



**HAL**  
open science

# Identification de la pression pariétale turbulente par problème inverse vibratoire dans les domaines aéronautique et naval

Océane Grosset

► **To cite this version:**

Océane Grosset. Identification de la pression pariétale turbulente par problème inverse vibratoire dans les domaines aéronautique et naval. Acoustique [physics.class-ph]. Le Mans Université, 2017. Français. NNT : 2017LEMA1036 . tel-01654481

**HAL Id: tel-01654481**

**<https://theses.hal.science/tel-01654481>**

Submitted on 4 Dec 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT

Océane Grosset

Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
**grade de Docteur de l'Université du Maine**  
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans

École doctorale : SPI

Discipline : 60

Spécialité : Acoustique

Unité de recherche : Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine — UMR CNRS 6613

Soutenue le 14 novembre 2017

Thèse N° : 2017LEMA1036

## IDENTIFICATION DE LA PRESSION PARIÉTALE TURBULENTE PAR PROBLÈME INVERSE VIBRATOIRE DANS LES DOMAINES AÉRONAUTIQUE ET NAVAL

### JURY

Rapporteurs :	<b>Emmanuel PERREY-DEBAIN</b> , Professeur, UTC Compiègne <b>Nicolas TOTARO</b> , Maître de Conférences HDR, LVA, INSA de Lyon
Examineurs :	<b>Laurence BRIANÇON-MARJOLLET</b> , Docteur Ingénieur, DGA TH <b>Laurent-Emmanuel BRIZZI</b> , Professeur, Pprime, Université de Poitiers <b>Jean-Claude PASCAL</b> , Professeur Émérite, LAUM, Université du Maine
Invité(s) :	<b>Pascal AUDRAIN</b> , Docteur, IRT Jules Verne
Directeur de thèse :	<b>Jean-Hugh THOMAS</b> , Maître de Conférences HDR, LAUM, Université du Maine
Co-directeur de Thèse :	<b>Charles PÉZERAT</b> , Professeur, LAUM, Université du Maine
Encadrant de Thèse :	<b>Frédéric ABLITZER</b> , Maître de Conférences, LAUM, Université du Maine



# TABLE DES MATIÈRES

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Etat de l'art</b>	<b>5</b>
1.1 Excitation par couche limite turbulente . . . . .	5
1.1.1 Définition . . . . .	5
1.1.2 Caractéristiques de l'excitation . . . . .	7
1.1.3 Modélisation de l'excitation par couche limite turbulente . . . . .	9
1.1.3.1 Modèles d'autospectres de pression pariétale . . . . .	9
1.1.3.2 Modèles d'interspectres de pression pariétale . . . . .	13
1.1.3.3 Méthode de synthèse de l'excitation . . . . .	21
1.2 Vibrations engendrées par un écoulement turbulent . . . . .	24
1.3 État des méthodes d'identification de pression pariétale . . . . .	28
1.3.1 Utilisation d'antennes de capteurs de pression . . . . .	28
1.3.2 Analyse de la réponse vibratoire . . . . .	29
1.4 Résolution inverse vibratoire (RI, RIFF, RIC) . . . . .	30

1.4.1	Méthode RI : Résolution Inverse . . . . .	30
1.4.2	Méthode RIFF : Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée . . . . .	32
1.4.3	Méthode RIC : Résolution Inverse Corrigée . . . . .	34
1.4.4	Application au domaine automobile . . . . .	36
1.5	Positionnement de l'étude . . . . .	39
<b>2</b>	<b>Domaine aéronautique</b>	<b>41</b>
2.1	Description du problème . . . . .	41
2.2	Prise en compte de la vitesse d'écoulement . . . . .	46
2.3	Mise en évidence de la potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC . . . . .	48
2.3.1	Synthèse de l'excitation par couche limite turbulente . . . . .	48
2.3.2	Calcul de la vibration induite . . . . .	51
2.3.3	Distribution de force reconstruite par les méthodes RI/RIFF/RIC . . . . .	52
2.4	Conclusion . . . . .	60
<b>3</b>	<b>Domaine naval</b>	<b>63</b>
3.1	Description du problème . . . . .	63
3.2	Problème direct . . . . .	66
3.2.1	Problèmes d'échelle . . . . .	66
3.2.1.1	Approche 1 : Calcul en interspectre . . . . .	66
3.2.1.2	Approche 2 : Calcul sur poutre . . . . .	68
3.2.1.3	Approche choisie . . . . .	69
3.2.2	Introduction du couplage fluide-structure . . . . .	71
3.3	Potentialité des méthodes RIFF et RIC . . . . .	72

3.4	Prise en compte du couplage fluide-structure . . . . .	76
3.4.1	Méthode . . . . .	76
3.4.2	Cas de la plaque infinie . . . . .	78
3.4.2.1	Problème direct . . . . .	78
3.4.2.2	Identification de l'opérateur fluide lourd et reconstruction de l'effort . . . . .	80
3.4.3	Cas de la plaque finie . . . . .	86
3.4.3.1	Problème direct . . . . .	86
3.4.3.2	Identification de l'opérateur fluide lourd et reconstruction de l'effort . . . . .	89
3.4.4	Cas du système plaque-cavité . . . . .	92
3.4.4.1	Problème direct . . . . .	93
3.4.4.2	Identification de l'opérateur fluide lourd et reconstruction de l'effort . . . . .	96
3.5	Campagne de mesures DGA TH . . . . .	100
3.5.1	Dispositif expérimental . . . . .	100
3.5.2	Mesures sans écoulement . . . . .	103
3.5.2.1	Résultats en air . . . . .	103
3.5.2.2	Résultats en eau . . . . .	108
3.5.3	Mesures avec écoulement . . . . .	112
3.6	Conclusion . . . . .	116



# INTRODUCTION

L'étude des bruits aéroacoustique et hydroacoustique fait l'objet d'une forte demande industrielle en matière de recherche. En effet, dans le domaine des transports (routier, aérien, maritime...), l'écoulement du fluide sur le véhicule (écoulement turbulent) s'avère être une source de nuisance sonore non négligeable. La compréhension de ce type d'excitation est donc nécessaire pour minimiser leur impact. Ce type d'excitation correspond aux turbulences générées par la présence d'un obstacle (écoulement décollé) ou d'une couche limite turbulente à proximité de la paroi. Ces turbulences entraînent, d'une part, des fluctuations de pression à proximité de la paroi appelées partie aérodynamique de l'excitation, et d'autre part, génèrent des ondes acoustiques dans toutes les directions correspondant à la partie acoustique de l'excitation [1]. La composante acoustique est d'amplitude très inférieure à la celle de la partie aérodynamique, elle est donc très difficile à mesurer. Cependant, selon le domaine d'application, elle peut être la principale cause du rayonnement acoustique de la paroi.

L'objectif de cette étude est de développer une méthode inverse vibratoire pour l'identification de pression pariétale turbulente, pour des applications navales et aéronautiques. Ces travaux sont financés par l'IRT Jules Vernes (Institut de Recherche Technologique Jules Vernes).

L'IRT Jules Verne est un centre de recherche industriel, qui mutualise des connaissances techniques et académiques dans le but de répondre aux problématiques de ses divers partenaires industriels. Cet institut est centré sur quatre domaines d'expertises :

- la robotique, cobotique et réalité augmentée,
- la modélisation et simulation des structures et des procédés,
- les procédés composites,
- les procédés métalliques.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la Chaire VIBROLEG (Vibroacoustique des structures Légères) qui est en partenariat avec le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM), Airbus, Bureau Veritas, Cetim, Daher, General Electric, Naval Group et STX. Cette Chaire a débuté en 2012 et est composée de deux axes de recherche



développés autour de six thèses :

1. Les méthodes de diagnostic :
  - Mesure du champ vibratoire de structures par holographie optique numérique ultra-rapide [2, 3, 4].
  - Caractérisation de matériaux composites par problème inverse vibratoire [5, 6].
  - Identification des bas nombres d'onde de pression pariétale turbulente pour les domaines naval et aéronautique [7, 8].
2. Les techniques de réduction des vibrations et du bruit :
  - Utilisation de trous noirs acoustiques pour la diminution des niveaux vibratoires de structures industrielles [9].
  - Diminution des vibrations et du bruit rayonné par contrôle distribué [10, 11].
  - Atténuation des vibrations dans des structures creuses par ajout de matériaux granulaires [12, 13].

Cette étude se concentre sur l'identification des bas nombres d'onde de pression pariétale turbulente pour des applications navales et aéronautiques à partir d'une méthode inverse expérimentale RI (Résolution Inverse). Ces travaux font suite à ceux de Lecoq [14], dans lesquels la potentialité de la méthode RI et ses variantes RIFF et RIC est mise en avant pour une application dans le domaine automobile.

Dans cet objectif, la méthode RI et ses variantes RIFF [15] (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée) et RIC [16] (Résolution Inverse Corrigée) sont appliquées sur des simulations du champ de vibration induit par une excitation de type couche limite turbulente pour chacun des domaines d'application, aéronautique et naval. Cette problématique est développée autour de trois chapitres.

Le premier chapitre établit un état de l'art des méthodes utilisées. Une description de l'excitation par couche limite turbulente et les modèles d'autospectres et d'interspectres de pression pariétale permettant de la décrire est présentée. Le calcul de la vibration engendrée par une excitation de type couche limite turbulente est détaillé avant de faire un état des différentes méthodes permettant d'identifier la pression pariétale. La méthode inverse vibratoire utilisée et ses variantes (RI, RIFF et RIC) sont ensuite explicitées, ainsi que les résultats obtenus par Lecoq [14] pour une application dans le domaine automobile.

Le deuxième chapitre est focalisé sur l'application de la méthode RI et de ses variantes au domaine aéronautique. Dans un premier temps une description du problème est proposée. Celle-ci met en avant l'importance de la prise en compte de la vitesse de l'écoulement dans la synthèse de l'excitation, et plus particulièrement dans la partie acoustique de l'excitation, lorsque la vitesse de l'écoulement est proche de la vitesse du son, voire supersonique. Dans un second temps, la potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC, pour ce domaine d'application, est introduite à partir de champs vibratoires simulés.

---

Le troisième chapitre concerne l'application de la méthode RI et de ses variantes RIFF et RIC dans le domaine naval. Une description de la problématique liée à la nécessité de prendre en compte le couplage fluide-structure, est proposée avant de détailler le problème direct. La potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC pour une telle application est mise en avant à partir de simulations du champ de vibrations, en négligeant le couplage fluide-structure dans un premier temps. Dans un second temps, une méthode permettant de caractériser le couplage fluide-structure, en se basant sur la méthode RI est proposée. Son application sur des simulations du champ de déplacement pour différentes structures, plaque infinie, plaque finie et système plaque-cavité est démontrée. Une validation expérimentale de la méthode permettant de prendre en compte le couplage fluide-structure est alors proposée à partir de mesures réalisées dans le grand tunnel hydrodynamique (GTH) de la DGA Techniques Hydrodynamiques (TH).



# Chapitre 1

---

## ETAT DE L'ART

---

### 1.1 Excitation par couche limite turbulente

Afin de comprendre les phénomènes vibratoires induits par un écoulement turbulent, il est important de connaître les caractéristiques de ce type d'excitation. Pour cela, une revue bibliographique concernant ce type d'excitation est réalisée dans cette partie. Dans un premier temps, la théorie sur les couches limites turbulentes est présentée. Dans un second temps, le domaine des nombres d'onde généralement utilisé pour l'analyse des pressions est introduit. Pour finir, différents modèles d'autospectres et d'interspectres permettant de modéliser ce type d'excitation sont détaillés, ainsi que les méthodes de calculs utilisées pour l'obtention des pressions pariétales.

#### 1.1.1 Définition

L'excitation considérée est une excitation par écoulement turbulent. Il existe deux types d'excitations par écoulement turbulent, l'écoulement décollé dû à la présence d'un obstacle dans l'écoulement et la couche limite turbulente, qui vient se former juste au-dessus du corps immergé (voir figure 1.1). Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à l'excitation par couche limite turbulente. En effet, il existe de nombreux modèles empiriques ou semi-empiriques qui permettent de la décrire.

Les principaux paramètres caractérisant la couche limite turbulente sont définis ci-dessous, afin d'introduire par la suite différents modèles permettant de décrire ce type d'excitation. Pour plus de détails concernant la couche limite turbulente, le lecteur est

invité à consulter l'ouvrage de Schlichting et Gersten [17].

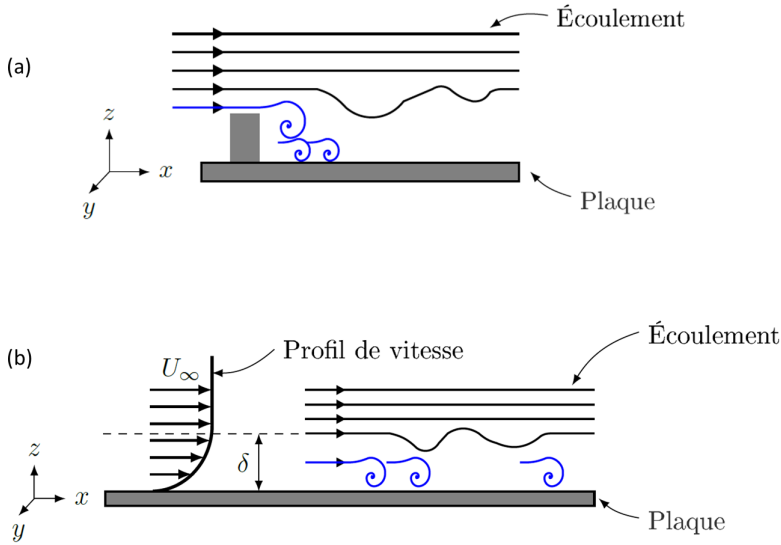


FIG. 1.1 – Schéma d'un écoulement décollé (a) et d'une couche limite turbulente autour d'un corps immergé en  $z = 0$  (b).

Lors de l'écoulement d'un fluide à une vitesse  $U_\infty$  autour d'un corps immergé, on constate une zone comportant un gradient de vitesse, la vitesse  $U(z)$  augmente progressivement en s'éloignant de la structure, jusqu'à atteindre  $U_\infty$  (cf. figure 1.2). Cette zone est appelée couche limite, d'épaisseur notée  $\delta$ , et peut se définir comme la distance à la paroi pour laquelle la vitesse de l'écoulement est inférieure ou égale à 99% de la vitesse  $U_\infty$ , soit :

$$U(\delta) = 0.99U_\infty. \quad (1.1)$$

Une définition plus physique est donnée par l'épaisseur de déplacement,  $\delta_*$ , qui correspond au déplacement des lignes de courant de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite visqueuse, et permet une estimation du déficit global du débit dû à la présence de la couche limite :

$$\delta_* = \int_0^\infty 1 - \frac{U(z)}{U_\infty} dz. \quad (1.2)$$

Les autres paramètres caractérisant la couche limite turbulente sont :

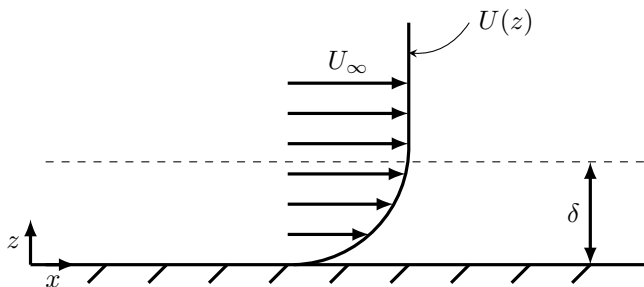


FIG. 1.2 – Schéma d'une couche limite turbulente autour d'un corps immergé en  $z = 0$ .

— la contrainte de cisaillement :

$$\tau_{\omega} = \mu' \frac{\partial U(z)}{\delta z}, \quad (1.3)$$

avec  $\mu'$  la viscosité dynamique,

— la vitesse de frottement :

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_{\omega}}{\rho_f}}, \quad (1.4)$$

avec  $\rho_f$  la masse volumique du fluide,

— le nombre de Reynolds

$$Re = \frac{UL}{\nu'}, \quad (1.5)$$

avec  $\nu'$  la viscosité cinématique,  $L$  et  $U$  respectivement les longueur et vitesse caractéristiques de l'écoulement.

### 1.1.2 Caractéristiques de l'excitation

L'excitation par écoulement turbulent est constituée de pressions pariétales de deux natures différentes, convective et acoustique. Ces deux composantes entraînent la vibration de la structure, qui à son tour peut générer un rayonnement acoustique de part et d'autre de la structure, figure 1.3.

La partie convective correspond aux fluctuations de pressions générées par la convection de masse. Dans le domaine des nombres d'onde, elle est caractérisée par le nombre d'onde de convection :

$$k_{conv} = \frac{\omega}{U_c}, \quad (1.6)$$

avec  $\omega$  la pulsation et  $U_c = KU_{\infty}$ , où  $U_c$  est la vitesse de convection,  $U_{\infty}$  la vitesse de l'écoulement et  $K$  un coefficient déterminé expérimentalement [18] compris entre 0.6 et 0.8 et fixé dans cette étude à  $K = 0.7$ .

Cette composante a un niveau très important et est généralement située dans les hauts

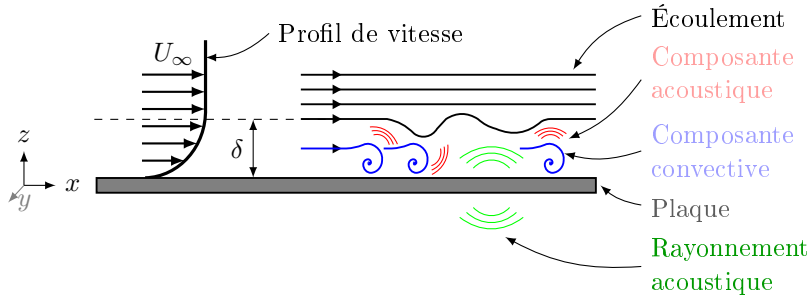


FIG. 1.3 – Schéma en coupe d'une plaque excitée par une couche limite turbulente d'épaisseur  $\delta$  [14].

nombres d'onde. Elle peut être représentée, dans le domaine des nombres d'onde, par une ellipse centrée sur  $k_x = k_{conv}$  ( $x$  étant la direction de l'écoulement) et dont les paramètres (longueur  $\Delta_{k_y}$  et largeur  $\Delta_{k_x}$ ) sont donnés par les bandes passantes à -3 dB du pic convectif suivant  $k_x$  et  $k_y$  [1] (voir figure 1.4) :

$$\Delta_{k_x} = \frac{2\omega\alpha_x}{U_c}, \quad (1.7)$$

et

$$\Delta_{k_y} = \frac{2\omega\alpha_y}{U_c}, \quad (1.8)$$

où les coefficients de Corcos  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$  rendent compte de la cohérence spatiale ( $\alpha_x \approx 1/8$  et  $\alpha_y \approx 1$  [14]).

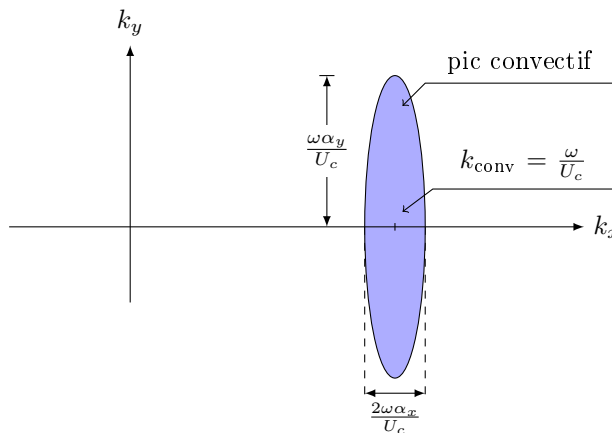


FIG. 1.4 – Allure de la composante convective d'une couche limite turbulente dans le domaine des nombres d'onde.

La partie acoustique correspond aux fluctuations de pression issues du rayonnement acoustique des turbulences dans le fluide. Cette composante est caractérisée par le nombre d'onde acoustique :

$$k_{ac} = \frac{\omega}{c}, \quad (1.9)$$

où  $c$  est la célérité du son dans le fluide.

Cette composante acoustique a un niveau énergétique faible devant la composante convective et se trouve généralement dans les bas nombres d'onde. Elle est souvent représentée par un disque centré sur  $k_x = k_y = 0$ , ayant pour rayon le nombre d'onde acoustique  $k_{ac}$  (voir figure 1.5). En effet, la composante acoustique correspond à des ondes dans toutes les directions, elle se rapproche donc d'un champ diffus [19].

