  avec une formulation exponentielle de la décroissance de corrélation, et  $\Phi_{pp}(k_x, k_y, \omega)$  par sa transformée de Fourier spatiale. Ce modèle est couramment utilisé pour son accessibilité mais les niveaux qu'il prédit sont surestimés dans la région subconvectorielle et celle des petits nombres d'onde. Pour observer l'influence de l'évolution de la CLT sur les spectres, on utilise donc le modèle de Chase [3] qui est fonction des paramètres de CLT et donne des niveaux plus faibles dans la région acoustique du spectre. Les modèles sont illustrés pour 1kHz en Figure 5, où l'on observe le décalage du pic de

convection et les écarts de niveaux (jusqu'à 8 dB pour les deux positions considérées) correspondant à l'évolution de la CLT. Dans la suite de ce papier, on utilisera le modèle de Corcos pour appliquer et comparer les méthodes vibro-acoustiques en raison de sa formulation simple en spatial et en nombres d'onde, et le modèle de Chase pour observer l'influence de l'évolution de la CLT.

Figure 5 : Interspectres de Corcos [2] et de Chase [3] des fluctuations de pression pariétale pour  $f = 1\text{kHz}$ .

### 3 Méthodes d'introduction de l'excitation dans le modèle vibro-acoustique

Trois méthodes pour introduire les spectres des fluctuations de pression dans le modèle vibro-acoustique avec prise en compte de l'évolution de la CLT sont développées et comparées dans cette section. On suppose que les vibrations de la structure n'interagissent pas avec les fluctuations de pression à la paroi, et que les ondes acoustiques n'influencent pas l'écoulement. Les méthodes, déjà validées pour des cas d'excitation homogène sur toute la structure ([4-5]) sont approfondies pour distribuer l'excitation par zones, permettant de faire varier les niveaux spectraux des fluctuations de pression selon la position sur le massif.

#### 3.1 Mise en équations

Le spectre en vitesse en un point de coordonnées  $\mathbf{x}$  de la structure s'écrit après discrétisation de la surface excitée  $\Sigma_p$  ([6-7]) :

$$S_{vv}(\mathbf{x}, \omega) = \sum_{i \in \chi} \sum_{j \in \chi} H_v^*(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}_i, \omega) \times \Phi_{pp}(\tilde{\mathbf{x}}_i - \tilde{\tilde{\mathbf{x}}}_j, \omega) H_v(\mathbf{x}, \tilde{\tilde{\mathbf{x}}}_j, \omega) \delta \tilde{\mathbf{x}} \delta \tilde{\tilde{\mathbf{x}}}, \quad (2)$$

avec

- $\chi$  la discrétisation de la surface  $\Sigma_p$  de la structure, répondant au critère de convergence spatiale étudié dans [4-5];
- $H_v(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega)$  la fonction de transfert en vitesse au point  $\mathbf{x}$  en réponse à une force ponctuelle unitaire au point  $\tilde{\mathbf{x}}$ .

La surface  $\Sigma_p$  est décomposée en  $N$  zones. En négligeant l'interspectre de fluctuations de pression entre deux zones, on peut écrire :

$$S_{vv}(\mathbf{x}, \omega) \approx \sum_{n=1}^N \sum_{i \in \chi_n} \sum_{j \in \chi_n} H_v^*(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}_i, \omega) \times \Phi_{pp_n}(\tilde{\mathbf{x}}_i - \tilde{\mathbf{x}}_j, \omega) H_v(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}_j, \omega) \delta \tilde{\mathbf{x}}_n \delta \tilde{\mathbf{x}}_n. \quad (3)$$