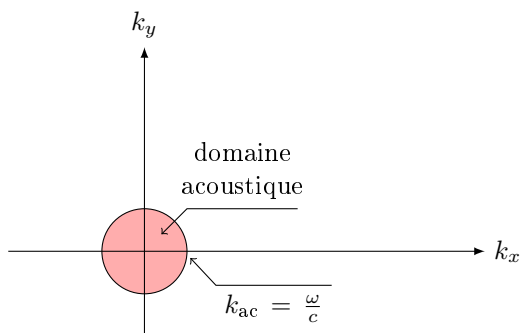


FIG. 1.5 – Allure de la composante acoustique d'une couche limite turbulente dans le domaine des nombres d'onde.

### 1.1.3 Modélisation de l'excitation par couche limite turbulente

Afin de simuler une excitation par couche limite turbulente, il est intéressant de se pencher sur les différents modèles d'autospectres et d'interspectres existants. Les parties suivantes présentent certains de ces modèles.

#### 1.1.3.1 Modèles d'autospectres de pression pariétale

L'autospectre d'une couche limite turbulente permet de représenter la répartition énergétique de l'excitation en fonction de la fréquence [20]. Il existe de nombreux modèles d'autospectres de pression pariétale, les plus connus sont présentés ci-dessous.

##### Efimstov (1984)

Efimstov a proposé un modèle empirique d'autospectre [21] basé sur des mesures de



pressions pariétales en tunnel aérodynamique. Il s'exprime en fonction de la vitesse de frottement  $u_\tau$ , de la masse volumique du fluide  $\rho_f$ , de la viscosité cinématique  $\nu'$  et de l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{\rho_f^2 u_\tau^3 \delta \alpha \beta}{(1 + 8\alpha^3 S_h^2)^{1/3} + \alpha \beta R_{e_{u_\tau}} \left( \frac{S_h}{R_{e_{u_\tau}}} \right)^{10/3}}, \quad (1.10)$$

avec  $R_{e_{u_\tau}} = \frac{\delta u_\tau}{\nu'}$  le nombre de Reynolds,  $S_h = \frac{\omega \delta}{u_\tau}$  le nombre de Strouhal,  $\alpha = 0.01$ ,  
 $\beta = \left[ 1 + \left( \frac{R_{e_{e_0}}}{R_{e_{u_\tau}}} \right)^3 \right]^{1/3}$  et  $R_{e_0} = 3000$ .

### Chase (1987)

Ce modèle découle du modèle d'interspectre de fluctuation de pression pariétale établi par Chase [22], il tient compte de l'effet de cisaillement moyen et de turbulences dans la couche limite :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{2\rho^2 u_\tau^4 h_*}{\omega} \left[ \frac{2\pi}{3} C_M \alpha_M^{-3} (1 + \mu_c^2 \alpha_M^2) + \pi C_T \alpha_T^{-1} (1 + \alpha_T^{-2}) \right], \quad (1.11)$$

avec les constantes suivantes qui sont ajustées empiriquement à partir de mesures en air :  $\mu_c = \frac{h_* u_\tau}{U_c}$ ;  $C_M = 0.466/h_*$ ,  $C_T = 0.014/h_*$ ,  $b = 0.75$ ,  $h_* = 3$ ,

$$\alpha_M = \alpha_T = \sqrt{1 + \left( \frac{U_c}{b\omega\delta} \right)^2}.$$

### Smol'yakov et Tkachenko (1991)

Le modèle de Smol'yakov et Tkachenko [23] est un modèle semi-empirique, qui dépend de la vitesse d'écoulement du fluide  $U_\infty$ , de la contrainte de cisaillement  $\tau_\omega$  et de l'épaisseur de déplacement  $\delta_*$  :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{5.1\tau_\omega^2 \delta_*}{U_\infty \left[ 1 + 0.44 \left( \frac{\omega \delta_*}{U_\infty} \right)^{7/3} \right]}. \quad (1.12)$$

### Smol'yakov (2000)

Ce modèle proposé par Smol'yakov [24], est basé sur une étude approfondie de son modèle d'interspectre de fluctuations de pression pariétale (présenté éq. (1.26)) et des données expérimentales publiées dans la littérature par divers groupes de recherche. Il dépend de paramètres internes et externes à la couche limite turbulente, la viscosité cinématique  $\nu'$ , la vitesse de friction  $u_\tau$ , la contrainte de cisaillement  $\tau_\omega$ , le nombre de

Reynolds  $R_{e_\theta} = \frac{U_\infty \theta}{\nu'}$  où  $\theta$  est l'épaisseur de moment. Ce modèle est divisé en trois domaines définis par la fréquence adimensionnelle  $\bar{\omega} = \frac{\omega \nu'}{u_\tau^2}$  pour  $R_{e_\theta} > 1000$  :

$$S_{pp}(\omega) = \begin{cases} 1.49 \cdot 10^{-5} R_{e_\theta}^{2.74} \bar{\omega}^2 \left(1 - 0.117 \bar{\omega}^{1/2} R_{e_\theta}^{0.44}\right) \frac{\tau_\omega^2 \nu'}{u_\tau^2} & \text{pour } \bar{\omega} < \bar{\omega}_0, \\ 2.75 \bar{\omega}^{-1.11} \left(1 - 0.82 e^{-0.51 \left(\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} - 1\right)}\right) \frac{\tau_\omega^2 \nu'}{u_\tau^2} & \text{pour } \bar{\omega}_0 < \bar{\omega} < 0.2, \\ (38.9 e^{-8.35 \bar{\omega}} + 18.6 e^{-3.58 \bar{\omega}} + 0.31 e^{-2.14 \bar{\omega}}) \left(1 - 0.82 e^{-0.51 \left(\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} - 1\right)}\right) \frac{\tau_\omega^2 \nu'}{u_\tau^2} & \text{pour } \bar{\omega} > 0.2, \end{cases} \quad (1.13)$$

avec  $\bar{\omega}_0 = 49.35 R_{e_\theta}^{-0.88}$ .

### Goody (2004)

Le modèle de Goody [25] est un modèle empirique basé sur l'analyse des autospectres de pression pariétale mesurés en air par 7 groupes de recherche. Il prend en compte l'influence du nombre de Reynolds à travers le paramètre  $R_T$  (rapport entre les échelles de temps,  $\frac{\delta}{U_\infty}$  et  $\frac{\nu'}{u_\tau^2}$ ) :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{3 \tau_\omega^2 \delta \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)^2}{U_\infty \left( \left[0.5 + \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)^{0.75}\right]^{3.7} + \left[1.1 R_T^{-0.57} \left(\frac{\omega \delta}{U_\infty}\right)\right]^7 \right)}, \quad (1.14)$$

avec  $R_T = \frac{u_\tau^2 \delta}{\nu' U_\infty}$ .

De plus, ce modèle est valable sur une grande plage du nombre de Reynolds,  $1400 < Re < 23400$ .

### Comparaison des modèles

Afin de comparer les différents modèles d'autospectres de pression pariétale présentés, on considère le cas d'un écoulement en air sur une surface plane, dont les propriétés sont données en Tableau 1.1.

masse volumique du fluide	$\mu = 1.2 \text{ kg/m}^3$
célérité des ondes dans le fluide	$c = 340 \text{ m/s}$
vitesse de l'écoulement	$U_\infty = 28.3 \text{ m/s}$
vitesse de convection	$U_c = 0.7 \times U_\infty = 19.81 \text{ m/s}$
épaisseur de couche limite	$\delta = 2.78 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
épaisseur de déplacement	$\delta_* = 4.29 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
viscosité cinématique	$\nu' = 1.48 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
vitesse de frottement	$u_\tau = 1.07 \text{ m/s}$
contrainte de cisaillement	$\tau_\omega = 1.37 \text{ N/m}^2$
épaisseur de moment	$\theta = 3.15 \cdot 10^{-3} \text{ m}$

TAB. 1.1 – Paramètres physiques d'un écoulement en air, d'après Farabee et Casarella [26].

L'autospectre de pression pariétale est caractérisé par 4 zones fréquentielles définies par Hwang *et al.* [27] :

- la région basse fréquence  $\frac{\omega\delta_*}{U_\infty} \leq 0.15$  où l'autospectre évolue en  $\omega^2$ ,
- la région moyenne fréquence  $0.15 \leq \frac{\omega\delta_*}{U_\infty} \leq 0.6$  dans laquelle l'autospectre atteint son maximum,
- la région de recouvrement  $0.6 \leq \frac{\omega\delta_*}{U_\infty} \leq 6$  où l'autospectre varie en  $\omega^{-0.7}$ ,
- la région haute fréquence  $6 \leq \frac{\omega\delta_*}{U_\infty}$  où l'autospectre varie en  $\omega^{-5}$ .

La figure 1.6 présente une comparaison des différents modèles d'autospectres de pression pariétale adimensionnés et les pentes caractéristiques des autospectres pour chaque gamme de fréquences. Hwang *et al.* [27] proposent une comparaison de ces modèles et montrent que le modèle de Goody est celui qui est le plus en accord avec les données expérimentales et ceci pour une large gamme de fluides et de vitesses d'écoulement, dû au fait qu'il prend en compte le nombre de Reynolds  $R_e$ . Ainsi, en prenant le modèle de Goody comme référence, on constate que :

- Le modèle d'Efimtsov surestime l'autospectre en basse fréquence et ne tient pas compte de la pente en  $\omega^2$ , mais donne une bonne prédiction sur les autres gammes de fréquences.
- Le modèle de Chase prédit bien les niveaux en moyenne fréquence, sur la région de recouvrement, il a tendance à sous-estimer l'autospectre et en haute fréquence, il ne respecte pas la pente en  $\omega^{-5}$  et surestime l'autospectre.
- Le modèle de Smol'yakov et Tkachenko surestime l'autospectre en basse fréquence et moyenne fréquence, il ne respecte pas la pente en  $\omega^2$ , puis le sous-estime dans la région de recouvrement.
- Le modèle de Smol'yakov est en bon accord avec le modèle de Goody, il présente bien les trois variations caractéristiques. En revanche son maximum est décalé en haute fréquence et dans les basses fréquences, il sous-estime le niveau.

Le modèle de Goody sera celui utilisé dans la suite de cette étude.

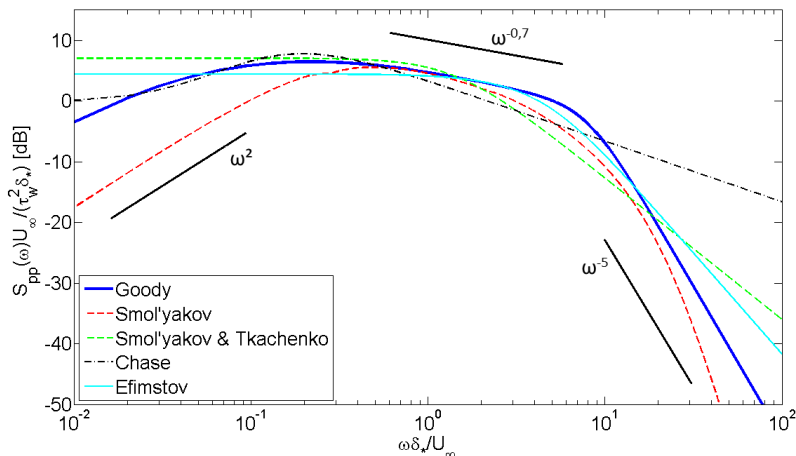


FIG. 1.6 – Comparaison des modèles d'autospectres de fluctuations de pression pariétale.

### 1.1.3.2 Modèles d'interspectres de pression pariétale

L'interspectre de pression pariétale turbulente rend compte des corrélations spatiales dans le champ d'excitation. Il est généralement représenté dans le domaine des nombres d'onde, par l'intermédiaire d'une transformée de Fourier spatiale, qui permet de distinguer trois régions, cf. figure 1.7 :

- La région convective

Zone définie autour du pic convectif, dans les hauts nombres d'onde, qui correspond à la convection de masse du fluide. Elle possède un niveau énergétique très important.

- Le domaine acoustique

Située dans les bas nombres d'onde, la région acoustique a un niveau énergétique beaucoup plus faible et est associée aux effets de compressibilité du fluide.

- La région intermédiaire

Correspond à la région reliant les deux domaines, convectif et acoustique. Cette région est encore aujourd'hui mal connue, l'amplitude du pic convectif étant très importante, il est difficile de mesurer la composante acoustique.

De la même façon que pour l'autospectre, il existe de nombreux modèles d'interspectre de pression pariétale turbulente, certains sont présentés ci-dessous.

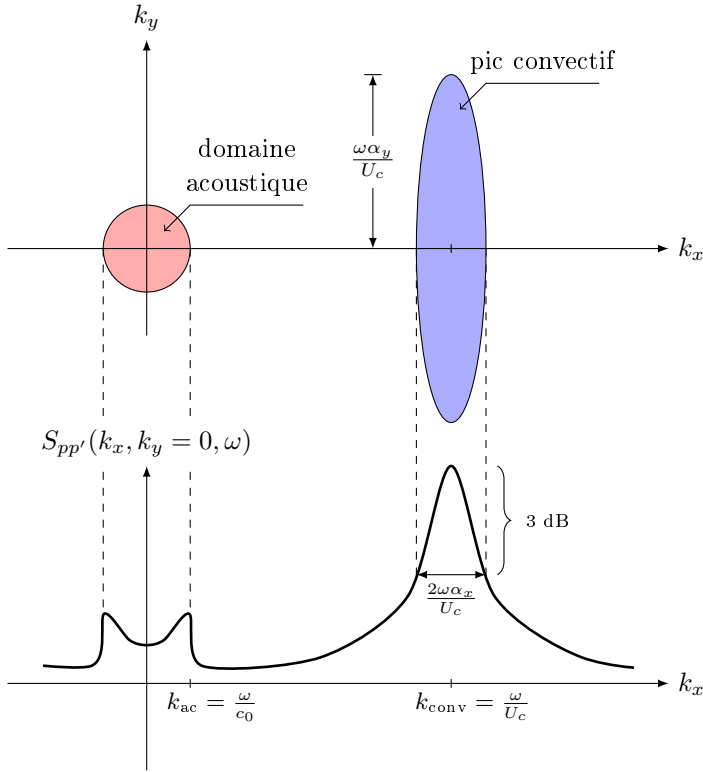


FIG. 1.7 – Allure de l'interspectre en nombre d'onde d'une couche limite turbulente [1, 28].

### Corcos (1963)

Corcos propose une expression de l'interspectre de pression pariétale [29] à partir de l'analyse de résultats expérimentaux :

$$S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\omega \alpha_x \frac{|r_x|}{U_c}} e^{-\omega \alpha_y \frac{|r_y|}{U_c}} e^{-j\omega \frac{r_x}{U_c}}, \quad (1.15)$$

avec  $r_x$  et  $r_y$  les décalages spatiaux,  $\alpha_x = 1/8$  et  $\alpha_y = 1$  les taux de décroissance de la cohérence spatiale,  $L_x$  et  $L_y$  les longueurs de corrélation,  $L_x = \frac{1}{|k_{conv}| \alpha_x}$ ,  $L_y = \frac{1}{|k_{conv}| \alpha_y}$  et  $k_x$  et  $k_y$ , respectivement, les nombres d'onde longitudinaux et transversaux de l'écoulement.

Dans le domaine des nombres d'onde, cet interspectre s'exprime sous la forme sui-

vante :

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left( \frac{U_c}{\omega} \right)^2 \frac{\alpha_x \alpha_y}{\pi^2 \left[ \alpha_x^2 + \left( 1 - \frac{k_x}{k_{conv}} \right)^2 \right] \left[ \alpha_y^2 + \left( \frac{k_y}{k_{conv}} \right)^2 \right]}. \quad (1.16)$$

Ce modèle est très utilisé pour sa simplicité. Cependant cette simplicité implique une limitation de son domaine de validité aux nombres d'onde situés autour du pic convectif. Il surestime le niveau dans le domaine des bas nombres d'onde (région acoustique). D'autres modèles proposent des améliorations du modèle de Corcos afin de pallier ses limitations principales.

### Efimtsov (1982)

Le modèle d'Efimtsov [30] conserve la forme séparable du modèle de Corcos, mais propose la prise en compte de la dépendance de  $\alpha_x$  et  $\alpha_y$  au nombre de Mach ( $M_\infty = \frac{U_\infty}{c}$ ).

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left( \frac{U_c}{\omega} \right)^2 \frac{\alpha_x(\delta) \alpha_y(\delta)}{\pi^2 \left[ \alpha_x^2(\delta) + \left( 1 - \frac{k_x}{k_{conv}} \right)^2 \right] \left[ \alpha_y^2(\delta) + \left( \frac{k_y}{k_{conv}} \right)^2 \right]}, \quad (1.17)$$

avec

$$\begin{cases} \alpha_x(\delta) = \frac{1}{|k_{conv}| L_x(\delta)}, \\ \alpha_y(\delta) = \frac{1}{|k_{conv}| L_y(\delta)}, \end{cases} \quad (1.18)$$

et

$$\begin{cases} L_x(\delta) = \delta \left[ \left( \frac{a_1 S_h}{U_c/u_\tau} \right)^2 + \frac{a_2^2}{S_h^2 + (a_2/a_3)^2} \right]^{-1/2}, \\ L_y(\delta) = \delta \left[ \left( \frac{a_4 S_h}{U_c/u_\tau} \right)^2 + \frac{a_5^2}{S_h^2 + (a_5/a_6)^2} \right]^{-1/2} & \text{si } M_\infty < 0.75, \\ L_y(\delta) = \delta \left[ \left( \frac{a_4 S_h}{U_c/u_\tau} \right)^2 + a_7^2 \right]^{-1/2} & \text{si } M_\infty > 0.9. \end{cases} \quad (1.19)$$

$S_h$  est le nombre de Strouhal. Les paramètres recommandés par Efimtsov en air sont,  $a_1 = 0.1$ ,  $a_2 = 72.8$ ,  $a_3 = 1.54$ ,  $a_4 = 0.77$ ,  $a_5 = 548$ ,  $a_6 = 13.5$ ,  $a_7 = 5.66$ .

**Hwang et Geib (1984)** Ce modèle [31] correspond à une modification du modèle de Corcos pour les écoulements à faible nombre de Mach. L'intérêt de ce modèle est sa simplicité par rapport au modèle de Smol'yakov et Tkachenko [23], toutefois, il ne tient pas compte de la compressibilité du fluide qui joue un rôle important dans le domaine acoustique :

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left( \frac{U_c}{\omega} \right)^2 \left| \frac{k}{k_c} \right|^2 \frac{\alpha_x \alpha_y}{\pi^2 \left[ \alpha_x^2 + \left( 1 - \frac{k_x}{k_{conv}} \right)^2 \right] \left[ \alpha_y^2 + \left( \frac{k_y}{k_{conv}} \right)^2 \right]}. \quad (1.20)$$

### Chase (1980 et 1987)

Les modèles de Chase [32, 22] s'appuient sur des développements analytiques basés sur l'équation de Poisson contrairement aux autres modèles qui ont été obtenus à partir de données expérimentales. Dans ces modèles, les fluctuations de pression pariétale sont créées par l'interaction turbulence-turbulence (référéncée par  $T$ ) et l'interaction turbulence-cisaillement moyen (référéncée par  $M$ ). Le premier modèle de Chase [32] ne prend pas en compte les effets de compressibilité du fluide, il est défini par :

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \frac{2\pi\rho^2 u_\tau^3}{\Phi(\omega)} \left( \frac{C_M k_x^2}{[K^2 + (b_M \delta)^{-2}]^{5/2}} + \frac{C_T |k|^2}{[K^2 + (b_T \delta)^{-2}]^{5/2}} \right), \quad (1.21)$$

avec  $K^2 = \left( \frac{\omega - U_c}{h_c u_\tau} \right)^2 + |k|^2$ ,  $|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ ,  $\Phi(\omega) = \frac{(2\pi)^2 h_c \rho^2 u_\tau^4}{3\omega(1 + \mu_c^2)} (C_M F_M + C_T F_T)$ ,

$$F_M = \frac{1 + \mu_c^2(3\alpha_M^2 - 1) + 2\mu_c^4(\alpha_M^2 - 1)}{[\alpha_M^2 + \mu_c^2(\alpha_M^2 - 1)]^{3/2}}, \quad \alpha_M^2 = 1 + \left( \frac{U_c}{b_M \omega \delta} \right)^2,$$

$$F_T = \frac{1 + \alpha_T^2 + \mu_c^2(3\alpha_T^2 - 1) + 2\mu_c^4(\alpha_T^2 - 1)}{[\alpha_T^2 + \mu_c^2(\alpha_T^2 - 1)]^{3/2}}, \quad \alpha_T^2 = 1 + \left( \frac{U_c}{b_T \omega \delta} \right)^2 \text{ et } \mu_c = \frac{h_c u_\tau}{U_c},$$

où  $C_M = 0.0745$  et  $C_T = 0.0475$  sont les proportions relatives de chaque interaction,  $b_M = 0.756$  et  $b_T = 0.378$  les parts d'épaisseur de couche limite dues à chaque interaction et  $h_c = 3$  la largeur du pic convectif.