Le calcul de la réponse vibro-acoustique de la structure avec l'Eq. (3) et en évaluant  $H_v(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega)$  de la structure entière avec un modèle vibro-acoustique pour une force ponctuelle en  $\tilde{\mathbf{x}}$  est appelé la « méthode spatiale par zone ». Dans cette méthode, la résolution spatiale est définie dépendante de la longueur d'onde caractéristique de l'excitation hydrodynamique  $\lambda_c = U_c/f$ . Dans l'Eq. (3) la résolution  $\delta \tilde{\mathbf{x}}_n$  peut être adaptée à la position selon  $X$ . L'interspectre  $\Phi_{pp_n}(\tilde{\mathbf{x}} - \tilde{\mathbf{x}}, \omega)$ , correspondant aux paramètres d'écoulement moyennés sur la zone  $n$ , est alors appliqué au calcul sur la distribution  $\chi_n$ .

En appliquant la Transformée de Fourier spatiale aux quantités de l'Eq. (2)  $H_v(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega)$  et  $\Phi_{pp}(\tilde{\mathbf{x}} - \tilde{\mathbf{x}}, \omega)$ , le spectre de la vitesse au point  $\mathbf{x}$  peut s'écrire

$$S_{vv}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{\mathbf{q} \in K} |\tilde{H}_v(\mathbf{x}, \mathbf{k}_q, \omega)|^2 \Phi_{pp}(\mathbf{k}_q, \omega) \delta \mathbf{k}, \quad (4)$$

avec

- $K$  la discrétisation en nombres d'onde, répondant aux critères de convergence étudiés dans [4-5];
- $\tilde{H}_v(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega)$  la fonction de sensibilité de la structure, définie comme la Transformée de Fourier spatiale discrète de  $H_v(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}, \omega)$  (voir [4-5]).

Pour introduire la décomposition en zones, on réécrit l'Eq. (4) en considérant qu'un champ d'ondes planes généralisées (voir [8] pour la définition des ondes planes généralisées) d'amplitudes différentes vient exciter chaque zone :

$$S_{vv}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_n \sum_{\mathbf{q} \in K} |\tilde{H}_{v_n}(\mathbf{x}, \mathbf{k}_q, \omega)|^2 \Phi_{pp_n}(\mathbf{k}_q, \omega) \delta \mathbf{k}, \quad (5)$$

où  $\tilde{H}_{v_n}(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega) = \sum_{i \in \chi_n} H_v(\mathbf{x}, \tilde{\mathbf{x}}_i, \omega) e^{jk\tilde{\mathbf{x}}_i} \delta \tilde{\mathbf{x}}_n$  est la fonction de sensibilité de la structure pour le champ d'ondes planes de la zone  $n$ .

Le calcul de la réponse vibro-acoustique de la structure avec l'Eq. (5) et en évaluant  $\tilde{H}_{v_n}(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega)$  de la structure entière avec un modèle vibro-acoustique est appelé « méthode par ondes planes par zones ».

La dernière méthode consiste à appliquer plusieurs réalisations du champ aléatoire d'ondes planes sur la structure. Une phase aléatoire est ainsi imposée à chaque onde plane de chaque réalisation, ayant une amplitude de  $\sqrt{\Phi_{pp_n}(\mathbf{k}, \omega)/2\pi}$ . Le champ d'ondes planes excitant le point  $\mathbf{x}$  de la zone  $n$  pour une réalisation  $r$  s'écrit :

$$p_{n;r}(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{q} \in K} e^{-j\mathbf{k}_q \mathbf{x}} e^{j\phi_{\mathbf{k}_q;r}^n} \frac{\sqrt{\Phi_{pp_n}(\mathbf{k}_q, \omega)}}{2\pi} \delta \mathbf{k}, \quad (6)$$

avec  $\phi_{\mathbf{k}_q;r}^n$  la phase aléatoire associée à l'onde plane de nombre d'onde  $\mathbf{k}_q$  sur la zone  $n$ . La fonction de sensibilité  $\tilde{H}_{v_n;r}(\mathbf{x}, \mathbf{k}, \omega)$  de la réalisation  $r$  est alors calculée avec le modèle vibro-acoustique et pour un champ d'ondes planes dont les amplitudes sont déjà définies avec  $\Phi_{pp_n}(\mathbf{k}, \omega)$ . La réponse de la structure est ensuite estimée par la moyenne des réponses sur les réalisations d'ondes planes. Cette méthode de calcul est appelée « méthode par réalisations d'ondes planes décorréliées par zones ».

Pour chaque méthode, la pression rayonnée en un point  $\mathbf{z}$  dans le fluide peut être calculée avec les mêmes approches. Par exemple pour la méthode par ondes planes :

$$S_{pp}(\mathbf{z}, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_n \sum_{\mathbf{q} \in K} |\tilde{H}_{p_n}(\mathbf{z}, \mathbf{k}_q, \omega)|^2 \Phi_{pp_n}(\mathbf{k}_q, \omega) \delta \mathbf{k}, \quad (7)$$

avec  $\tilde{H}_{p_n}(\mathbf{z}, \mathbf{k}_q, \omega) = \sum_{i \in \chi_n} H_p(\mathbf{z}, \tilde{\mathbf{x}}_i, \omega) e^{jk\tilde{\mathbf{x}}_i} \delta \tilde{\mathbf{x}}_n$  la fonction de sensibilité en pression.

Pour chaque méthode, les fonctions de transfert de la structure sont calculées avec l'approche PTF (Patch Transfer Functions, [9]). Le code de calcul de chaque approche a d'abord été validé pour un cas d'excitation ponctuelle sur la structure, avec prise en compte de l'effet de masse ajoutée par le fluide lourd ([4]).

Pour des raisons de simplification, la structure considérée dans la suite du papier est une plaque plane en acier simplement appuyée sur les quatre bords ( $Z = 0$  pour tout  $(X, Y)$ ). La plaque a les dimensions  $9.22m \times 1m$  selon  $X$  et  $Y$  respectivement, une épaisseur  $h = 5mm$  et un facteur d'amortissement par pertes internes  $\eta = 0.01$ .

### 3.2 Comparaison des méthodes

Dans cette section, les méthodes sont d'abord comparées dans le cas du massif en ne considérant qu'une zone. Le calcul spatial est fait avec les pas de résolution spatiale  $\delta x = \lambda_c/3$  et  $\delta y = L_y/3$  avec  $L_y$  la longueur de corrélation des fluctuations de pression dans la direction transversale à l'écoulement. Les méthodes par ondes planes ont des distributions en ondes planes dont la borne supérieure est basée sur  $k_f$  le nombre d'onde de flexion naturel de la plaque ( $k_{max} = 2k_f$ ). On se reportera à [4-5] pour les études de convergence concernant la résolution spatiale des points d'excitation et les discrétisations en nombres d'onde. La méthode par réalisations d'ondes planes est appliquée sur 20 réalisations. On observe Figure 6 que les méthodes sont globalement en bon accord.

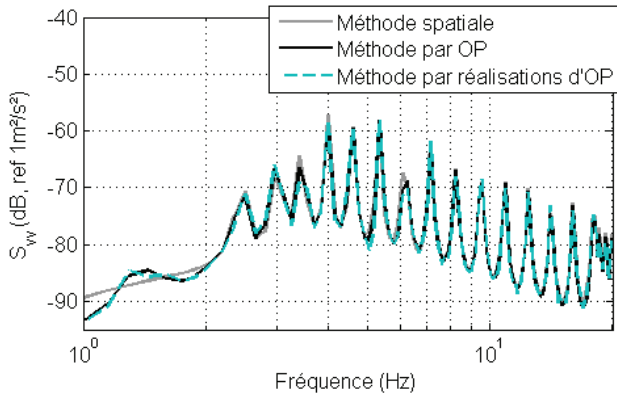


Figure 6 : Spectres en vitesse moyenné sur la plaque.