Le deuxième modèle de Chase [22] est une modification du premier, qui permet de tenir compte de la compressibilité du fluide :

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \frac{2\pi\rho^2 u_\tau^3}{\Phi(\omega) [K^2 + (b\delta)^{-2}]^{5/2}} \times \left( C_M k_x^2 + C_T |k|^2 \frac{K^2 + (b\delta)^{-2}}{|k|^2 + (b\delta)^{-2}} \left[ c_2 \left( \frac{|K_c|}{k} \right)^2 + c_3 \left( \frac{k}{|K_c|} \right)^2 + 1 - c_2 - c_3 \right] \right), \quad (1.22)$$

avec

$$\begin{cases} K_c = -j\sqrt{\left(\frac{\omega}{U_c}\right)^2 - k^2} & \text{si } k < \frac{\omega}{U_c}, \\ K_c = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\omega}{U_c}\right)^2} & \text{si } k > \frac{\omega}{U_c}, \end{cases} \quad (1.23)$$

et  $F_M = \frac{1 + \mu_c^2 \alpha^2 + \mu_c^4 (\alpha^2 - 1)}{[\alpha^2 + \mu_c^2 (\alpha^2 - 1)]^{3/2}}$ ,  $F_T = \frac{3(1 + \mu_c^2)(1 + \alpha^2)}{2\alpha^3}$ ,  $\alpha^2 = 1 + \left(\frac{U_c}{b\omega\delta}\right)^2$  et  $h_c = 3$ , la largeur du pic convectif. Les proportions relatives de chaque interaction sont  $C_M = \frac{0.466}{h_c}$  et  $C_T = \frac{0.014}{h_c}$ , la part d'épaisseur de couche limite due aux interactions est  $b = 0.75$  et  $c_2 = c_3 = 1/6$ .

### Mellen (1990)

Le modèle de Mellen [33] correspond à une évolution du modèle de Corcos. Il consiste en une modification de la fenêtre de la transformée de Fourier. En effet, la forme losange de cette fenêtre entraîne des irrégularités pour les nombres d'onde en dessous du pic convectif. Afin de pallier ces irrégularités, Mellen propose de prendre une fenêtre elliptique, pour introduire un effet de lissage :

$$S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\frac{\omega}{U_c} [(\alpha_x^2 |r_x|)^2 + (\alpha_y^2 |r_y|)^2]^{1/2}} e^{-j\omega \frac{r_x}{U_c}}. \quad (1.24)$$

La forme de l'interspectre de Mellen dans le domaine des nombres d'onde est donnée par :

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \frac{\left(\alpha_x \alpha_y \left(\frac{\omega}{U_c}\right)^2\right)^2}{2\pi \left[ \left(\frac{\alpha_x \alpha_y \omega^2}{U_c^2}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_x \omega}{U_c} k_y\right)^2 + \left(\frac{\alpha_y \omega}{U_c}\right)^2 \left(k_x - \frac{\omega}{U_c}\right)^2 \right]^{3/2}}. \quad (1.25)$$

### Smol'yakov et Tkachenko (1991)

Smol'yakov et Tkachenko [23] proposent un modèle permettant de lever l'hypothèse de séparation des variables à partir de l'utilisation d'un taux de décroissance généralisé  $\bar{\alpha}(\omega)$  :

$$S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\bar{\alpha}(\omega)} \sqrt{\left(\frac{\omega r_x}{U_c}\right)^2 + m_0 \left(\frac{\omega r_y}{U_c}\right)^2} e^{-j\omega \frac{r_x}{U_c}}, \quad (1.26)$$



avec  $\bar{\alpha}(\omega) = \alpha_x \sqrt{1 - \frac{U_c}{4\omega\delta_*} + \left(\frac{U_c}{4\omega\delta_*}\right)^2}$  et  $m_0 = \frac{\alpha_y}{\alpha_x}$ .

A partir de la transformée de Fourier spatiale de l'éq. (1.26), on obtient l'interspectre dans le domaine des nombres d'onde :

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left(\frac{U_c}{\omega}\right)^2 \frac{\bar{\alpha}(\omega)}{2\pi m_0} h(\omega) [F(k_x, k_y) - \Delta F(k_x, k_y)], \quad (1.27)$$

avec  $F(k_x, k_y) = \left[ \bar{\alpha}^2(\omega) + \left(1 - \frac{k_x}{k_{conv}}\right)^2 + \left(\frac{k_y}{m_0 k_{conv}}\right)^2 \right]^{-3/2}$ ,

$\Delta F(k_x, k_y) = \frac{1}{n} \left[ 1 + \bar{\alpha}^2(\omega) + \frac{n}{m_1} \left( m_1 - \frac{k_x}{k_{conv}} + \left(\frac{k_y}{k_{conv}}\right)^2 - m_1^2 \right) \right]^{-3/2}$ ,

$h(\omega) = \left[ 1 - \frac{m_1 \bar{\alpha}(\omega)}{m_0 n^2 \sqrt{\gamma}} \right]^{-1}$ ,  $m_1 = \frac{1 + \bar{\alpha}(\omega)}{5n - 4 + \bar{\alpha}^2(\omega)}$ ,  $n = 1.005$  et  $\gamma = 1 + \bar{\alpha}^2(\omega) - nm_1$ .

### Corcos modifié

Ce modèle [34] consiste en une modification de la corrélation longitudinale du modèle de Corcos, ce qui permet une réduction du niveau du spectre dans les bas nombres d'onde mais induit également une augmentation au niveau du pic convectif :

$$S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left( 1 + \alpha_x \left| \frac{\omega r_x}{U_c} \right| \right) e^{-\omega \alpha_x \frac{|r_x|}{U_c}} e^{-\omega \alpha_y \frac{|r_y|}{U_c}} e^{-j\omega \frac{r_x}{U_c}}. \quad (1.28)$$

L'interspectre dans le domaine des nombres d'onde est donné par :

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left(\frac{U_c}{\omega}\right)^2 \frac{2\alpha_x^3 \alpha_y}{\pi^2 \left[ \alpha_x^2 + \left(1 - \frac{k_x}{k_{conv}}\right)^2 \right]^2 \left[ \alpha_y^2 + \left(\frac{k_y}{k_{conv}}\right)^2 \right]}. \quad (1.29)$$

### Corcos généralisé (2016)

Le modèle de Corcos généralisé [35] propose une amélioration du modèle de Corcos dans les bas nombres d'onde en utilisant une formulation avec des filtres de Butterworth

dans l'espace complexe :

$$\begin{aligned}
 S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = & -S_{pp}(\omega) \sin\left(\frac{\pi}{2n}\right) \sin\left(\frac{\pi}{2m}\right) e^{-j\frac{\omega}{U_c} r_x} \\
 & \times \sum_{k=0}^{n-1} e^{j\frac{\pi}{2n}(1+2k)-j\alpha_x \frac{\omega}{U_c} |r_x|} e^{-j\frac{\pi(1+2k)}{2n} r_x} \\
 & \times \sum_{k=0}^{m-1} e^{j\frac{\pi}{2m}(1+2k)-j\alpha_y \frac{\omega}{U_c} |r_y|} e^{-j\frac{\pi(1+2k)}{2m} r_y}, \quad (1.30)
 \end{aligned}$$

avec les coefficients  $n$  et  $m$  fixés à  $n = 2$  et  $m = 1$ .

L'expression de cet interspectre dans le domaine des nombres d'onde est donnée par :

$$\begin{aligned}
 S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = & -S_{pp}(\omega) \frac{nm}{\alpha_x \alpha_y} \left(\frac{U_c}{\pi\omega}\right)^2 \\
 & \times \frac{1}{\sum_{k=0}^{n-1} e^{j\frac{(1+2k)\pi}{2n}} \sum_{k=0}^{m-1} e^{j\frac{(1+2k)\pi}{2m}}} \\
 & \times \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{k_x U_c}{\omega \alpha_x} - \frac{1}{\alpha_x}\right)^{2n}\right] \left[1 + \left(\frac{k_y U_c}{\omega \alpha_y}\right)^{2m}\right]}. \quad (1.31)
 \end{aligned}$$

### Comparaison des modèles

De nombreux modèles d'interspectre de pression pariétale sont décrits dans la littérature. Ces modèles ont été comparés dans la littérature à de nombreuses reprises, on peut citer Hwang *et al.* [34], Graham [36], Bonness *et al.* [37], Aucejo [38], Berton [39]. La figure 1.8 présente une comparaison des modèles présentés dans le plan  $(k_x, k_y = 0)$  à 1000 Hz, les paramètres utilisés sont ceux donnés au Tableau 1.1 et en utilisant le modèle d'autospectre de Goody.

Le modèle de Corcos et le modèle d'Efimtsov donnent des résultats similaires, ils permettent une bonne description de la région convective, mais surestiment le niveau dans les bas nombres d'onde.

Les modèles de Chase permettent une bonne prédiction du spectre dans le domaine des bas nombres d'onde. Le premier modèle de Chase ne prend pas en compte la compressibilité du fluide, contrairement à celui de 1987. En effet, sur ce dernier, on observe une discontinuité au niveau du nombre d'onde acoustique  $k_{ac} = \omega/c$ . Cependant le modèle de Chase (1987) apporte une certaine complexité au niveau de son utilisation.

D'autres modèles tels que ceux de Mellen, Corcos modifié ou Corcos généralisé, permettent de réduire le niveau dans les bas nombres d'onde tout en gardant une bonne

description de la région convective et une simplicité d'utilisation. Le problème de ces derniers est qu'ils ne décrivent pas la partie acoustique de l'excitation.

L'objectif de cette étude n'est pas de modéliser finement l'excitation, mais de comprendre comment la méthode RI (Résolution Inverse) et ses variantes identifient une excitation similaire à une excitation par couche limite turbulente. La composante acoustique peut alors être modélisée par l'ajout d'un terme aux modèles de Corcos, Mellen, Corcos modifié ou encore Corcos généralisé correspondant à un interspectre de champ diffus acoustique [18] :

$$S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega) = A S_{pp'}^{Goody}(\omega) \text{sinc} \left( k_{ac} \sqrt{r_x^2 + r_y^2} \right), \quad (1.32)$$

où le coefficient  $A$  représente la relation entre le niveau des composantes acoustique et convective, sa valeur est fixée à 5% [18]. L'interspectre du champ diffus acoustique dans le domaine des nombres d'onde s'exprime sous la forme suivante :

$$S_{pp'}^{ac}(k_x, k_y, \omega) = \begin{cases} \frac{A}{2\pi k_{ac}^2} S_{pp'}^{Goody}(\omega) \frac{1}{\sqrt{1 - \left( \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_{ac}} \right)^2}}, & \text{si } \sqrt{k_x^2 + k_y^2} < k_{ac}, \\ 0, & \text{si } \sqrt{k_x^2 + k_y^2} > k_{ac}. \end{cases} \quad (1.33)$$

L'interspectre total du champ de pression pariétale peut donc s'écrire :

$$S_{pp'}^{tot}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp'}^{conv}(r_x, r_y, \omega) + S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega), \quad (1.34)$$

où  $S_{pp'}^{conv}(r_x, r_y, \omega)$  correspond à l'interspectre de la partie convective de l'excitation (Modèles de Corcos, Mellen, Corcos modifié ou Corcos généralisé) et  $S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega)$  correspond à l'interspectre de champ diffus acoustique.

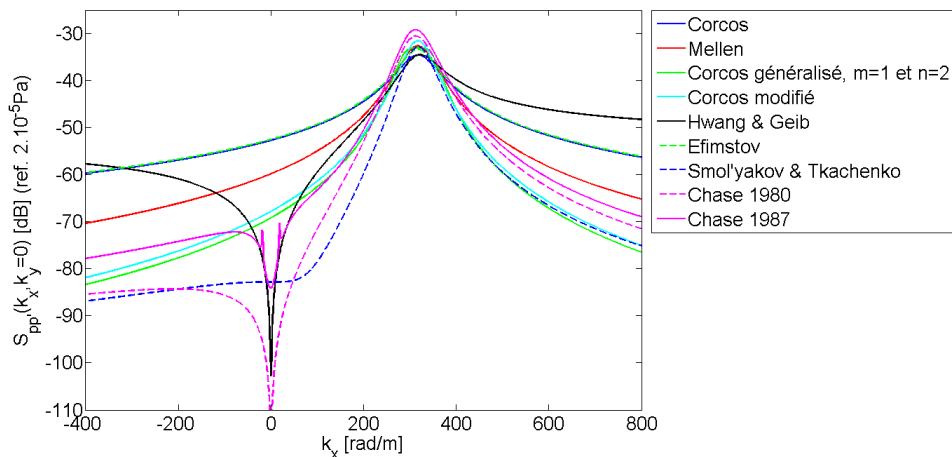


FIG. 1.8 – Comparaison des modèles d'interspectres de pression pariétale présentés dans le plan  $(k_x, k_y = 0)$  pour une fréquence de 1kHz.

### 1.1.3.3 Méthode de synthèse de l'excitation

Une fois la couche limite turbulente décrite à partir de l'autospectre de Goody et des interspectres de Corcos et de champ diffus, il est nécessaire de synthétiser la pression pour ensuite calculer le déplacement lié. Les parties suivantes détaillent les étapes du calcul menant de l'interspectre de pression pariétale aux vibrations induites en passant par la pression pariétale.

Afin de synthétiser les signaux, on utilise la méthode décrite par Wittig et Sinha [40], qui est basée sur la décomposition de Cholesky de la matrice interspectrale. Cette méthode peut se scinder en 5 étapes :

1. Écrire la matrice interspectrale  $\mathbf{S}(\omega)$ , qui correspond à la valeur de l'interspectre  $S_{pp'}^{tot}(r_x, r_y, \omega)$  entre deux points du domaine spatial.  $\mathbf{S}(\omega)$  est de taille  $M \times M$  si l'on considère  $M$  points dans le domaine spatial.

$$\mathbf{S}(\omega) = \begin{bmatrix} S_{pp'}^{tot}(0, 0, \omega) & S_{pp'}^{tot}(r_x^{2,1}, r_y^{2,1}, \omega) & \dots & S_{pp'}^{tot}(r_x^{M,1}, r_y^{M,1}, \omega) \\ S_{pp'}^{tot}(r_x^{1,2}, r_y^{1,2}, \omega) & S_{pp'}^{tot}(0, 0, \omega) & \dots & S_{pp'}^{tot}(r_x^{M,2}, r_y^{M,2}, \omega) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{pp'}^{tot}(r_x^{1,M}, r_y^{1,M}, \omega) & S_{pp'}^{tot}(r_x^{2,M}, r_y^{2,M}, \omega) & \dots & S_{pp'}^{tot}(0, 0, \omega) \end{bmatrix}. \quad (1.35)$$

2. Factoriser  $\mathbf{S}(\omega)$  par la méthode de Cholesky,

$$\mathbf{S}(\omega) = \mathbf{H}(\omega)\mathbf{H}^H(\omega), \quad (1.36)$$

où  $\mathbf{H}(\omega)$  est une matrice triangulaire inférieure de la même taille que  $\mathbf{S}(\omega)$  et  $\mathbf{H}^H(\omega)$  sa transposée conjuguée.

3. Générer un vecteur  $\mathbf{\Gamma}$  de phase aléatoire, dont chaque composante  $\Gamma_i$  s'écrit :

$$\Gamma_i = e^{2j\pi\gamma_i}, \quad (1.37)$$

avec une espérance nulle  $E[\Gamma_i] = 0$  et  $\gamma_i$  une variable aléatoire de loi uniforme dans l'intervalle  $[0, 1]$ .

4. Créer un vecteur  $\mathbf{P}(\omega)$ , qui représente le champ de pression pariétale, de  $M$  éléments pour une pulsation donnée :

$$\mathbf{P}(\omega) = \mathbf{H}(\omega)\mathbf{\Gamma}. \quad (1.38)$$

5. Recommencer les étapes de 1 à 4 pour chaque fréquence. En sortie de l'algorithme, on obtient le spectre de la pression en chaque point du domaine spatial.

L'application de la transformée de Fourier inverse sur ces spectres permet d'obtenir les signaux temporels.

On peut facilement montrer que la matrice interspectrale  $\mathbf{S}_p(\omega)$  du champ de pression  $\mathbf{P}(\omega)$  de l'équation (1.38) correspond à  $\mathbf{S}(\omega)$ , la matrice interspectrale du champ total :

$$\mathbf{S}_p(\omega) = E[\mathbf{P}(\omega)\mathbf{P}^H(\omega)]. \quad (1.39)$$

En remplaçant  $\mathbf{P}(\omega)$  par son expression (1.38) dans (1.39),

$$\mathbf{S}_p(\omega) = E[\mathbf{H}(\omega)\mathbf{\Gamma}(\mathbf{H}(\omega)\mathbf{\Gamma})^H] = E[\mathbf{H}(\omega)\mathbf{\Gamma}\mathbf{\Gamma}^H\mathbf{H}^H(\omega)] = \mathbf{H}(\omega)E[\mathbf{\Gamma}\mathbf{\Gamma}^H]\mathbf{H}^H(\omega). \quad (1.40)$$

Or les variables aléatoires  $\Gamma_i$  sont indépendantes (équation (1.37)) donc  $E[\mathbf{\Gamma}\mathbf{\Gamma}^H] = \mathbf{I}$  avec  $\mathbf{I}$  la matrice identité, on a donc :

$$\mathbf{S}_p(\omega) = \mathbf{S}(\omega). \quad (1.41)$$

Le champ de pression  $\mathbf{P}(\omega)$  respecte donc bien le gabarit d'interspectre de pression pariétale engendré par des écoulements turbulents.

Dans l'optique d'appliquer cette méthode, il faut que la matrice interspectrale  $\mathbf{S}(\omega)$  soit définie positive. Or dans certains cas, elle ne l'est pas, et il est donc impossible d'appliquer la décomposition de Cholesky. Pour pallier ce problème, on propose d'utiliser une méthode décrite par Higham [41], qui permet de calculer la matrice symétrique et semi-définie positive la plus proche (méthode nearest SPD).

Cette méthode est seulement applicable aux matrices carrées et peut se décomposer en 3 étapes :

1. Symétrisation de  $\mathbf{S}(\omega)$  :

$$\mathbf{B}(\omega) = \frac{\mathbf{S}(\omega) + \mathbf{S}^T(\omega)}{2}. \quad (1.42)$$

2. Calcul du facteur polaire symétrique  $\mathbf{H}$  de  $\mathbf{B}(\omega)$  à partir d'une décomposition en valeur singulière de  $\mathbf{B}(\omega)$  :

$$\mathbf{B}(\omega) = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T, \quad (1.43)$$

où  $\mathbf{\Sigma}$  est une matrice diagonale comportant les éléments diagonaux non-négatifs, classés par ordre décroissant et  $\mathbf{U}$  et  $\mathbf{V}$  des matrices unitaires.

$$\mathbf{H} = \mathbf{V}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T. \quad (1.44)$$

3. Calcul de la matrice semi-définie positive  $\hat{\mathbf{S}}(\omega)$  associée à  $\mathbf{S}(\omega)$  :

$$\hat{\mathbf{S}}(\omega) = \frac{\mathbf{B}(\omega) + \mathbf{H}}{2}. \quad (1.45)$$

Afin d'assurer la symétrie de  $\hat{\mathbf{S}}(\omega)$ , on pose :

$$\hat{\mathbf{S}}(\omega) = \frac{\hat{\mathbf{S}}(\omega) + \hat{\mathbf{S}}^T(\omega)}{2}. \quad (1.46)$$

Pour valider cette méthode, on l'applique à la matrice interspectrale du champ diffus acoustique (éq. (1.32)) qui n'est pas définie positive. Les résultats obtenus sont présentés en figures 1.9 et 1.10. On constate que la matrice obtenue avec la méthode nearest SPD est similaire à la matrice du champ diffus, de plus l'erreur quadratique faite est de l'ordre de  $10^{-13}$ , donc négligeable.

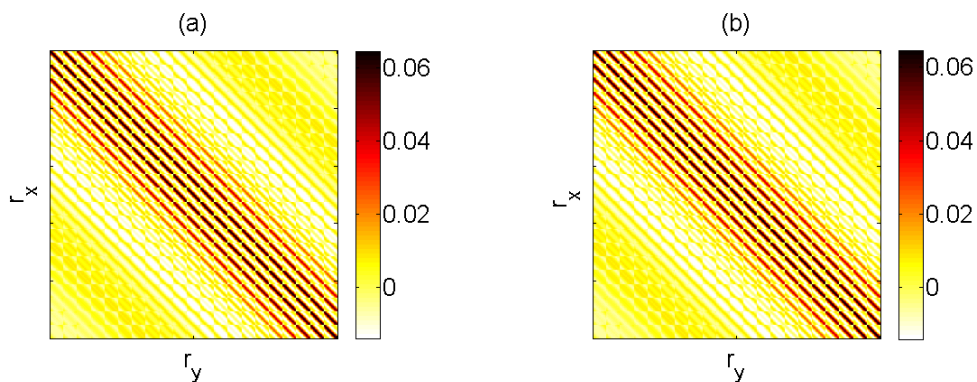


FIG. 1.9 – Comparaison entre la matrice interspectrale du champ diffus théorique éq. (1.32) (a) et la matrice symétrique et semi-définie positive la plus proche obtenue à partir de la méthode nearest SPD (b) à 500 Hz.

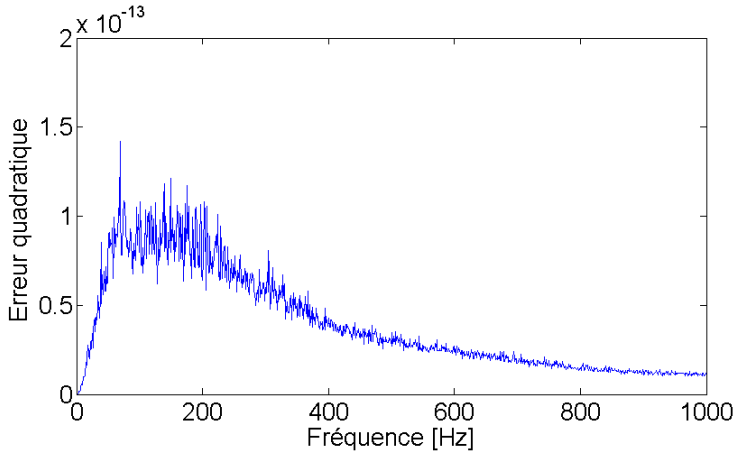


FIG. 1.10 – Erreur quadratique entre la matrice interspectrale de champ diffus théorique et la matrice symétrique et semi-définie positive la plus proche obtenue à partir de la méthode nearest SPD.

## 1.2 Vibrations engendrées par un écoulement turbulent

Cette partie met en avant la façon dont les vibrations,  $w$ , engendrées par un écoulement turbulent sont calculées.

Dans le cas d'une plaque, la vibration est décrite par l'équation du mouvement suivante en régime harmonique ( $f_{ext}(x, y, t) = f_{ext}(x, y)e^{j\omega t}$ ) :

$$D \left( \frac{\partial^4 w(x, y)}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 w(x, y)}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4 w(x, y)}{\partial x^2 \partial y^2} \right) - \rho h \omega^2 w(x, y) = f_{ext}(x, y) + p_{couplage}(x, y), \quad (1.47)$$

avec  $w(x, y)$  le déplacement transverse,  $f_{ext}$  la distribution de force qui comprend toutes les excitations, qu'elles soient acoustiques (pression bloquée) ou mécaniques (effort, moment),  $p_{couplage}$  la pression liée au couplage fluide-structure, qui est négligeable dans le cas d'un fluide léger, et  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$  la rigidité de flexion de la plaque, où  $E$  est le module d'Young,  $\nu$  le coefficient de Poisson,  $\rho$  la masse volumique et  $h$  l'épaisseur de la plaque.

Dans le cas d'une plaque infinie, système linéaire invariant par translation, si l'on excite la plaque à un nombre d'onde, celle-ci répondra à ce même nombre d'onde. Le système étant invariant par translation, on peut passer l'équation (1.47) dans le domaine des nombres d'onde à partir d'une transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle :

$$D \left( (k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4 \right) W(k_x, k_y) = F_{ext}(k_x, k_y) + P_{couplage}(k_x, k_y), \quad (1.48)$$

avec  $k_f^4 = \frac{\omega^2 \rho h}{D}$ .

L'expression des déplacements dans le domaine des nombres d'onde,

$$W(k_x, k_y) = \frac{F_{ext}(k_x, k_y) + P_{couplage}(k_x, k_y)}{D \left( (k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4 \right)}, \quad (1.49)$$

permet de mettre en avant l'importance des coïncidences. Pour calculer les coïncidences convective et acoustique, il est nécessaire de définir les paramètres caractérisant la plaque :

— le nombre d'onde de flexion  $k_f$  :

$$k_f = \sqrt[4]{\frac{12\rho(1-\nu^2)}{Eh^2}} \sqrt{\omega}, \quad (1.50)$$

— la longueur d'onde naturelle de flexion  $\lambda_f$  :

$$\lambda_f = \frac{2\pi}{k_f}, \quad (1.51)$$

— la célérité des ondes de flexion  $c_f$  :

$$c_f = \sqrt[4]{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}} \sqrt{\omega}, \quad (1.52)$$

La coïncidence convective a lieu lorsque les nombres d'onde de convection (1.6) et de flexion (1.50) sont égaux, soit pour :

$$\omega_{conv} = \sqrt{\frac{12\rho(1-\nu^2)}{Eh^2}} U_c^2. \quad (1.53)$$

De la même façon, on peut définir la fréquence critique lorsque les nombres d'onde acoustique (1.9) et de flexion (1.50) sont égaux :

$$\omega_{ac} = \sqrt{\frac{12\rho(1-\nu^2)}{Eh^2}} c^2. \quad (1.54)$$

La figure 1.11 représente l'évolution des différents nombres d'onde pour le cas d'un écoulement subsonique ( $U_\infty < c$ ) en fluide léger, correspondant au domaine automobile [14], et donne leur représentation dans le domaine des nombres d'onde. Cette représentation permet d'estimer la ou les composantes principalement responsables de l'excitation. En effet, pour le cas représenté (figure 1.11), on distingue 3 zones :



1. En dessous de la coïncidence convective, la vibration est majoritairement due à la partie convective.
2. Entre les deux coïncidences, il est difficile de savoir quelle partie aura la plus grande influence.
3. Au-dessus de la coïncidence acoustique, la partie acoustique est principalement responsable de la vibration.

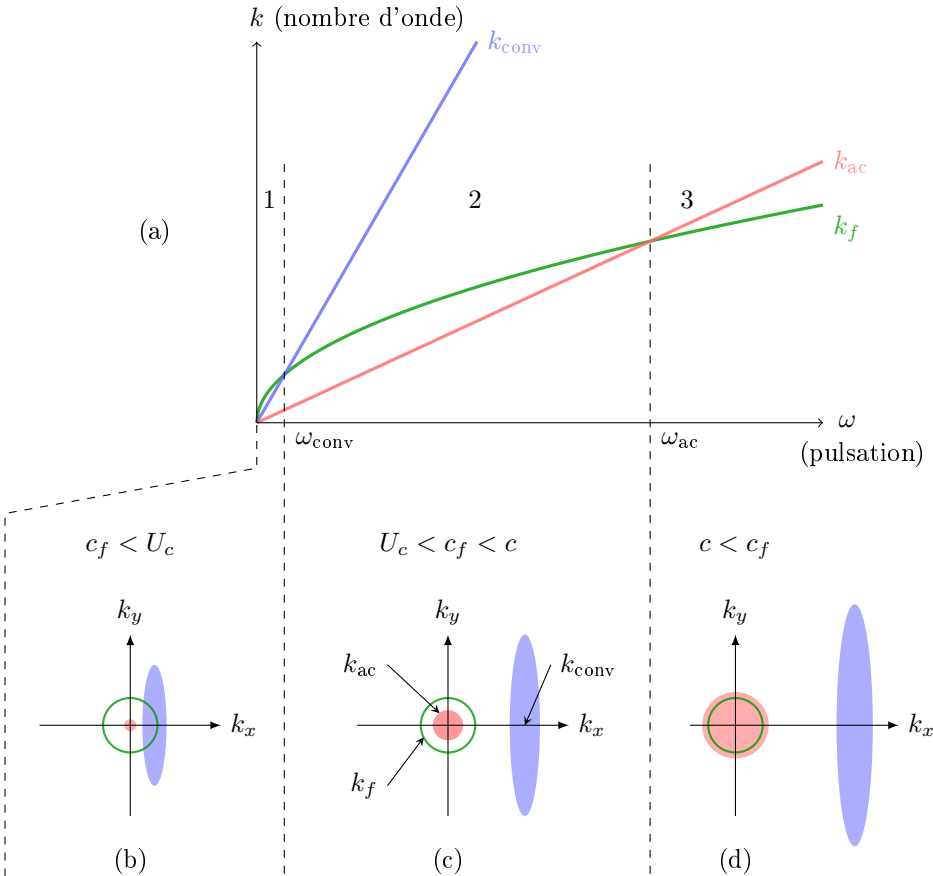


FIG. 1.11 – (a) Évolution des nombres d'onde de flexion (—), de convection (—) et acoustique (—) en fonction de la pulsation en condition subsonique et allures du spectre fréquence-nombre d'onde d'une excitation par écoulement turbulent pour (b)  $\omega < \omega_{conv}$ , (c)  $\omega_{conv} < \omega < \omega_{ac}$  et (d)  $\omega_{ac} < \omega$  [14].

Dans le cas d'une plaque finie, système linéaire non-invariant par translation, si l'on excite la plaque à un nombre d'onde, celle-ci répondra à plusieurs nombres d'onde (voir figure 1.12). L'excitation à un nombre d'onde  $k$  entraîne un champ de vibration directe

à ce même nombre d'onde et des réflexions dues aux effets de bords à  $k_f$ . Ces réflexions sont appelées phénomène de fuites spectrales, elles peuvent être vues comme des forces ponctuelles appliquées aux bords de la plaque. La réponse de la plaque finie est donc égale à la réponse de la plaque infinie plus les réflexions des bords. Le phénomène de résonance est induit par ces réflexions.

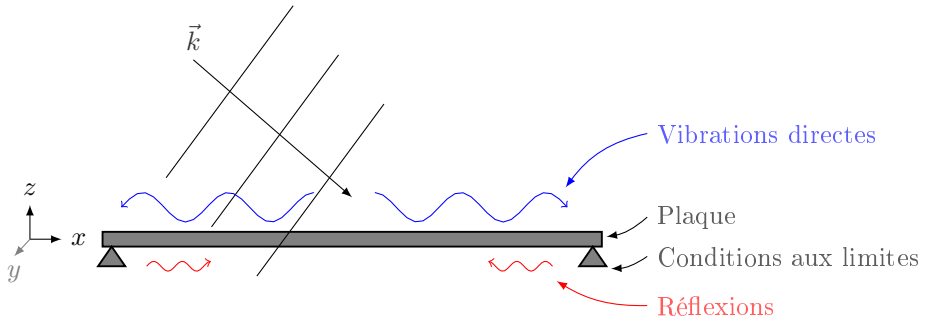


FIG. 1.12 – Schéma en coupe d'une plaque finie excitée par un nombre d'onde.

Pour prendre en compte à la fois la vibration directe et les réflexions des bords dans le calcul du champ de vibration de la plaque finie, une solution est d'utiliser une décomposition modale. On considère une plaque rectangulaire simplement supportée de dimensions  $L_x$  et  $L_y$  suivant  $x$  et  $y$ , d'épaisseur  $h$  et excitée par un champ de pression  $f_{ext}(x, y)$ . L'équation du mouvement est donnée à l'équation (1.47) et les conditions aux limites sont les suivantes :

$$w(x, y) = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0 \text{ pour } x = 0 \text{ et } x = L_x , \quad (1.55)$$

$$w(x, y) = \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0 \text{ pour } y = 0 \text{ et } y = L_y . \quad (1.56)$$

Le déplacement est décomposé sur les fonctions propres normalisées  $\Phi_{mn}(x, y)$  :

$$w(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_{mn} \Phi_{mn}(x, y), \quad (1.57)$$

avec  $\Phi_{mn}(x, y) = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin\left(\frac{m\pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{L_y}\right)$ .

Après projection sur les modes propres et introduction d'un terme d'amortissement modal  $\zeta_{mn}$ , les coefficients  $a_{mn}$  vérifient :

$$(\omega_{mn}^2 + 2j\zeta_{mn}\omega\omega_{mn} - \omega^2) a_{mn} = \frac{1}{\rho h} p_{mn}, \quad (1.58)$$

avec  $p_{mn} = \int_S [f_{ext}(x, y) + p_{couplage}(x, y)] \Phi_{mn}(x, y) dS$  et  $\omega_{mn}$  la pulsation naturelle du mode :

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{K_{mn}}{\rho h}}, \quad (1.59)$$

où

$$K_{mn} = D \left( \left( \frac{m\pi}{L_x} \right)^4 + \left( \frac{n\pi}{L_y} \right)^4 + 2 \left( \frac{m\pi}{L_x} \right)^2 \left( \frac{n\pi}{L_y} \right)^2 \right). \quad (1.60)$$

On peut ainsi isoler les coefficients  $a_{mn}$  :

$$a_{mn} = \frac{p_{mn}}{\rho h (\omega_{mn}^2 + 2j\zeta_{mn}\omega\omega_{mn} - \omega^2)}. \quad (1.61)$$

Le champ de vibration  $w(x, y, \omega)$  s'exprime donc sous la forme suivante :

$$w(x, y, \omega) = \sum_{m,n} a_{mn} \Phi_{mn}(x, y) = \sum_{m,n} \frac{p_{mn} \Phi_{mn}(x, y)}{\rho h (\omega_{mn}^2 + 2j\zeta_{mn}\omega\omega_{mn} - \omega^2)}. \quad (1.62)$$

## 1.3 État des méthodes d'identification de pression pariétale

De nombreuses méthodes permettant d'identifier le champ de pression pariétale sont présentes dans la littérature. Ces méthodes peuvent être classées en deux catégories, celles basées sur l'utilisation d'antennes de capteurs de pression et celles basées sur une analyse de la réponse vibratoire.

### 1.3.1 Utilisation d'antennes de capteurs de pression

La première approche consiste à utiliser des antennes de capteurs affleurants à l'écoulement, soit pour une mesure directe du champ, soit pour l'utilisation du filtrage spatial apporté par le réseau de capteurs.

Abraham et Keith [42] proposent une mesure directe du spectre fréquence-nombre d'onde de la pression pariétale d'une couche limite turbulente, à partir d'une antenne linéaire de 48 microphones affleurants espacés régulièrement. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle requiert des points de mesure très rapprochés afin de mesurer les petites longueurs d'onde et donc un grand nombre de capteurs. De plus, il est nécessaire de filtrer dans le domaine des nombres d'onde le signal mesuré afin d'éviter le repliement.

Maidanik [43] décrit le filtrage dans le domaine des nombres d'onde apporté par une

antenne de capteurs. Des améliorations de ces antennes sont aussi proposées par Maidanik et Jorgensen [44]. Cette méthode consiste à obtenir par combinaison linéaire de signaux un spectre en nombre d'onde pour des valeurs discrètes du nombre d'onde définies suivant l'espacement inter-capteurs. L'inconvénient majeur de cette méthode est la nécessité d'une connaissance a priori du spectre en nombre d'onde.

Sherman *et al.* [45] proposent une évaluation du spectre en nombre d'onde en deux dimensions, à partir de deux antennes de  $11 \times 11$  capteurs chacune, avec des espacements différents. Ceci permet d'avoir une petite antenne avec une résolution approximative en nombre d'onde, mais donne la possibilité d'observer un grand intervalle de nombres d'onde sans repliement, et une grande antenne avec une meilleure résolution, mais où la zone sans repliement est bien plus petite.

Une autre méthode permettant de décrire le spectre en nombre d'onde du champ de pression pariétale en deux dimensions est celle proposée par Arguillat *et al.* [18]. Cette méthode utilise une antenne circulaire de 63 capteurs alignés avec 3 tailles et 3 espacements différents, permettant d'accéder à la fois aux grandes longueurs d'onde caractérisant la composante acoustique et aux petites longueurs d'onde de la composante convective. La mesure en deux dimensions du champ se fait par rotation de l'antenne, avec des mesures pour 63 angles différents entre l'axe de l'antenne et la direction de l'écoulement.

Les principaux inconvénients des méthodes décrites précédemment sont :

- la nécessité d'un grand nombre de capteurs ayant une grande dynamique pour pouvoir mesurer les bas nombres d'onde de faible amplitude,
- la difficulté à prouver que les bas nombres d'onde mesurés correspondent à la partie acoustique de l'écoulement et non à des sources résiduelles,
- l'utilisation de parois spécifiquement instrumentées pour les capteurs affleurants.

#### 1.3.2 Analyse de la réponse vibratoire

La deuxième approche consiste à utiliser la réponse vibratoire de la structure comme filtre dans le domaine des nombres d'onde. On peut citer les travaux de Aupperle et Lambert [46] qui étudient la possibilité d'utiliser le filtrage naturel apporté par une poutre. Les travaux de Martin et Leehey [47] utilisent les modes d'une membrane rectangulaire pour filtrer les pressions pariétales turbulentes et ainsi mesurer la composante bas nombres d'onde. De même, Robert [48] décrit une méthode similaire mais basée sur le filtrage apporté par une plaque. Ces techniques consistent à ajuster les modes propres de la structure pour qu'elle réponde principalement sur le nombre d'onde recherché. Pour cela, on peut jouer sur les caractéristiques de ces structures, dimensions ou encore propriétés mécaniques. L'inconvénient de ces méthodes est qu'elles nécessitent de connaître la réponse de la structure à une excitation donnée et donc les conditions aux limites. Théoriquement, le filtrage apporté par la structure est exprimé pour différentes conditions aux limites (encastrées, libres, simplement supportées, ...), or ces conditions sont très difficiles à obtenir expérimentalement, ce qui peut apporter une incertitude

sur les résultats obtenus. De plus, ces techniques ne sont utilisables qu'aux fréquences de résonance de la structure et nécessitent une connaissance de l'amortissement associé. Une méthode plus récente basée sur l'utilisation de la forme intégrale de l'équation d'équilibre (principe des travaux virtuels) [49, 50] permet de calculer la pression appliquée à une structure à partir du champ de déplacement. Cette technique appelée Virtual Fields Method (VFM) est locale, elle ne nécessite pas la connaissance des conditions aux limites et n'est pas seulement applicable aux résonances. Son principal inconvénient est l'utilisation d'une formulation faible, qui nécessite une hypothèse supplémentaire. L'identification de l'effort est faite à partir d'une intégrale par morceau, ce qui revient à homogénéiser l'effort sur une petite surface. De plus, cette méthode requiert le choix d'une fonction test qui correspond à un champ de déplacement virtuel permettant de calculer la dérivée quatrième de façon exacte.

La partie suivante décrit une méthode inverse vibratoire RI (Résolution Inverse) et ses variantes. Cette technique permet d'identifier les efforts appliqués à une structure à partir du champ de déplacement et consiste en une vérification de l'équation du mouvement de la structure. Ses principaux avantages sont sa facilité de mise en œuvre et le fait qu'elle ne requiert pas la connaissance des conditions aux limites et des efforts appliqués en dehors de la zone d'étude, c'est une méthode locale.

## 1.4 Résolution inverse vibratoire (RI, RIFF, RIC)

Cette partie présente les méthodes inverses vibratoires, Résolution Inverse (RI), sa variante Filtrée et Fenêtrée (RIFF) et sa version Corrigée (RIC). Ces méthodes permettent d'estimer un champ d'excitation appliqué à une structure à partir d'une mesure du champ vibratoire.

### 1.4.1 Méthode RI : Résolution Inverse

La méthode RI développée par Pézerat et Guyader [15], permet d'identifier localement les efforts ( $p$ ) appliqués à une structure à partir du champ vibratoire mesuré ( $w$ ). Elle est basée sur la vérification de l'équation du mouvement. Dans le cas d'une plaque, l'équation du mouvement est donnée par :

$$D \left( \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} \right) - \rho h \omega^2 w = p(x, y), \quad (1.63)$$

où  $D$  est la rigidité de flexion de la plaque définie au début de la partie 1.2.