Le Tableau 2 donne des valeurs indicatives de temps CPU / fréquence pour chaque calcul. Les discrétisations spatiale et en nombres d'onde, et donc les temps de calcul, dépendent en réalité de la fréquence mais ces valeurs permettent d'apprécier globalement l'efficacité de chaque méthode. On peut en conclure que pour une précision raisonnable, la méthode spatiale est trop coûteuse en temps de calcul en raison du nombre élevé de points d'excitation sur la structure.

Tableau 2 : Temps indicatifs de calculs

Méthode	Temps CPU / fréq (s)
Spatiale	87
Ondes planes	27
Réalisation d'Ondes Planes	29

Dans la méthode spatiale les interspectres de chaque zone sont supposés indépendants. Les corrélations des fluctuations de pression ne sont donc considérées qu'à l'intérieur d'une zone. Cette hypothèse est reportée dans la méthode par ondes planes, où la discontinuité entre les zones peut être interprétée comme le changement des amplitudes des ondes excitatrices. De la même manière dans la méthode par réalisations d'ondes planes, l'amplitude varie entre chaque zone et la phase aléatoire est réinitialisée pour chaque onde plane, par zone et par réalisation.

Afin d'étudier l'influence de la division de la plaque en zones d'excitation, et donc le fait de négliger les interactions entre les zones, on a calculé le spectre en considérant 4 zones de tailles identiques et ayant le même interspectre de pression. On le compare au résultat du calcul effectué avec une seule zone. Les spectres obtenus Figure 7 avec la méthode par ondes planes montrent que l'influence des interactions entre les zones reste assez faible. Les résonances les plus impactées sont inférieures à 10 Hz.

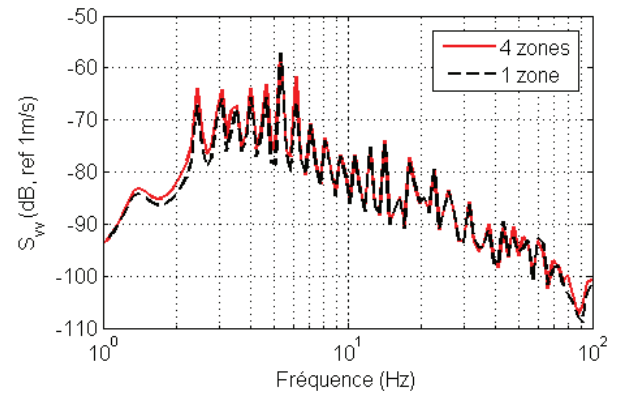


Figure 7 : Spectres en vitesse, méthode par ondes planes ; Influence des discontinuités entre les zones.

### 3 Influence du gradient de pression statique sur la réponse vibro-acoustique de la structure

Dans cette section, les interspectres de fluctuations de pression sont estimés avec le modèle de Chase [3] qui présente une meilleure concordance avec les données expérimentales dans la région des petits nombres d'onde (voir en particulier Bonness [10]).

Le nombre des zones d'excitation de la plaque et leurs tailles respectives sont choisis en fonction des variations des paramètres d'écoulement le long du massif. Ces variations étant fortes en début et en fin de profil, les cas à 6 zones et à 8 zones sont testés, avec les distributions illustrées Figure 8 et Figure 9 respectivement. Les autospectres sont alors modélisés à partir des paramètres de couche limite moyennés sur chaque zone. Les niveaux par zones, dont on retrouve l'allure Figure 3 sont représentés Figure 8 et Figure 9.