Les dérivées partielles sont estimées à partir d'un schéma aux différences finies développé au premier ordre avec un maillage spatial régulier [51] :

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} \Rightarrow \delta_{\Delta_x}^{4x} = \frac{1}{\Delta_x^4} [w(x + 2\Delta_x, y) - 4w(x + \Delta_x, y) + 6w(x, y) - 4w(x - \Delta_x, y) + w(x - 2\Delta_x, y)], \quad (1.64)$$

$$\frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \Rightarrow \delta_{\Delta_y}^{4y} = \frac{1}{\Delta_y^4} [w(x, y + 2\Delta_y) - 4w(x, y + \Delta_y) + 6w(x, y) - 4w(x, y - \Delta_y) + w(x, y - 2\Delta_y)], \quad (1.65)$$

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} \Rightarrow \delta_{\Delta_x, \Delta_y}^{2x2y} = \frac{1}{\Delta_x^2 \Delta_y^2} [w(x + \Delta_x, y + \Delta_y) - 2w(x + \Delta_x, y) + w(x + \Delta_x, y - \Delta_y) - 2w(x, y + \Delta_y) + 4w(x, y) - 2w(x, y - \Delta_y) + w(x - \Delta_x, y + \Delta_y) - 2w(x - \Delta_x, y) + w(x - \Delta_x, y - \Delta_y)], \quad (1.66)$$

où  $\Delta_x$  et  $\Delta_y$  correspondent aux pas spatiaux selon  $x$  et  $y$ . Pour estimer la distribution de force en un point central du schéma, on a besoin de 13 points, comme présenté en figure 1.13. A partir des équations (1.63), (1.64), (1.65) et (1.66), on peut donc estimer la distribution de force appliquée à une plaque :

$$F^{RI}(x, y, \omega) = D \left( \delta_{\Delta_x}^{4x} + \delta_{\Delta_y}^{4y} + 2 \delta_{\Delta_x, \Delta_y}^{2x2y} \right) - \rho h \omega^2 w(x, y, \omega). \quad (1.67)$$

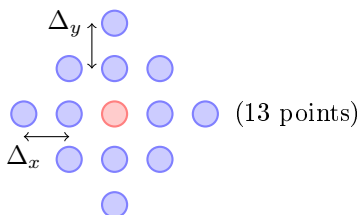


FIG. 1.13 – Schéma aux différences finies permettant d'estimer l'effort en un point central pour une plaque.

L'avantage de cette méthode est qu'il n'est pas nécessaire de mesurer le champ de déplacement total, ou de connaître les conditions aux limites de la plaque et les efforts en dehors de la zone d'étude, il s'agit d'une méthode locale.

En reprenant le cas de la plaque finie décrit en partie 1.2, où la vibration peut être vue comme la somme de la réponse de la plaque infinie et des réflexions des bords, l'utilisation de la méthode RI permet d'identifier seulement l'excitation directe puisque les réflexions des bords correspondent à des efforts situés en dehors de la zone d'étude.

Cependant lorsque le champ de déplacement est bruité, le problème inverse devient instable et donne un résultat très différent de la force réellement appliquée, avec des niveaux beaucoup plus importants. En effet, les dérivées amplifient les variations rapides

(petites longueurs d'ondes liées au bruit). Or pour un problème inverse vibratoire, les dérivées spatiales sont d'ordre 4, ce qui accentue considérablement ce phénomène.

Afin d'éviter ce problème, il faut enlever les composantes des hauts nombres d'onde polluées par le bruit dans la distribution de force reconstruite. On introduit ainsi la notion de régularisation qui consiste en un filtrage dans le domaine des nombres d'onde et un fenêtrage spatial par la méthode RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée).

### 1.4.2 Méthode RIFF : Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée

Les méthodes inverses vibratoires sont basées sur une mesure du champ vibratoire. Cette mesure comporte des incertitudes qui peuvent avoir un impact sur les problèmes inverses. Pour les problèmes vibratoires, ces incertitudes sont principalement présentes dans les hauts nombres d'onde. En vue de régulariser le problème, un filtrage est appliqué pour enlever ces hauts nombres d'onde.

Le filtrage utilisé dans le domaine des nombres d'onde est un filtre passe-bas dont la réponse impulsionnelle est finie. La réponse impulsionnelle du filtre dans le domaine spatial est généralement un sinus cardinal pondéré par une fenêtre de Hanning :

$$h'(x, y) = \begin{cases} \frac{\sin(k_c x) \sin(k_c y) \left[1 + \cos\left(\frac{k_c x}{2}\right)\right] \left[1 + \cos\left(\frac{k_c y}{2}\right)\right]}{4\pi^2 xy} & \text{pour } x \text{ et } y \in \left[-\frac{2\pi}{k_c}; \frac{2\pi}{k_c}\right], \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (1.68)$$

où  $k_c$  est le nombre d'onde de coupure du filtre.

L'opération de filtrage consiste en la convolution discrète entre  $F^{RI}$  et la réponse impulsionnelle  $h'$ . Le filtrage est réalisé sur la distribution de force et non sur le déplacement afin d'éviter d'injecter la réponse du filtre dans l'équation du mouvement.

Le filtrage réalisé permet bien d'enlever les hauts nombres d'onde de la distribution de force. Cependant, l'effort étant non nul aux extrémités du domaine d'étude et sachant que la distribution de force est inconnue au delà de ce domaine, il est impossible d'appliquer le filtrage aux limites. Pour résoudre ce problème, une solution possible est de fenêtrer la distribution de force  $F^{RI}$  avant filtrage, afin d'annuler l'effort aux bords du domaine. La fenêtre utilisée est une fenêtre de Tukey, qui est constituée de demi-fenêtres de Hanning aux extrémités dont les largeurs correspondent à une longueur d'onde de coupure et qui est égale à 1 sur le reste du domaine (voir figure 1.14) :

$$\psi(x, y) = \psi(x)\psi(y), \quad (1.69)$$

avec

$$\psi(x) = \begin{cases} 0.5 \left( 1 - \cos \left( \frac{\pi x}{\alpha} \right) \right) & \text{pour } x \in [0; \alpha], \\ 1 & \text{pour } x \in [\alpha; L_x - \alpha], \\ 0.5 \left( 1 - \cos \left( \frac{\pi(x - L_x + 2\alpha)}{\alpha} \right) \right) & \text{pour } x \in [L_x - \alpha; L_x], \\ 0 & \text{pour } x \in ]-\infty; 0[ \cup ]L_x; \infty[ \end{cases} \quad (1.70)$$

où  $\alpha$  correspond à une demi-longueur d'onde de coupure.

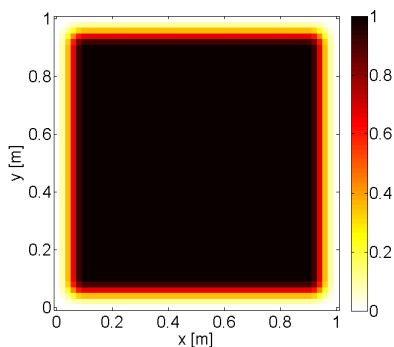
$\psi(y)$  est obtenu à partir de la même éq. (1.70) en remplaçant  $x$  et  $L_x$  par  $y$  et  $L_y$ , où  $L_x$  et  $L_y$  correspondent aux dimensions de la zone d'étude selon  $x$  et  $y$ .

Le choix du nombre d'onde de coupure est primordial dans la régularisation : il faut qu'il soit suffisamment grand pour ne pas dégrader le résultat et suffisamment petit pour supprimer les efforts aberrants résultant du bruit de mesure. En s'appuyant sur une observation basée sur des simulations, le nombre d'onde de coupure est choisi proportionnel au nombre d'onde de flexion [15] :

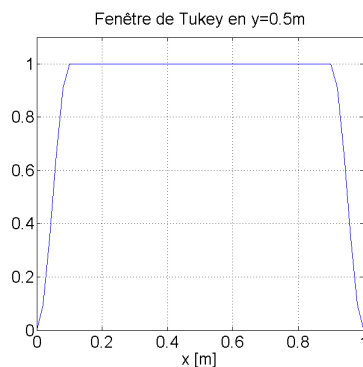
$$k_c = ak_f, \quad (1.71)$$

où  $a$  est le paramètre de régularisation. Par expérience, on choisit :

- $a = 4$  : pour de très bonnes mesures (typiquement des mesures réalisées en laboratoire avec des signaux déterministes),
- $a = 2$  : pour de bonnes mesures (typiquement des mesures réalisées en laboratoire avec des signaux aléatoires),
- $a = 1$  : pour des mesures bruitées (typiquement des mesures réalisées en conditions industrielles).



(a)



(b)

FIG. 1.14 – Fenêtrage spatial utilisé dans la régularisation de la méthode RIFF ( $a=4$ ,  $f=500$  Hz).



### 1.4.3 Méthode RIC : Résolution Inverse Corrigée

La méthode RIC [16] propose une alternative à la régularisation utilisée dans RIFF consistant à utiliser le filtrage naturel de la méthode apporté par la discrétisation de l'équation du mouvement par différences finies. Ce filtrage s'exprime comme le rapport théorique entre le spectre en nombre d'onde de la force reconstruite par l'opérateur inverse (éq. (1.67))  $F^{RI}(k_x, k_y, \omega)$  et celui qui correspond à l'excitation réelle  $F(k_x, k_y, \omega)$  :

$$H^{RI}(k_x, k_y, \omega) = \frac{F^{RI}(k_x, k_y, \omega)}{F(k_x, k_y, \omega)} = \frac{\kappa_{2D}^4 - k_f^4}{(k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4}, \quad (1.72)$$

$$\text{avec} \begin{cases} \kappa_{2D}^4 = \frac{4(1-X)^2 + 4(1-Y)^2 + 8(1-X)(1-Y)}{\Delta^4}, \\ X = \cos(k_x \Delta), \\ Y = \sin(k_y \Delta), \end{cases} \quad (1.73)$$

avec  $\Delta = \Delta_x = \Delta_y$ .

Le filtre  $H^{RI}(k_x, k_y, \omega)$  est un filtre passe-bas avec une amplification importante autour du nombre d'onde de flexion  $k_f$ , suivie d'un "anti-pic" et de lobes secondaires (voir figure 1.15(a)). Lorsque le nombre de points par longueur d'onde (voir éq. (1.74)) diminue, c'est-à-dire que la fréquence  $f$  ou la discrétisation spatiale  $\Delta$  augmente, l'amplitude de ces lobes secondaires diminue fortement.

$$n = \frac{\lambda_f}{\Delta} = \frac{c_f}{f\Delta}, \quad (1.74)$$

où  $c_f$  désigne la célérité des ondes de flexion.

Afin d'améliorer ce filtrage, une correction est apportée à l'opérateur inverse (éq. (1.67)) par l'introduction de deux coefficients  $\tilde{\mu}^4$  et  $\tilde{\nu}^4$  :

$$F^{RIC} = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \left( \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4x} + \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4y} + 2\tilde{\nu}^4 \delta_{\Delta}^{2x2y} \right) - \rho h \omega^2 w(w, y), \quad (1.75)$$

$$\text{avec} \begin{cases} \tilde{\mu}^4 = \frac{\Delta^4 k_f^4}{4 [1 - \cos(k_f \Delta)]^2}, \\ \tilde{\nu}^4 = \frac{\Delta^4 k_f^4}{8 \left[ 1 - \cos\left(\frac{k_f \Delta}{\sqrt{2}}\right) \right]^2} - \tilde{\mu}^4. \end{cases} \quad (1.76)$$

Cette correction permet d'aligner la résonance et l'anti-résonance de la réponse du schéma RI classique  $H^{RI}(k_x, k_y, \omega)$  (voir figure 1.15(b)) et ainsi de faire disparaître le

pic d'amplification autour de  $k_f$ . La réponse du schéma RI corrigé  $H^{RIC}(k_x, k_y, \omega)$  est donnée par l'expression suivante :

$$H^{RIC}(k_x, k_y, \omega) = \frac{F^{RIC}(k_x, k_y, \omega)}{F(k_x, k_y, \omega)} = \frac{\tilde{\kappa}_{2D}^4 - k_f^4}{(k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4}, \quad (1.77)$$

avec

$$\tilde{\kappa}_{2D}^4 = \frac{4\tilde{\mu}^4(1-X)^2 + 4\tilde{\mu}^4(1-Y)^2 + 8\tilde{\nu}^4(1-X)(1-Y)}{\Delta^4}. \quad (1.78)$$

Les résonances et anti-résonances sont bien annulées à condition que le nombre de points par longueur d'onde  $\frac{\lambda_f}{\Delta}$  soit compris entre 2 et 4 :

$$2 < \frac{\lambda_f}{\Delta} < 4. \quad (1.79)$$

Ceci conduit à la définition des limites fréquentielles de la méthode pour une discrétisation  $\Delta$  donnée :

$$\begin{cases} f_{min}(\Delta) = \frac{\pi}{8\Delta^2} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}, \\ f_{max}(\Delta) = \frac{\pi}{2\Delta^2} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}. \end{cases} \quad (1.80)$$

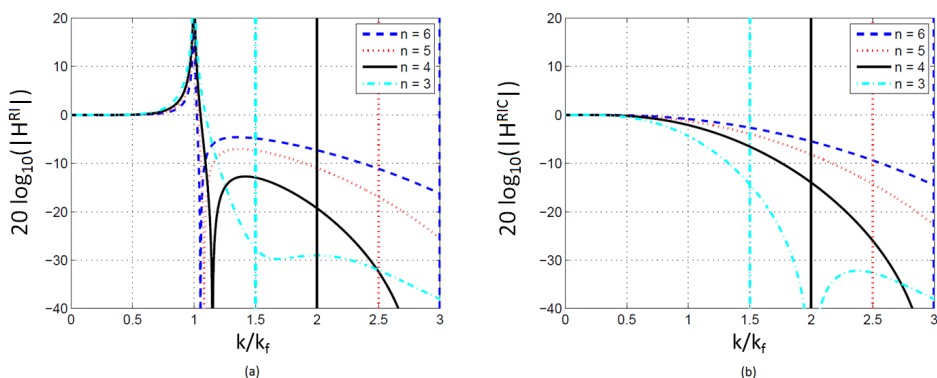


FIG. 1.15 – Réponse du schéma RI classique sur poutre,  $H^{RI}$  (a) et corrigé,  $H^{RIC}$  (b) dans le domaine des nombres d'onde pour plusieurs valeurs de  $n$  (nombre de points par longueur d'onde). Les barres verticales représentent les limites du critère de Shannon par rapport à la longueur d'onde vibratoire [16].

### 1.4.4 Application au domaine automobile

Ces méthodes inverses vibratoires ont notamment été appliquées pour des applications de type automobile, avec un écoulement subsonique en air. En effet, Lecoq *et al.* [14, 52, 53] et Totaro *et al.* [54] mettent en avant la potentialité de ces méthodes à partir de simulations et proposent une validation expérimentale en tunnel aérodynamique. Pour ce faire, l'excitation par couche limite turbulente est synthétisée à partir du modèle d'autospectre de Goody (éq. (1.14)) et des interspectres de pression pariétale de Corcos (éq. (1.15)) et de champ diffus acoustique (éq. (1.32)). Les paramètres de cette simulation sont donnés au Tableau 1.2. Les résultats de simulations obtenus avec RIFF et RIC sont présentés en figures 1.16 et 1.17, respectivement.

Sur la figure 1.16, les courbes correspondant aux composantes aérodynamique et acoustique représentent l'excitation obtenue par synthèse des signaux. La courbe en trait plein correspond au spectre de la pression identifiée par RI sans bruit sur le déplacement. On constate que la méthode RI permet d'isoler la composante acoustique à partir de 1.4 kHz et ceci de mieux en mieux lorsque la fréquence augmente. En effet, le nombre d'onde de convection s'éloigne vers les hauts nombres d'onde avec la fréquence. Les résultats obtenus avec la méthode RIFF montrent que le filtre de régularisation de la méthode permet de ne pas prendre en compte les petites longueurs d'onde de l'excitation correspondant à la partie aérodynamique. La méthode RIFF permet donc d'isoler la partie acoustique de l'excitation sur toute la gamme de fréquence étudiée.

Le spectre identifié par la méthode RIC est présenté en figure 1.17 pour deux discrétisations différentes permettant une étude sur deux gammes de fréquences. Dans le domaine de validité, la méthode permet d'identifier la composante acoustique de l'excitation. En effet, elle constitue un filtre passe-bas dans le domaine des nombres d'onde dont la coupure se situe autour du nombre d'onde de flexion de la plaque  $k_f$ . La méthode RI a tendance à surestimer la composante acoustique lorsque le nombre de points par longueur d'onde  $\lambda_f/\Delta$  diminue. En effet, l'approximation des dérivées de l'équation du mouvement est de moins en moins bonne.

La méthode RIC est donc adaptée pour mesurer la composante acoustique d'une excitation par couche limite turbulente pour une application au domaine automobile. De plus cette méthode a l'avantage d'être simple à mettre en place, car elle ne nécessite pas de post-traitement spécifique si ce n'est le calcul des différences finies.

La validation expérimentale proposée par Lecoq [14] a été réalisée dans la soufflerie subsonique EOLE de l'Institut Pprime (Poitiers, France). Les turbulences sont générées par une marche montante dans un guide, soumise à un écoulement de 40 m/s. En plus de l'écoulement, une source acoustique est placée au-dessus du conduit. Les résultats obtenus en écoulement avec un bruit blanc pour la source acoustique sont présentés en

figure 1.18. Les méthodes RI et RIC donnent des niveaux très proches de celui de la source acoustique dans le domaine de validité, alors que le niveau de la source acoustique est faible devant le niveau de la partie aérodynamique. De plus, les résultats obtenus avec RI et RIC sont similaires jusqu'à 3 kHz. L'information située autour du nombre d'onde de flexion  $k_f$  est négligeable, or ce domaine de fréquences est en dessous de la fréquence critique  $k_{ac} = 4$  kHz. On peut donc conclure que RI et RIC identifient seulement la composante acoustique.

Concernant l'application au domaine automobile de la méthode inverse RIC, on trouve aussi les travaux de Carpentier *et al.* [55] qui proposent une modification du schéma aux différences finies dans le but de modifier le filtrage induit par la méthode. La modification du schéma aux différences finies permet de concevoir un filtre dans le domaine des nombres d'onde tel que l'on peut choisir la partie de l'excitation à identifier.

<b>Paramètres de la couche limite turbulente</b>	
vitesse de l'écoulement	$U_\infty = 50$ m/s
viscosité cinématique	$\nu' = 1.54 \cdot 10^{-5}$ m <sup>2</sup> /s
vitesse de convection	$U_c = 0,7 \times U_\infty = 35$ m/s
contrainte de cisaillement	$\tau_\omega = 3$ N/m <sup>2</sup>
vitesse de frottement	$u_\tau = 1.58$ m/s
épaisseur de couche limite	$\delta = 11.4 \cdot 10^{-2}$ m
coefficients de Corcos	$\alpha_x = 1/8$ $\alpha_y = 1$
masse volumique du fluide	$\mu = 1,2$ kg/m <sup>3</sup>
célérité des ondes dans le fluide	$c = 340$ m/s
<b>Paramètres spatiaux et temporels de la synthèse</b>	
dimensions de la plaque	$L_x = L_y = 0.5$ m
fréquence d'échantillonnage	$fe = 4$ kHz
discrétisation spatiale	$\Delta_x = \Delta_y = 4 \cdot 10^{-3}$ m
nombre d'échantillons	$N = 1000$
<b>Paramètres de la plaque</b>	
module d'Young	$E = 70 \cdot 10^9$ Pa
coefficient de Poisson	$\nu = 0.22$
masse volumique	$\mu = 2700$ kg/m <sup>3</sup>
taux d'amortissement	$\zeta = 0.22$
épaisseur	$h = 3.85 \cdot 10^{-3}$ m
nombre de modes	$N_{mn} = 125 \times 125$

TAB. 1.2 – Paramètres de simulation d'une plaque excitée par une couche limite turbulente, pour une application automobile, d'après Lecoq [14].

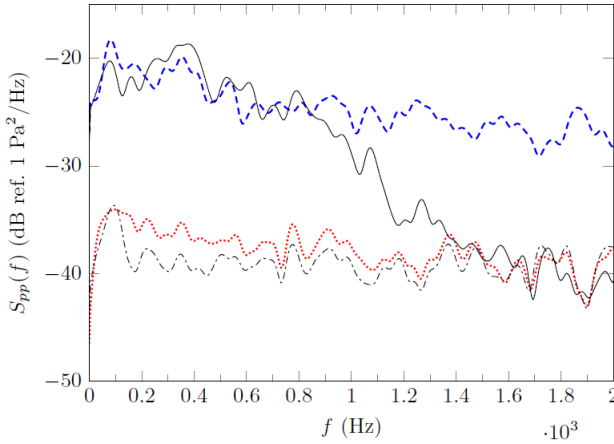


FIG. 1.16 – Autospectre de l'excitation par couche limite turbulente : les composantes aérodynamique (—) et acoustique (···); les pressions reconstruites par l'opérateur inverse de la méthode RI sans bruit (—) et par la méthode RIFF optimisée (---) à partir du champ de déplacement bruité (RSB = 40 dB)[14, 52].