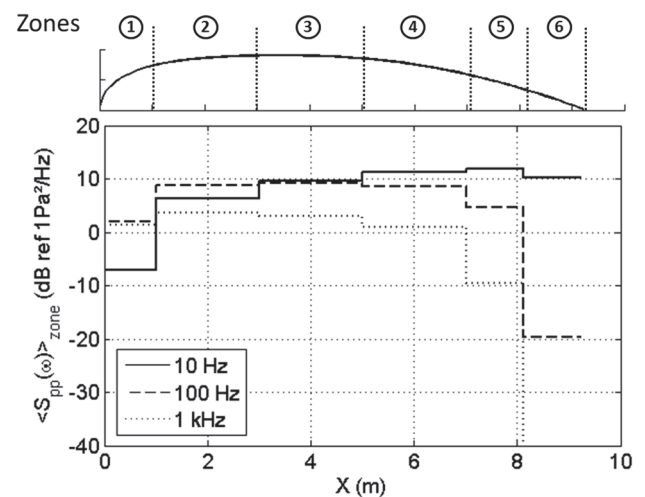


Figure 8 : Spectres de fluctuations de pression de Rozenberg moyennés par zones le long du massif, cas 6 zones.

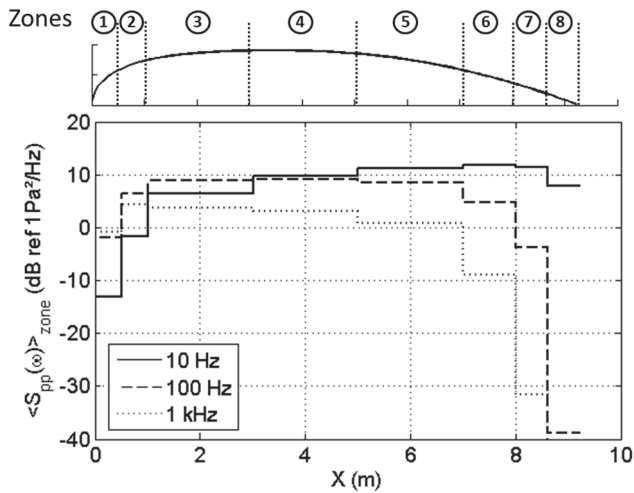


Figure 9 : Spectres de fluctuations de pression de Rozenberg moyennés par zones le long du massif, cas 8 zones.

Les spectres de vitesse sont calculés avec la méthode par ondes planes qui permet d'observer les contributions de chaque zone au spectre de la plaque entière. On observe tout d'abord Figure 10 la comparaison entre les calculs pour les différents cas de découpage de la plaque. Les écarts entre le cas à 1 zone (i.e. excitation homogène) et les cas à zones multiples montrent ainsi l'influence de l'évolution spatiale de la couche limite et du gradient de pression. Ces écarts peuvent aller jusqu'à 10 dB selon les régions du spectre. Lorsque les variations de paramètres d'écoulement sont prises en compte, les niveaux sont plus élevés que le cas à une zone en très basses fréquences et plus faibles à partir de 100 Hz. Le niveau des fluctuations de pression dans le cas à une zone étant d'environ 10 dB, ces résultats sont conformes à la répartition des niveaux selon les fréquences (Figure 3). En outre on observe que les spectres sont très similaires entre les cas 6 zones et 8 zones, mis à part de faibles écarts aux premières résonances.

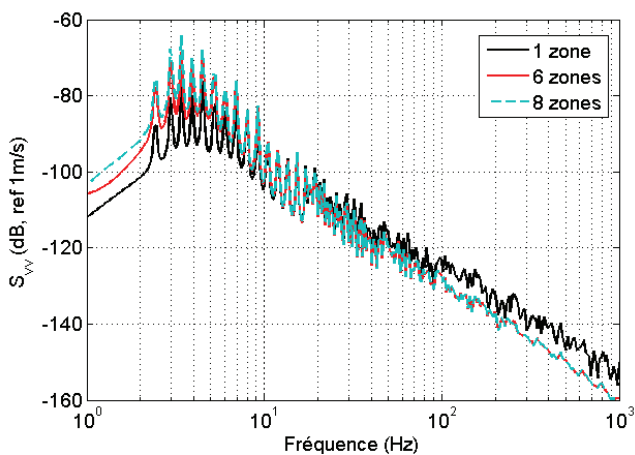


Figure 10 : Spectres en vitesse par la méthode par ondes planes.