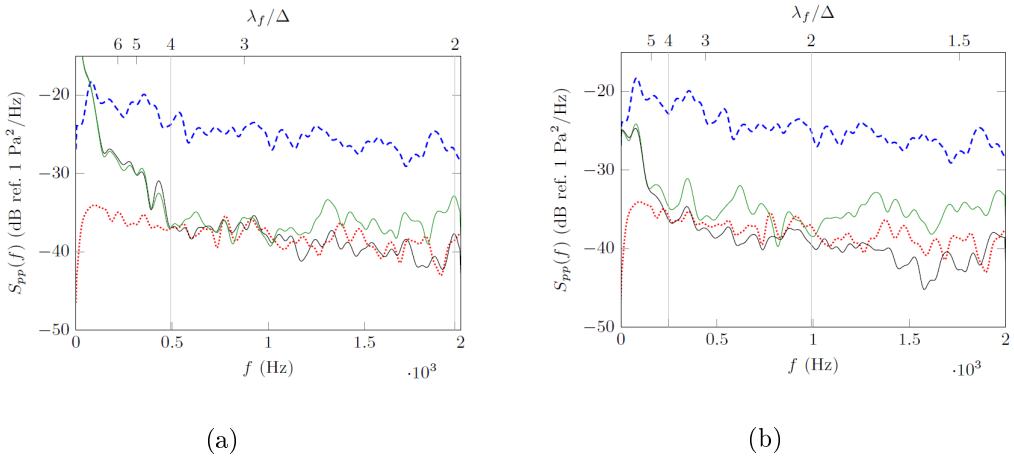


FIG. 1.17 – Autospectres de la composante acoustique (···), de la partie aérodynamique (—) et de la pression identifiée au centre de la plaque par les méthodes RI (—) et RIC (—) lorsque le pas de discrétisation est  $\Delta = 6.8$  cm (a) et  $\Delta = 9.6$  cm (b). Les lignes verticales représentent les limites fréquentielles de la méthode RIC [14].

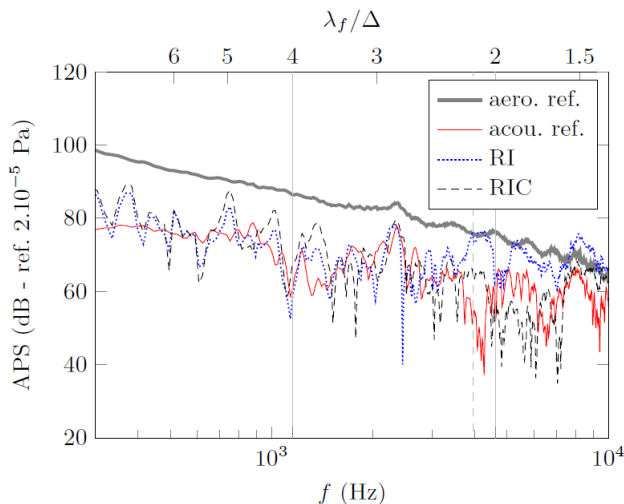


FIG. 1.18 – Spectre de la référence acoustique, de la pression mesurée par un microphone déporté et de celles identifiées par RI et RIC lorsque la plaque est excitée par un écoulement à 40 m/s et par un bruit blanc acoustique. Les lignes verticales indiquent le domaine de validité des méthodes inverses, et la ligne verticale en pointillés correspond à la fréquence critique du vitrage [14, 53].

## 1.5 Positionnement de l'étude

Ce premier chapitre a permis d'établir un état de l'art concernant la couche limite turbulente et les modèles d'interspectres et d'autospectres qui permettent de la décrire. Il apparaît que les bas nombres d'onde de cette excitation restent assez mal connus. En effet la composante convective de l'excitation (plutôt située dans les hauts nombres d'onde) a un niveau énergétique très important devant celui de la composante acoustique (plutôt située dans les bas nombres d'onde).

De nombreuses méthodes cherchant à identifier le spectre dans le domaine des nombres d'onde d'une excitation par couche limite turbulente sont présentes dans la littérature. Elles peuvent se scinder en deux catégories, la première approche consiste à utiliser des antennes de capteurs de pression affleurants à l'écoulement et la deuxième approche repose sur une analyse de la réponse vibratoire d'une structure. Le principal inconvénient de la première catégorie de méthodes est qu'elles nécessitent l'instrumentation de la structure. Il est nécessaire de percer la structure pour positionner les capteurs de pression de façon à ce qu'ils soient affleurants à l'écoulement. Les méthodes basées

sur la réponse vibratoire d'une structure semblent être adaptées à l'identification des bas nombres d'onde de l'excitation, cependant, dans la majorité des cas, elles nécessitent une connaissance des conditions aux limites de la structure, excepté pour la méthode RI (Résolution Inverse) ou encore la VFM (Virtual Fields Method). Le désavantage de la VFM par rapport à RI est la nécessité d'avoir un a priori sur le champ de déplacement de la structure.

Dans cette étude, nous utiliserons donc la méthode RI et ses variantes. En effet cette méthode est locale, elle ne requiert pas la connaissance des conditions aux limites de la structure et des efforts appliqués en dehors de la zone d'étude. De plus, cette technique est facile à mettre en œuvre, elle ne demande pas de modification de la structure et le post-traitement est léger.

L'application de la méthode inverse RI et de ses variantes au domaine automobile [14] met en avant la possibilité d'isoler la composante acoustique de l'excitation. C'est de ces résultats qu'est née la problématique de cette étude, qui consiste à déterminer la potentialité de cette méthode pour le domaine aéronautique, écoulement supersonique ou proche de la célérité du son en fluide léger, et le domaine naval, écoulement subsonique en fluide lourd.

Pour mettre en avant la potentialité de la méthode RI et de ses variantes RIFF et RIC pour le domaine aéronautique, une étude simulée est proposée dans le chapitre 2. Pour ce qui concerne l'utilisation des ces méthodes dans le domaine naval, leur potentialité est mise en avant dans le chapitre 3, à partir d'une étude basée sur des simulations et une validation expérimentale.

# Chapitre 2

---

## DOMAINE AÉRONAUTIQUE

---

Ce chapitre met en avant l'application de la méthode RI et de ses variantes RIFF et RIC au domaine aéronautique, caractérisé par un écoulement en fluide léger (air) à des vitesses proches de la vitesse du son ou supersonique. Après, une description du problème, une méthode pour prendre en compte la vitesse d'écoulement dans la partie acoustique de l'excitation est détaillée. La mise en évidence de la potentialité des méthodes RIFF et RIC pour une application au domaine aéronautique est alors présentée, avec d'une part un rappel sur la synthèse d'une excitation par couche limite turbulente et le calcul de la vibration induite par une telle excitation, et d'autre part, les résultats obtenus avec les méthodes RIFF et RIC.

### 2.1 Description du problème

Dans cette étude, le cas considéré correspond à un écoulement à une vitesse proche de la vitesse du son et dont les caractéristiques sont présentées au Tableau 2.1. La structure excitée par la couche limite turbulente est une plaque en aluminium de 2 mm d'épaisseur et de dimension  $1 \times 1 \text{ m}^2$ , qui correspond au fuselage d'un avion et dont les paramètres mécaniques sont donnés dans le Tableau 2.2. Les paramètres spatiaux et temporels des simulations réalisées pour le domaine aéronautique sont donnés au Tableau 2.3. La discrétisation spatiale de la plaque doit respecter le théorème de Shannon (au moins deux points par longueur d'onde) et est imposée par la plus petite longueur d'onde du problème. Dans cette étude, la plus petite longueur d'onde considérée correspond à celle obtenue pour un nombre d'onde supérieur au nombre d'onde de convection et tel que l'amplitude de l'interspectre dans le domaine des nombre d'onde atteint son maximum



moins 20 dB à la fréquence maximale ( $f_{max} = \frac{f_e}{2}$ ).

célérité du son dans le fluide	$c = 295$ m/s
masse volumique du fluide	$\rho_f = 1.2$ kg/m <sup>3</sup>
vitesse de l'écoulement	$U_\infty = 252$ m/s, soit 907 km/h
viscosité cinématique	$\nu' = 6.9 \cdot 10^{-5}$ m <sup>2</sup> /s
vitesse de convection	$U_c = 176$ m/s
contrainte de cisaillement	$\tau_w = 75$ N/m <sup>2</sup>
vitesse de frottement	$u_\tau = 7.9$ m/s
épaisseur de couche limite	$\delta = 8.5$ cm
coefficients de Corcos	$\alpha_x = 1/8, \alpha_y = 1$

TAB. 2.1 – Valeurs numériques des paramètres de la couche limite turbulente pour le domaine aéronautique.

dimensions	$L_x = L_y = 1$ m
épaisseur	$h = 2 \cdot 10^{-3}$ m
module d'Young	$E = 70 \cdot 10^9$ Pa
coefficient de Poisson	$\nu = 0.33$
masse volumique	$\rho = 2700$ kg/m <sup>3</sup>
taux d'amortissement	$\xi = 0.05$

TAB. 2.2 – Paramètres de la plaque pour le domaine aéronautique.

discrétisation	$\Delta_x = \Delta_y = 1 \cdot 10^{-2}$ m
fréquence d'échantillonnage	$f_e = 10$ kHz
nombre de points	$N_t = 2500$
nombre de modes	$N_{mn} = 100 \times 100$

TAB. 2.3 – Paramètres spatiaux et temporels de la simulation pour le domaine aéronautique.

L'évolution des nombres d'onde de flexion, de convection et acoustique en fonction de la fréquence est présentée en Figure 2.1 pour le cas étudié. Les pentes des nombres d'onde de convection et acoustique sont très proches. La coïncidence convective se situe à  $f_{conv} = 1590$  Hz tandis que la coïncidence acoustique est à  $f_{ac} = 4448$  Hz, soit une fréquence à peine trois fois plus grande que  $f_{conv}$ . D'après la figure 2.2, les nombres d'onde de convection et acoustique sont du même ordre de grandeur que le nombre d'onde de flexion sur une large bande fréquentielle. Les figures 2.1 et 2.2 permettent de supposer que les deux composantes, acoustique et convective, auront toutes les deux une forte influence sur la vibration de la structure. Cependant, la composante acoustique

étant énergétiquement faible devant la composante convective, on peut supposer que la vibration sera majoritairement due à la partie convective de l'excitation.

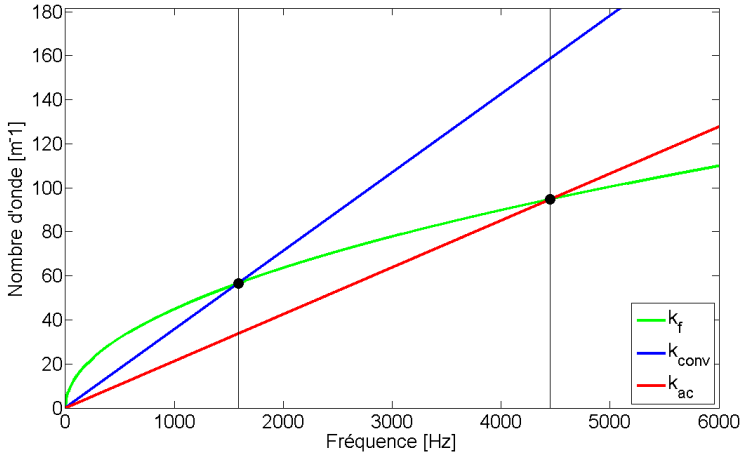


FIG. 2.1 – Évolution des nombres d'onde de flexion (—), de convection (—) et acoustique (—) en fonction de la fréquence pour le domaine aéronautique ( $U_c$  proche de  $c$ ).

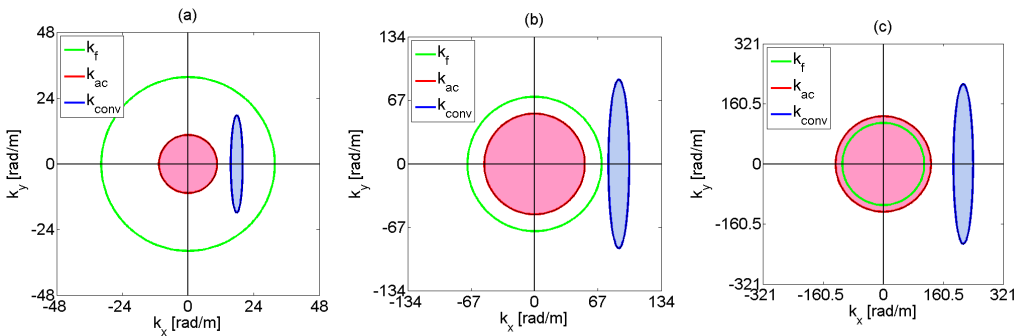


FIG. 2.2 – Allures du spectre fréquence-nombre d'onde d'une excitation par écoulement turbulent pour le domaine aéronautique avec (a)  $f = 500 \text{ Hz} < f_{conv}$ , (b)  $f_{conv} < f = 2500 \text{ Hz} < f_{ac}$  et (c)  $f_{ac} < f = 6000 \text{ Hz}$ , avec les nombres d'onde de flexion (—), de convection (—) et acoustique (—).

Dans cette première approche de l'application au domaine aéronautique, la partie acoustique de l'excitation est un champ acoustique diffus. Or, le calcul du champ diffus est basé sur le fait que le nombre de Mach est faible devant l'unité ( $M \ll 1$ ), ce qui n'est pas le cas dans cette application ( $M = 0.85$ ). Il est donc nécessaire de prendre en compte l'influence de la vitesse d'écoulement dans le calcul du champ acoustique. Une première

idée peut être de modifier le nombre d'onde acoustique  $k_{ac}$  dans le calcul du champ diffus. En effet, dans la direction de l'écoulement, la vitesse des ondes acoustiques est égale à la célérité des ondes dans le fluide plus la vitesse de l'écoulement,  $c^+ = c + U_\infty$ . Dans la direction opposée à l'écoulement, la vitesse des ondes acoustiques est égale à la célérité des ondes dans le fluide moins la vitesse de l'écoulement,  $c^- = c - U_\infty$ . La valeur du nombre d'onde acoustique avec écoulement est donc comprise entre  $k_{ac}^+ = \frac{\omega}{c^+}$  et  $k_{ac}^- = \frac{\omega}{c^-}$ , zone grisée sur la figure 2.3.

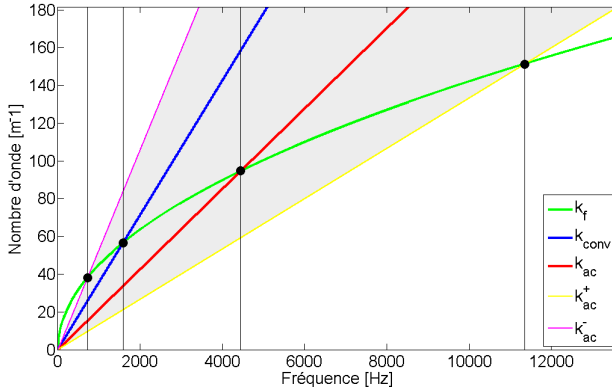


FIG. 2.3 – Évolution des nombres d'onde de flexion (—), de convection (—) et acoustique ( $k_{ac}$  —,  $k_{ac}^+$  —,  $k_{ac}^-$  —) en fonction de la fréquence pour le domaine aéronautique ( $U_c$  proche de  $c$ ).

Une autre approche consiste à reprendre le calcul du champ diffus [19], mais en ajoutant l'influence de la vitesse d'écoulement. La méthode permettant la prise en compte de la vitesse d'écoulement dans le calcul du champ acoustique est présentée dans la partie suivante (partie 2.2).

Pour mieux comprendre l'influence de la vitesse d'écoulement sur le champ acoustique, une représentation schématique du champ acoustique dans le domaine des nombres d'onde pour différentes vitesses d'écoulement est proposée en figure 2.4. Cette figure est composée de quatre cas de vitesse d'écoulement :

- $U_\infty = 0$ , on retrouve un cercle centré sur zéro et de rayon le nombre d'onde acoustique  $k_{ac}$  qui correspond au champ diffus.
- $U_\infty < c$ , le cercle est décalé vers les hauts nombres d'onde.
- $U_\infty = c$ , le champ acoustique est représenté par deux paraboles de sommet  $\frac{-\omega}{2c}$ , il excite alors tous les nombres d'onde.
- $U_\infty > c$ , on retrouve un cercle décalé dans les hauts nombres d'onde, au-delà de  $k_{conv}$ .

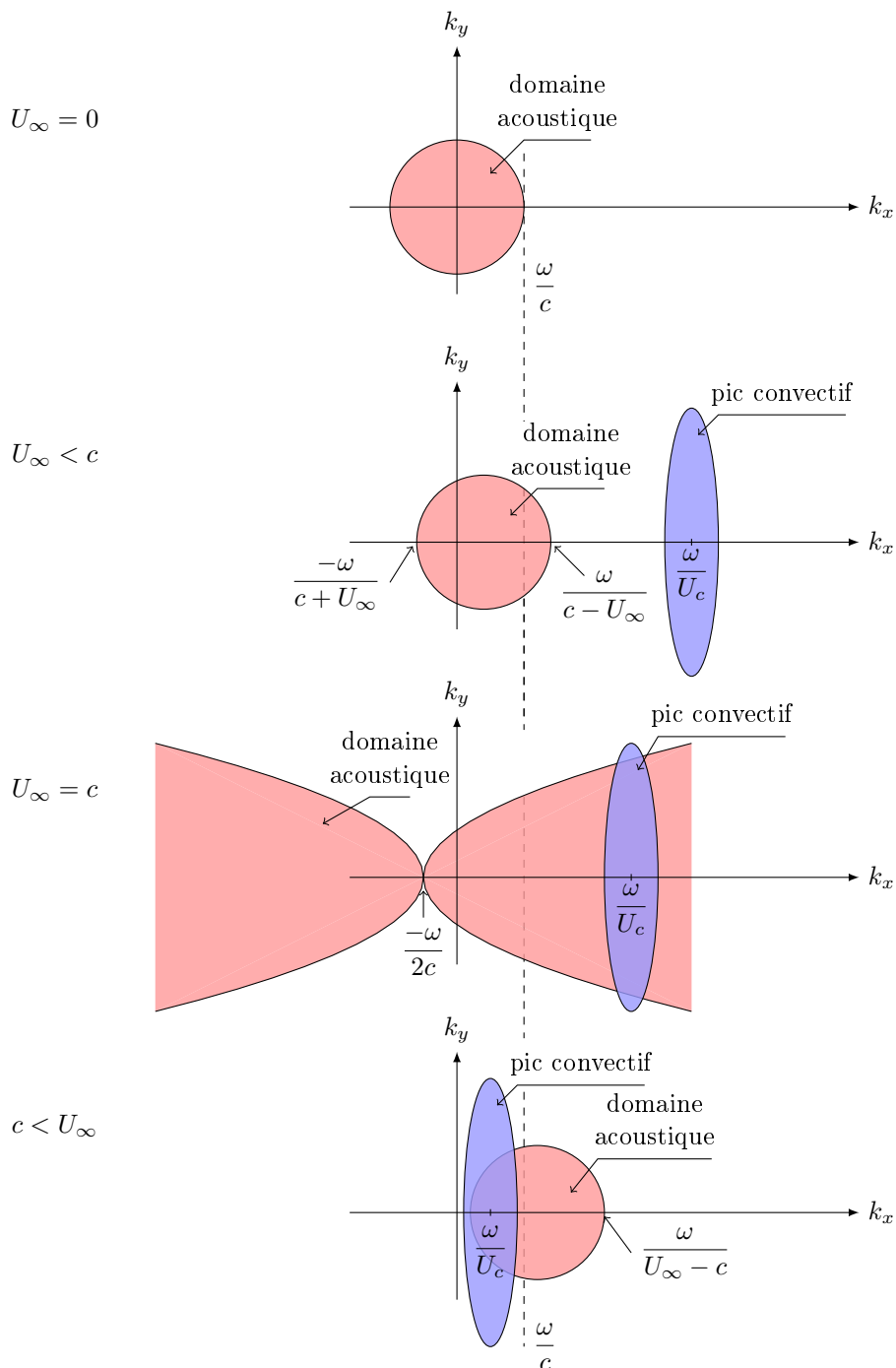


FIG. 2.4 – Allures de l'interspectre en nombre d'onde d'une couche limite turbulente pour différentes vitesses d'écoulement.