Les contributions de chaque zone à la réponse vibratoire de la plaque entière sont calculées et illustrées Figure 11 pour le cas à 8 zones. Pour la contribution d'une zone, le spectre  $S_{vv}(\omega)$  est calculé avec la méthode par ondes planes en imposant une excitation nulle sur les autres zones. On peut ainsi recouper ces contributions avec les allures des

spectres par zones de la Figure 9. Par exemple la zone en fin de profil a un faible niveau de contribution en hautes fréquences, et les zones en milieu de profil ont les contributions les plus fortes.

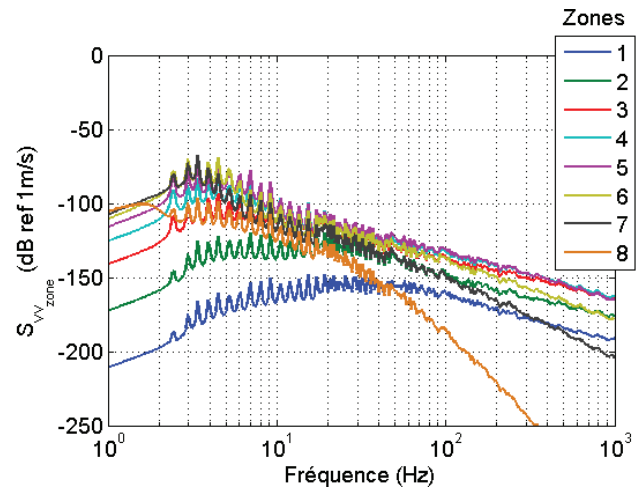


Figure 11 : Contributions par zone au spectre en vitesse, méthode par ondes planes, cas à 8 zones.

On compare également la pression rayonnée dans le fluide sur une demi-sphère de rayon  $R = 100m$ . Les spectres représentés Figure 12 sont les moyennes sur cette demi-sphère des niveaux obtenus avec l'Eq. (7). Les mêmes écarts que pour les spectres en vitesse sont globalement observés, allant jusqu'à 10 dB pour la gamme de fréquences étudiée.

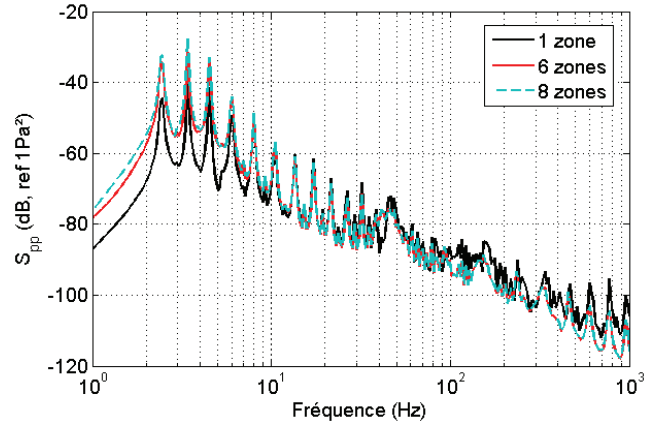


Figure 12 : Spectres en pression rayonnée sur une demi-sphère de rayon 100m. Méthode par ondes planes.

## 5 Conclusion

Trois méthodes d'introduction de l'excitation d'une structure par une couche limite turbulente dans un modèle vibro-acoustique ont été testées et comparées. Dans la première méthode, appelée « méthode spatiale », l'excitation se présente sous la forme d'une distribution de forces ponctuelles sur la surface de la structure. La seconde méthode, dite « méthode par ondes planes », est basée sur l'interprétation de l'excitation comme étant un champ d'ondes planes généralisées. Enfin dans la « méthode par réalisations d'ondes planes » on considère plusieurs réalisations de ce champ aléatoire d'ondes planes généralisées.