## 2.2 Prise en compte de la vitesse d'écoulement

Dans cette partie, un calcul permettant de prendre en compte la vitesse d'écoulement dans le champ acoustique est proposé et détaillé. Ce calcul est basé sur l'équation d'onde convectée [56], donnée ici dans le cas d'un écoulement suivant  $x$  :

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{2M}{c} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (2.1)$$

où  $p$  est la pression et  $M$  le nombre de Mach. La solution en onde plane peut s'écrire sous la forme suivante :

$$p = e^{j \frac{k_{ac}}{Dop} \vec{d} \cdot \vec{r}}, \quad (2.2)$$

où  $Dop = \frac{1}{1 + M \cos(\theta')}$  représente l'effet Doppler avec  $\theta'$  l'angle d'incidence formé par la direction de l'onde plane  $\vec{d}$  et la direction de l'écoulement  $x$ ,  $k_{ac} = \frac{\omega}{c}$  le nombre d'onde acoustique et  $\vec{r}$  la position du point d'observation. Ces deux vecteurs,  $\vec{d}$  et  $\vec{r}$ , s'expriment en coordonnées sphériques de la façon suivante (voir figure 2.5) :

$$\vec{d} = \begin{pmatrix} \cos(\theta') \\ \sin(\theta') \cos(\varphi') \\ \sin(\theta') \sin(\varphi') \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

et

$$\vec{r} = r \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \cos(\varphi) \\ \sin(\theta) \sin(\varphi) \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

On peut ainsi calculer le produit scalaire entre  $\vec{d}$  et  $\vec{r}$  :

$$\vec{d} \cdot \vec{r} = r [\sin(\theta') \sin(\theta) \cos(\varphi' - \varphi) + \cos(\theta') \cos(\theta)]. \quad (2.5)$$

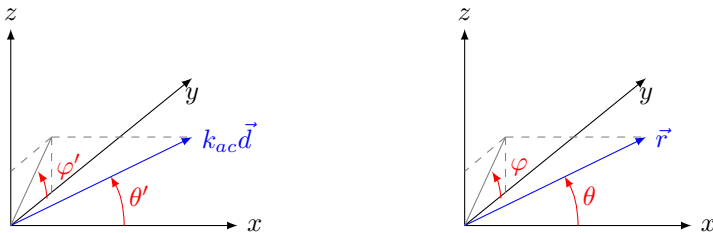


FIG. 2.5 – Représentation des vecteurs  $k_{ac} \vec{d}$  et  $\vec{r}$  dans le repère cartésien, pour passage en coordonnées sphériques.

Pour calculer l'interspectre du champ acoustique, il faut sommer sur toutes les directions de propagation possibles de l'onde plane, ce qui revient à intégrer sur tous les angles  $\theta'$  ( $\theta' \in [0, \pi]$ ) et  $\varphi'$  ( $\varphi' \in [0, 2\pi]$ ) :

$$S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega) = \frac{1}{4\pi} \int_{\theta'=0}^{\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} e^{j \frac{k_{ac}}{Dop} \vec{d} \cdot \vec{r}} \sin(\theta') \, d\theta' \, d\varphi'. \quad (2.6)$$

En remplaçant  $\vec{d} \cdot \vec{r}$  par l'équation (2.5), on obtient :

$$S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega) = \frac{1}{4\pi} \int_{\theta'=0}^{\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} e^{j \frac{k_{ac}}{Dop} r [\sin(\theta') \sin(\theta) \cos(\varphi' - \varphi) + \cos(\theta') \cos(\theta)]} \sin(\theta') \, d\theta' \, d\varphi'. \quad (2.7)$$

Cette intégrale ne possède pas de solution analytique, mais peut être calculée numériquement. Dans le cas où il n'y a pas d'écoulement, le nombre de Mach est nul,  $M = 0$ , le résultat ne dépend alors que de  $r$ , on peut donc poser  $\theta = 0$ , ce qui donne :

$$S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega) = \frac{1}{2} \int_{\theta'=0}^{\pi} e^{j \frac{k_{ac}}{Dop} r \cos(\theta')} \sin(\theta') \, d\theta'. \quad (2.8)$$

La résolution de cette équation donne :

$$S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega) = \frac{\sin(k_{ac}r)}{k_{ac}r}, \quad (2.9)$$

qui correspond à l'interspectre de champ diffus, avec  $r = \sqrt{r_x^2 + r_y^2 + r_z^2}$  où  $r_x = x - x_0$ ,  $r_y = y - y_0$  et  $r_z = z - z_0$ , avec  $r_z = 0$  dans notre étude.

Afin de mettre en évidence l'influence de la vitesse d'écoulement sur le champ acoustique, le calcul numérique de l'équation (2.7) est réalisé. Les intégrales selon  $\theta'$  et  $\varphi'$  sont réalisées de façon discrétisée, à partir de sommes :

$$S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\theta'=0}^{\pi} \sum_{\varphi'=0}^{2\pi} e^{j \frac{k_{ac}}{Dop} r [\sin(\theta') \sin(\theta) \cos(\varphi' - \varphi) + \cos(\theta') \cos(\theta)]} \sin(\theta') \, d\theta' \, d\varphi', \quad (2.10)$$

où  $\theta'$  et  $\varphi'$  sont des vecteurs tels que  $\theta' = (0 : d\theta' : \pi)$  et  $\varphi' = (0 : d\varphi' : 2\pi)$ , avec  $d\theta' = d\varphi' = \frac{\pi i}{10000}$ .

Une comparaison du champ acoustique calculé à partir de l'équation (2.10) et du champ acoustique diffus théorique (2.9) et calculé à partir de l'équation (2.8) est proposée en figure 2.6. Les paramètres de l'écoulement utilisés sont ceux donnés au Tableau 2.1, pour un écoulement selon  $x$  et en  $z = 0$ . L'allure du spectre du champ acoustique prenant en compte la vitesse de l'écoulement est très différente de celle du champ acoustique diffus. L'énergie de la partie acoustique prenant en compte la vitesse d'écoulement

est répartie sur une plus grande gamme de nombres d'onde que le champ acoustique diffus et le cercle présent sur le champ diffus est décalé vers les hauts nombres d'onde.

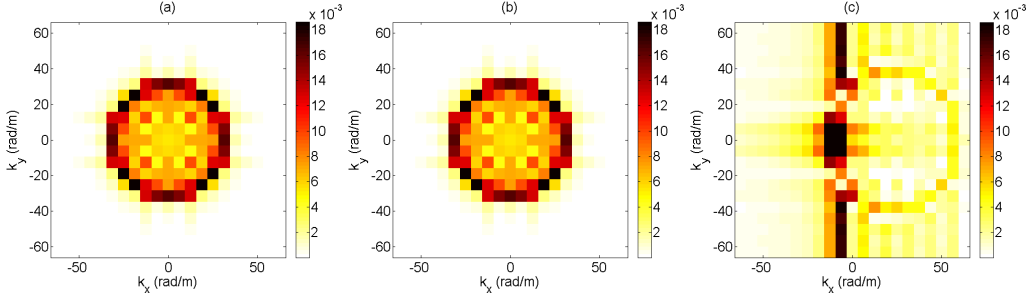


FIG. 2.6 – Comparaison entre les interspectres (a) du champ acoustique diffus théorique (équation (2.9)) (b) du champ acoustique calculé numériquement à partir de l'équation (2.8) ( $M = 0$  et  $\theta = 0$ ) et (c) du champ acoustique calculé numériquement à partir de l'équation (2.10) ( $M = 0.85$ ), dans le domaine des nombres d'onde à 1500Hz.

## 2.3 Mise en évidence de la potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC

Cette section consiste à mettre en évidence la potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC, pour une application au domaine aéronautique. On considère une plaque dont les dimensions et paramètres mécaniques sont présentés dans le tableau 2.2. Cette plaque est soumise à une excitation par couche limite turbulente dont les caractéristiques sont données au tableau 2.1. Dans le but d'appliquer les méthodes RI, RIFF et RIC aux vibrations induites par une telle excitation, il est nécessaire dans un premier temps, de modéliser l'excitation et dans un second temps, de calculer la vibration induite. Cette partie rappelle les modèles d'interspectres et d'autospectre utilisés pour la synthèse de l'excitation et les résultats de cette synthèse. Ensuite, elle met en avant les résultats obtenus pour la vibration de la structure induite par la couche limite turbulente. Et pour finir, elle présente les efforts reconstruits par les méthodes RI, RIFF et RIC.

### 2.3.1 Synthèse de l'excitation par couche limite turbulente

Comme présenté au chapitre 1 des modèles empiriques d'autospectre et d'interspectres de pression pariétale sont utilisés pour la synthèse de pression pariétale qui sert d'excitation dans la simulation numérique. Dans cette étude, le modèle d'autospectre

de Goody est retenu, car il semble correspondre le mieux aux données expérimentales (voir partie 1.1.3.1) :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{3\tau_\omega^2 \delta \left( \frac{\omega \delta}{U_\infty} \right)^2}{U_\infty \left( \left[ 0.5 + \left( \frac{\omega \delta}{U_\infty} \right)^{0.75} \right]^{3.7} + \left[ 1.1 R_T^{-0.57} \left( \frac{\omega \delta}{U_\infty} \right) \right]^7 \right)}. \quad (2.11)$$

Il existe aussi de nombreux modèles d'interspectres de pression pariétale (voir partie 1.1.3.2). Le modèle de Corcos a l'avantage d'être simple à implémenter, cependant, il ne prend pas en compte la compressibilité du fluide, et donc la partie acoustique de l'excitation. Son interspectre est composé d'un terme de propagation selon  $x$  (direction de l'écoulement) et de deux exponentielles décroissantes selon  $x$  et  $y$  représentant la corrélation spatiale de l'excitation :

$$S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\omega \alpha_x \frac{|r_x|}{U_c}} e^{-\omega \alpha_y \frac{|r_y|}{U_c}} e^{-j\omega \frac{r_x}{U_c}}. \quad (2.12)$$

Concernant la partie acoustique de l'excitation, on ajoute à l'interspectre de Corcos un interspectre de champ acoustique soit diffus (équation (1.32)) si le nombre de Mach est faible devant l'unité ( $M \ll 1$ ). Pour des vitesses d'écoulement plus élevées, la vitesse de l'écoulement doit être prise en compte (voir partie 2.2), ce qui revient à calculer l'intégrale :

$$S_{pp'}^{ac}(r_x, r_y, \omega) = \frac{A S_{pp}(\omega)}{4\pi} \times \int_{\theta'=0}^{\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} e^{j \frac{k_{ac}}{Dop} r [\sin(\theta') \sin(\theta) \cos(\varphi' - \varphi) + \cos(\theta') \cos(\theta)]} \sin(\theta') d\theta' d\varphi', \quad (2.13)$$

où  $A$  est un coefficient représentant la relation entre la niveau des composantes acoustique et convective, sa valeur est fixée à 5 % [18]. Bien entendu, l'utilisation et le choix de modèles empiriques peuvent être critiqués, mais il faut rappeler que l'objectif de cette étude n'est pas de modéliser précisément une excitation par couche limite turbulente, mais de comprendre comment la méthode RI et ses variantes RIFF et RIC identifient une excitation de ce type. L'interspectre total du champ de pression pariétale est donc donné par :

$$S_{pp'}^{tot}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left[ e^{-\omega \alpha_x \frac{|r_x|}{U_c}} e^{-\omega \alpha_y \frac{|r_y|}{U_c}} e^{-j\omega \frac{r_x}{U_c}} + \frac{A}{4\pi} \int_{\theta'=0}^{\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} e^{j \frac{k_{ac}}{Dop} r [\sin(\theta') \sin(\theta) \cos(\varphi' - \varphi) + \cos(\theta') \cos(\theta)]} \sin(\theta') d\theta' d\varphi' \right]. \quad (2.14)$$



Dans un premier temps, la vitesse de l'écoulement est négligée, on considère donc un champ diffus pour la partie acoustique de l'excitation :

$$S_{pp'}^{tot}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left[ e^{-\omega\alpha_x \frac{|r_x|}{U_c}} e^{-\omega\alpha_y \frac{|r_y|}{U_c}} e^{-j\omega \frac{r_x}{U_c}} + A \frac{\sin(k_{ac} \sqrt{r_x^2 + r_y^2})}{k_{ac} \sqrt{r_x^2 + r_y^2}} \right]. \quad (2.15)$$

A partir de cet interspectre total du champ de pression pariétale, on en déduit la matrice interspectrale qui permet de calculer la pression pariétale en utilisant la méthode basée sur la décomposition de Cholesky présentée en partie 1.1.3.3. Les figures 2.7, 2.8, 2.9 et 2.10 présentent une comparaison entre les autospectres et interspectres théoriques et les résultats des autospectres et interspectres recalculés à partir des pressions synthétisées. Les autospectres et interspectres synthétisés correspondent bien aux gabarits imposés.

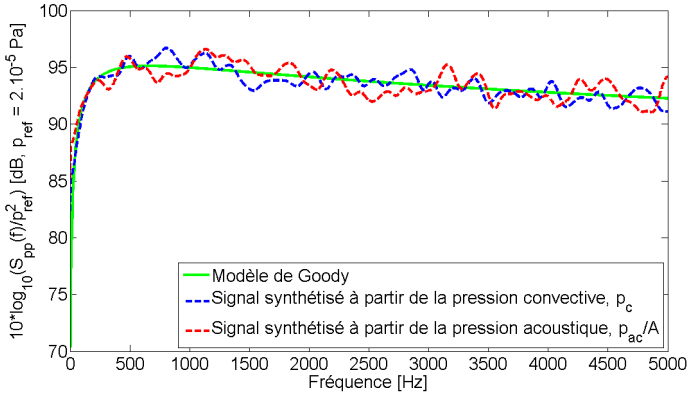


FIG. 2.7 – Comparaison entre les autospectres théorique et synthétisés de la pression pariétale bloquée, pour le domaine aéronautique ( $M = 0$ ).

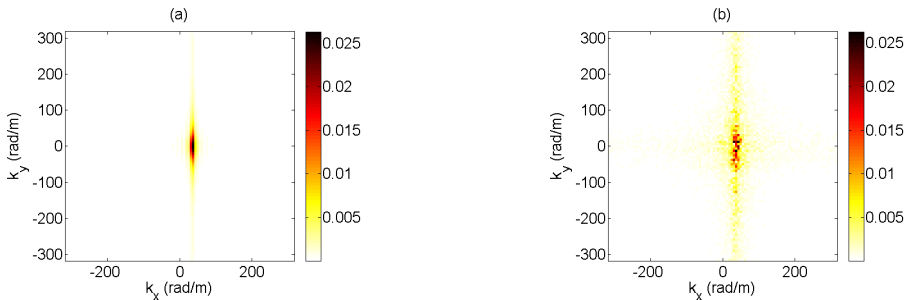


FIG. 2.8 – Comparaison entre les interspectres de Corcos (a) théorique et (b) synthétisé à 1000 Hz, pour le domaine aéronautique.

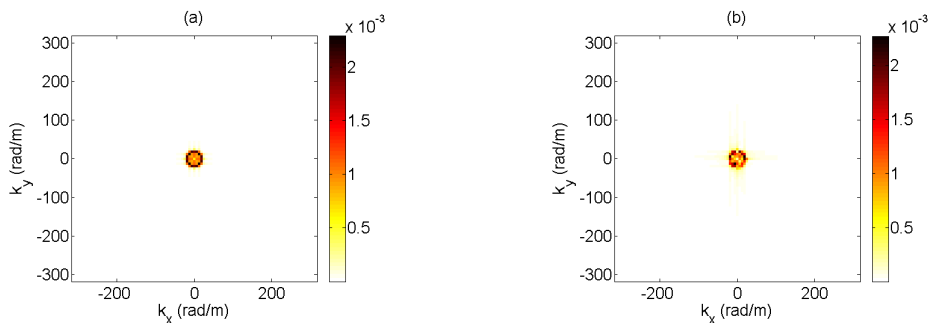


FIG. 2.9 – Comparaison entre les interspectres de champ acoustique diffus ( $M = 0$ ) (a) théorique et (b) synthétisé à 1000 Hz, pour le domaine aéronautique.

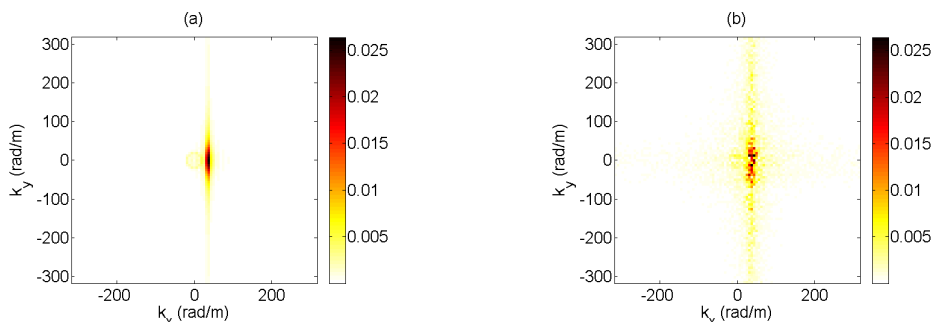


FIG. 2.10 – Comparaison entre les interspectres Corcos + champ acoustique diffus ( $M = 0$ ) (a) théorique et (b) synthétisé à 1000 Hz, pour le domaine aéronautique.

### 2.3.2 Calcul de la vibration induite

A partir de la pression bloquée calculée précédemment, il est proposé de calculer la vibration induite par cette excitation. Pour ce faire, on utilise une décomposition modale, comme présentée en partie 1.2. Les spectres des vibrations induites par les composantes acoustique et convective d'une excitation de type couche limite turbulente sont présentés en figure 2.11 pour  $M = 0$ . On constate qu'en dessous de la coïncidence acoustique,  $f_{ac} = 4448$  Hz, la vibration totale (issue de l'excitation totale) est pratiquement égale à la vibration due à la partie convective de l'excitation. Au-delà de la fréquence critique, la vibration totale correspond à une combinaison des vibrations dues

aux parties convective et acoustique. Avec leurs aspects de filtrage en nombre d'onde qui se rajoutent, on peut donc supposer qu'en dessous de la coïncidence acoustique, les méthodes RI, RIFF et RIC identifieront la partie convective de l'excitation et au-delà une combinaison des deux composantes, acoustique et convective.

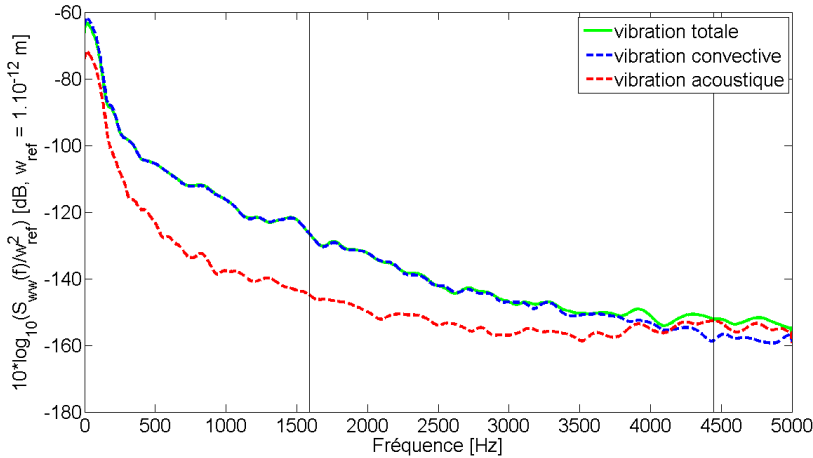


FIG. 2.11 – Spectres des vibrations induites pour le domaine aéronautique ( $M = 0$ ). Les lignes verticales représentent la coïncidence convective ( $f_{conv} = 1590$  Hz) et la fréquence critique ( $f_{ac} = 4448$  Hz).

### 2.3.3 Distribution de force reconstruite par les méthodes RI/RIFF/RIC

La méthode RI et ses variantes RIFF et RIC sont appliquées sur les déplacements calculés en partie précédente pour une application au domaine aéronautique. Dans cette partie, la vitesse d'écoulement n'est pas prise en compte pour la partie acoustique, on considère qu'il s'agit d'un champ diffus.

La figure 2.12 présente les résultats obtenus à partir des méthodes RI et RIFF. On constate qu'en dessous de la coïncidence convective,  $f_{conv} = 1590$  Hz, les méthodes RI et RIFF permettent d'identifier majoritairement la composante convective de l'excitation. Au delà de cette coïncidence, le niveau énergétique de la distribution de force reconstruite décroît. En effet, la composante convective s'éloigne de la coïncidence avec la plaque. La partie convective de l'excitation contribue de moins en moins aux vibrations de la structure.

L'écart présent entre les résultats obtenus avec les méthodes RI et RIFF est dû à l'énergie de l'excitation au delà du nombre d'onde de flexion. En effet la méthode RIFF possède en plus du filtrage lié au schéma aux différences finies, un filtrage dans le domaine des nombres d'onde qui correspond à un filtre passe-bas, dont la coupure est fixée à  $4 \times k_f$  dans le cas de données sans bruit.