Ces méthodes, qui ont été développées dans un premier temps pour une excitation homogène, sont approfondies afin de faire varier spatialement l'excitation sur la structure en appliquant les spectres de fluctuations de pression par zones. Les méthodes sont en bon accord entre elles, mais la méthode spatiale est beaucoup plus coûteuse en temps de calcul. La méthode par ondes planes permet d'identifier la contribution de chaque zone dans la réponse globale alors que la méthode par réalisations d'ondes planes permet de limiter le nombre de cas de chargement dans les calculs vibro-acoustiques.

Le cas étudié, un écoulement en eau sur un profil de massif de sous-marin, met en jeu des variations significatives de niveaux des spectres de pression en paroi de la structure vibrante. L'application des méthodes d'introduction de l'excitation, en particulier la méthode par ondes planes, moins coûteuse en temps de calcul, a permis d'observer l'influence de ces variations sur la réponse vibro-acoustique de la structure. La structure considérée dans cet exemple est une plaque plane simplement appuyée : à terme les méthodes décrites ici pourront être appliquées avec un calcul préalable par éléments finis donnant le comportement modal de la structure courbe du massif. Par ailleurs, le même type d'approche « par zones » pourra être appliqué par la suite au calcul de la puissance injectée par la CLT à la structure pour l'application ensuite d'un modèle SEA. Cette approche permettra alors d'observer les réponses vibro-acoustiques avec évolution de la CLT en hautes fréquences.

## Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du LabEx CeLyA de l'Université de Lyon (ANR-10-LABX-0060/ ANR-11-IDEX-0007) opéré par l'ANR.

## Références

- [1] Y. Rozenberg, G. Robert, et S. Moreau, Wall-Pressure Spectral Model Including the Adverse Pressure Gradient Effects, *AIAA J.*, vol. 50, n° 10, p. 2168-2179, 2012.
- [2] G. M. Corcos, Resolution of pressure in Turbulence, *J Acoust Soc Am*, vol. 35, n° 2, 1963.
- [3] D. M. Chase, The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model, *J. Sound Vib.*, vol. 112, n° 1, p. 125-147, 1987.
- [4] M. Berton, L. Maxit, D. Juvé, et C. Audoly, Prediction of flow-induced sound and vibration: On different methods for introducing the TBL excitation in a vibro-acoustique model, présenté à Acoustics 2013, New-Delhi, 2013.
- [5] L. Maxit, M. Berton, D. Juvé, C. Audoly, et J.-L. Guyader, Different vibro-acoustic models for predicting the flow-induced structural vibration en re-radiated noise, présenté à Flinovia, Rome, Italie, 2013.
- [6] W. A. Strawderman, Wavevector-Frequency Analysis with Applications to Acoustics, Naval Underwater Systems Center, Technical Report, NUSC 8209, 1988.
- [7] L. Maxit et V. Denis, Prediction of flow induced sound and vibration of periodically stiffened plates, *J Acoust Soc Am*, vol. 133, n° 1, p. 146-160, 2013.
- [8] M. Aucejo, L. Maxit, et J.-L. Guyader, Experimental simulation of turbulent boundary layer induced vibrations by using a synthetic array, *J Sound Vib*, vol. 331, n° 16, p. 3824-3843, 2012.
- [9] L. Maxit, M. Aucejo, et J.-L. Guyader, Improving the Patch Transfer Function approach for fluid-structure modeling in heavy fluid, *J. Sound Vib.*, vol. 134, 2012.
- [10] W. K. Bonness, D. E. Capone, et S. A. Hambric, Low-wavenumber turbulent boundary layer wall-pressure measurements from vibration data on a cylinder in pipe flow, *J. Sound Vib.*, vol. 329, n° 20, p. 4166-4180, 2010.