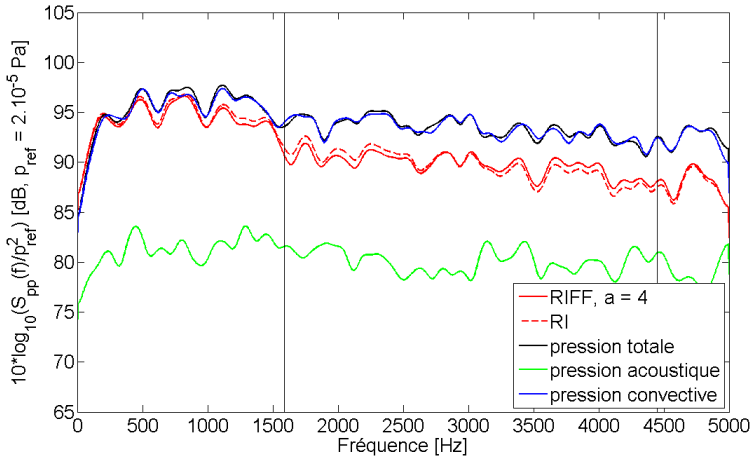


FIG. 2.12 – Spectres des pressions synthétisées et reconstruites par les méthodes RI et RIFF sans bruit, sous l'hypothèse de champ diffus ( $M = 0$ ), avec un pas spatial de 0.01 m. Les lignes verticales représentent la coïncidence convective ( $f_{conv} = 1590$  Hz) et la fréquence critique ( $f_{ac} = 4448$  Hz). Les paramètres utilisés pour cette simulation sont donnés aux Tableaux 2.1, 2.2 et 2.3.

Afin de vérifier que les méthodes RI et RIFF ne filtrent pas trop l'effort reconstruit et donc n'introduisent pas une perte d'information, il est possible de calculer le déplacement à partir de l'effort reconstruit et de le comparer à celui utilisé pour la reconstruction de l'effort. Les spectres des champs de déplacements calculés à partir de la pression pariétale synthétisée et des pressions reconstruites par les méthodes RI et RIFF sont présentés en figure 2.13. La méthode de calcul utilisée repose sur une approche modale identique à la simulation du problème direct. On constate que les déplacements obtenus avec les efforts identifiés par RI,  $w_{RI}$  et RIFF,  $w_{RIFF}$ , sont similaires au déplacement calculé avec la pression pariétale synthétisée,  $w_{tot}$ . Il n'y a donc pas de perte d'information lors de l'application des méthodes RI et RIFF. L'inconvénient majeur de la méthode RI est que lorsque les déplacements injectés dans la méthode sont bruités, celle-ci amplifie ce bruit, il est alors nécessaire de régulariser le problème. La méthode RIFF propose un filtrage dans le domaine des nombres d'onde et un fenêtrage spatial pour pallier ce problème de régularisation. Son inconvénient majeur est qu'elle est difficilement applicable sur des données expérimentales, car elle requiert une mesure du champ de déplacement sur une grande zone pour pouvoir appliquer le filtrage.

Une alternative à cette méthode est d'utiliser la méthode RIC, dans laquelle la régularisation est faite à partir d'une modification du schéma aux différences finies (voir partie 1.4.3). Pour ce faire la méthode RIC est appliquée aux mêmes données de simulation que la méthode RIFF.

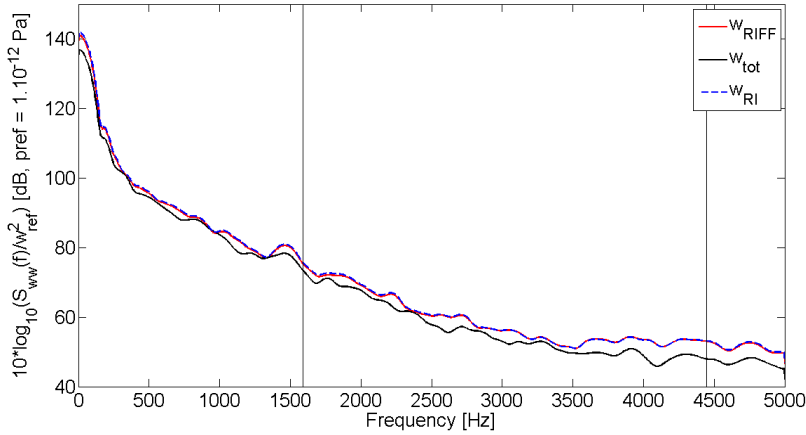


FIG. 2.13 – Spectres des déplacements obtenus à partir de la pression synthétisée et de celles identifiées par RI et RIFF ( $M = 0$ ). Les lignes verticales représentent la coïncidence convective ( $f_{conv} = 1590$  Hz) et la fréquence critique ( $f_{ac} = 4448$  Hz).

Les figures 2.14 et 2.15 donnent les résultats obtenus avec la méthode RIC pour deux pas spatiaux, respectivement 0.03 m et 0.05 m. Pour obtenir ces pas spatiaux, les déplacements calculés dans la partie précédente et présentés en figure 2.11 sont décimés en prenant soit un point sur trois pour obtenir un pas spatial de 0.03 m, soit un point sur cinq pour obtenir un pas spatial de 0.05 m. Les résultats obtenus avec la méthode RIC (voir figures 2.14 et 2.15) montrent qu'il est difficile de déterminer à quelle composante est due la vibration de la structure sur les gammes de fréquences étudiées. Cependant, la comparaison des résultats obtenus avec RI et RIC permet de mettre en avant si l'excitation a de l'énergie autour du nombre d'onde de flexion et au delà. En effet, le filtrage apporté par la méthode RI possède un pic au niveau du nombre d'onde de flexion  $k_f$  (voir figure 1.15), donc si l'excitation a de l'énergie à  $k_f$ , la pression identifiée par la méthode RI est surestimée. La méthode RIC permet de supprimer ce pic grâce à une correction du schéma aux différences finies, le filtre est un filtre passe-bas dont la coupure est à  $k_f$  (voir figure 1.15). Dans le cas où l'excitation a de l'énergie à  $k_f$ , la pression reconstruite par RI doit être sur-estimée, celle par RIC doit être sous-estimée.

Les résultats obtenus avec RI et RIC diffèrent pour les deux pas spatiaux étudiés sur

les gammes de validité fréquentielle. On peut en déduire que l'excitation a de l'énergie autour du nombre d'onde de flexion. Afin de vérifier que l'effort reconstruit par la méthode RIC est sous-estimé, le déplacement dû à la pression reconstruite est recalculé. Les résultats de ces déplacements sont présentés en figures 2.16 et 2.17 pour les deux pas spatiaux utilisés et comparés aux déplacements calculés à partir de la pression pariétale synthétisée. Les déplacements obtenus à partir de la distribution de force reconstruite par RIC sont bien inférieurs au déplacement injecté dans RIC. Le filtrage introduit par la méthode ne permet donc pas de conserver toute l'information présente dans le déplacement. Les efforts reconstruits par la méthode RIC ne sont donc pas exploitables dans cette application, sauf si l'on s'intéresse qu'aux bas nombres d'onde de l'excitation.

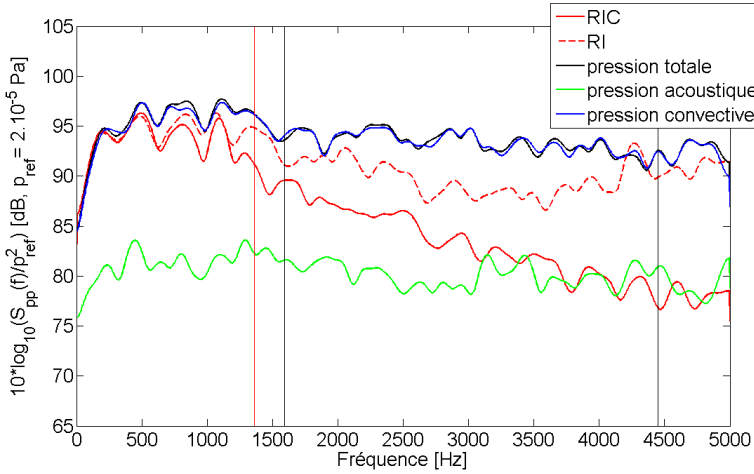


FIG. 2.14 – Spectres des pressions synthétisées et reconstruites par les méthodes RI et RIC sans bruit avec un pas spatial de 0.03 m ( $M = 0$ ). La ligne verticale rouge représente la limite basse fréquence de la méthode RIC,  $f_{min}(\Delta) = \frac{\pi}{8\Delta^2} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}$ . Les lignes verticales noires représentent la coïncidence convective ( $f_{conv} = 1590$  Hz) et la fréquence critique ( $f_{ac} = 4448$  Hz).

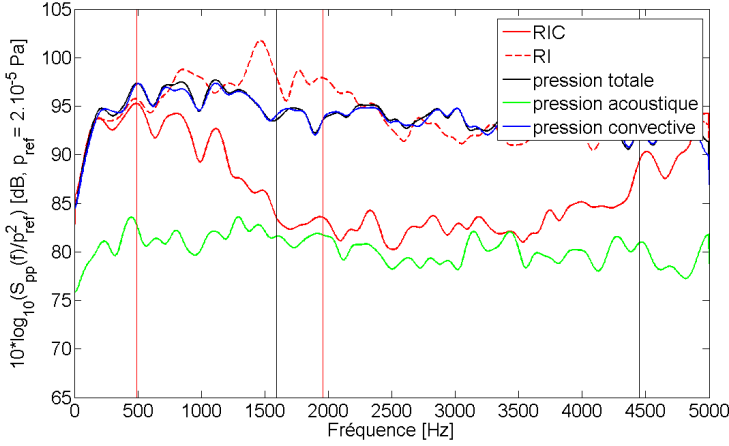


FIG. 2.15 – Spectres des pressions synthétisées et reconstruites par les méthodes RI et RIC sans bruit avec un pas spatial de 0.05 m ( $M = 0$ ). Les lignes verticales rouges représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC,  $f_{min}(\Delta) = \frac{\pi}{8\Delta^2} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}$  et  $f_{max}(\Delta) = \frac{\pi}{2\Delta^2} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}$ . Les lignes verticales noires représentent la coïncidence convective ( $f_{conv} = 1590$  Hz) et la fréquence critique ( $f_{ac} = 4448$  Hz).

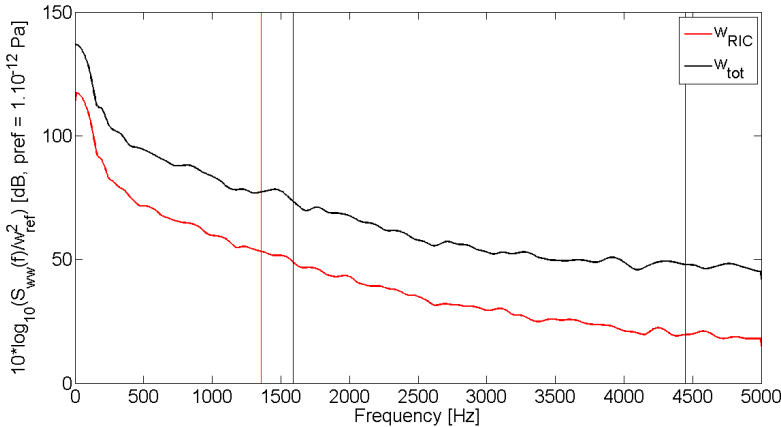


FIG. 2.16 – Spectres des déplacements obtenus à partir de la pression synthétisée et de celle identifiée par RIC avec un pas spatial de 0.03 m ( $M = 0$ ). La ligne verticale rouge représente la limite basse fréquence de la méthode RIC. Les lignes verticales noires représentent la coïncidence convective ( $f_{conv} = 1590$  Hz) et la fréquence critique ( $f_{ac} = 4448$  Hz).

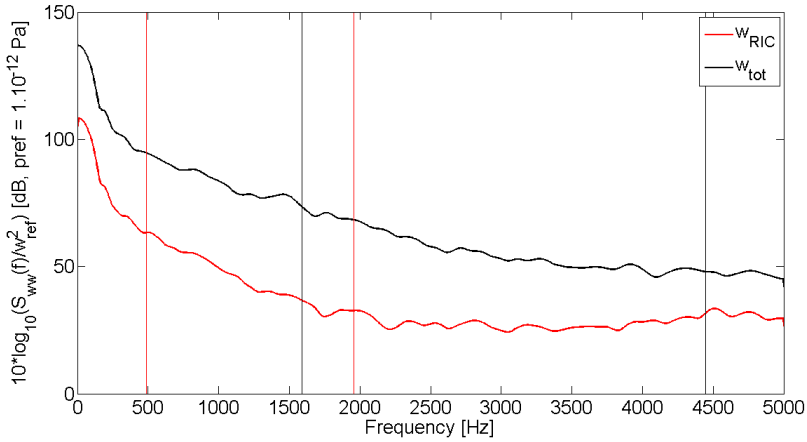


FIG. 2.17 – Spectres des déplacements obtenus à partir de la pression synthétisée et de celle identifiée par RIC avec un pas spatial de 0.05 m ( $M = 0$ ). Les lignes verticales rouges représentent les limites basse et haute fréquences. Les lignes verticales noires représentent la coïncidence convective ( $f_{conv} = 1590$  Hz) et la fréquence critique ( $f_{ac} = 4448$  Hz).

Au vu des résultats obtenus avec RIC et de la perte d'information introduite due à la présence d'énergie autour du nombre d'onde de flexion, pour mettre en avant la potentialité de la méthode RIC pour une application au domaine aéronautique il est proposé de regarder les basses fréquences, avant la coïncidence convective, lorsque les deux nombres d'onde, acoustique et convectif, sont en dessous du nombre d'onde de flexion. Pour ce faire, des simulations ont été réalisées avec les paramètres de l'écoulement décrit au Tableau 2.1 pour une plaque de dimension  $6 \times 6$  m<sup>2</sup> et dont les caractéristiques mécaniques sont présentées dans le Tableau 2.2. Les paramètres de discrétisation sont donnés au Tableau 2.4. Ces paramètres permettent une étude entre 50 Hz et 800 Hz.

Les résultats obtenus pour ces simulations sont présentés aux figures 2.18 et 2.19, respectivement les spectres des efforts reconstruits par les méthodes RI et RIC et les spectres des déplacements calculés à partir de la pression synthétisée et celle identifiée par RIC. Les pressions reconstruites par RI et RIC diffèrent sur la gamme de fréquences étudiée ce qui indique la présence d'énergie autour du nombre d'onde de flexion. Dans le but de vérifier si le filtrage apporté par la méthode RIC ne filtre pas d'information importante pour la vibration de la structure, les déplacements calculés à partir de la pression pariétale et de celle identifié par RIC sont comparés (voir figure 2.19). La vibration calculée à partir de la pression identifiée par RIC est inférieure à celle injectée dans RIC, la pression reconstruite par RIC ne correspond donc pas à la totalité de la pression qui met en vibration la plaque.



Ces résultats mettent en avant que les méthodes RIFF et RIC sont difficilement exploitables pour des applications aéronautiques. En effet, les efforts reconstruits par la méthode RIC correspondent à une partie seulement de l'excitation responsable de la vibration. En ce qui concerne la méthode RIFF, les résultats obtenus montrent que la pression identifiée est bien la pression responsable de la vibration. Cependant, dans les simulations réalisées, aucun bruit n'est ajouté, le filtrage présent est donc un filtre passe-bas dont la coupure est  $a k_f$  avec  $a$  le paramètre de régularisation fixé à  $a = 4$ . Dans le cas où le déplacement injecté dans RIFF est bruité, le paramètre de régularisation doit être diminué pour réduire l'amplification du bruit de mesure. D'après [14], on peut imaginer que la valeur optimale de  $a$  soit proche de 1. Or le filtrage de la méthode RIFF avec  $a = 1$  est similaire à celui apporté par RIC et dans ce cas la méthode filtrera elle aussi trop d'information.

Dans cette étude la prise en compte de la vitesse d'écoulement présentée en partie 2.2 ne sera pas appliquée. En effet, la prise en compte de la vitesse d'écoulement dans la partie acoustique de l'excitation entraîne une plus grande répartition énergétique de cette composante dans le domaine des nombres d'onde (voir figure 2.6). Or les résultats obtenus avec les méthodes RIFF et RIC sont difficilement exploitables en utilisant le champ acoustique diffus, du fait de la présence d'énergie autour du nombre d'onde de flexion. Au vu des résultats précédents, la prise en compte de la vitesse d'écoulement accentuerait la difficulté à reconstruire la totalité de la pression responsable de la vibration en utilisant les méthodes RI, RIFF et RIC.

discrétisation	$\Delta_x = \Delta_y = 1 \cdot 10^{-1} \text{ m}$
fréquence d'échantillonnage	$f_e = 2 \text{ kHz}$
nombre de points	$N_t = 2000$
nombre de modes	$N_{mn} = 50 \times 50$

TAB. 2.4 – Paramètres spatiaux et temporels de la simulation pour le domaine aéronautique.

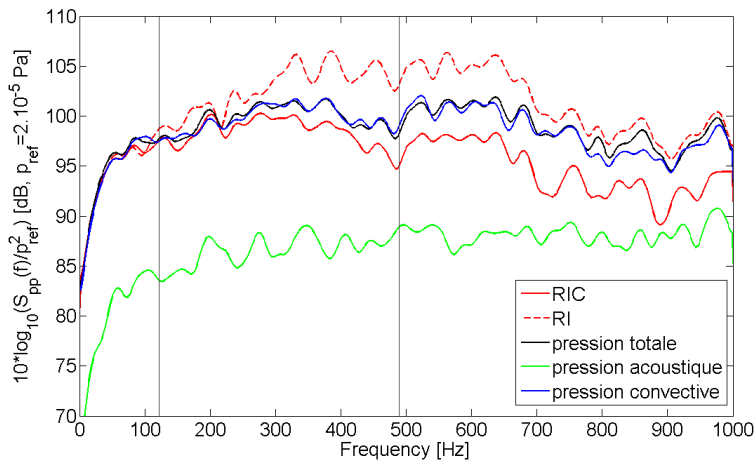


FIG. 2.18 – Spectres des pressions synthétisées et reconstruites par les méthodes RI et RIC sans bruit avec un pas spatial de 0.1 m ( $M = 0$ ). Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

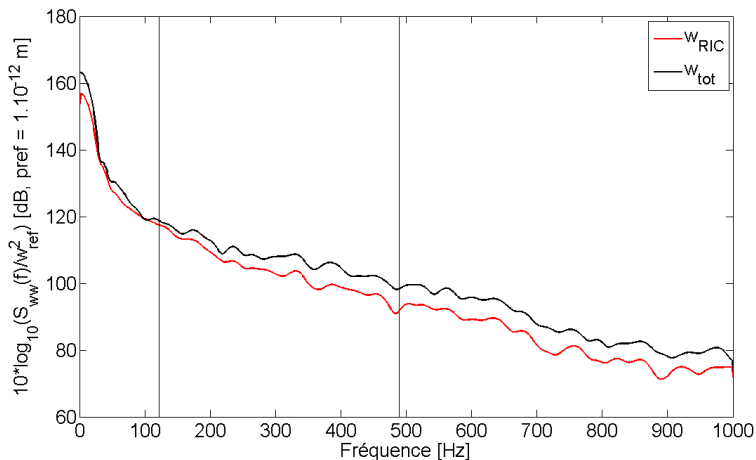


FIG. 2.19 – Spectres des déplacement obtenus à partir de la pression synthétisée et de celle identifiée par RIC avec un pas spatial de 0.1 m ( $M = 0$ ). Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, une description de la problématique rencontrée pour une application au domaine aéronautique a été proposée. L'étude de l'évolution des nombres d'onde permet de supposer que la vibration de la structure excitée par une couche limite turbulente est majoritairement due à la partie convective de l'excitation.

Après avoir mis en évidence l'effet que peut avoir l'écoulement sur la composante acoustique de l'excitation, une méthode de calcul permettant de prendre en compte la vitesse d'écoulement dans le calcul du champ acoustique a été détaillée. Cette méthode est basée sur le calcul des solutions en onde plane de l'équation d'onde convectée. Le champ acoustique prenant en compte l'influence de la vitesse d'écoulement a une répartition énergétique plus importante dans le domaine des nombres d'onde que le champ diffus.

Finalement, la potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC a été étudiée avec l'hypothèse que la composante acoustique reste proche d'un champ diffus. L'étude repose sur des simulations numériques où les données expérimentales sont obtenues à partir de la synthèse de pression pariétale et d'un calcul du déplacement vibratoire d'une plaque. Les niveaux vibratoires de la structure excitée par les différentes composantes de l'excitation montrent déjà l'importance de la composante convective en dessous de la fréquence critique et l'importance des deux composantes au-delà. Ensuite, les méthodes RI, RIFF et RIC ont été appliquées aux déplacements calculés. La comparaison des résultats obtenus avec RI et RIFF ou RI et RIC montre qu'il y a de l'énergie au nombre d'onde de flexion de la plaque et au-delà. Les efforts reconstruits par les méthodes RI, RIFF et RIC correspondent donc à une partie de la pression responsable de la vibration et non à la totalité. Les filtres apportés par les différentes méthodes suppriment de l'information importante vis-à-vis de la vibration de la structure, même si l'on applique la technique en basse fréquence, là où les nombres d'onde acoustique et convectif sont inférieurs au nombre d'onde de flexion de la plaque.

Les méthodes RI, RIFF et RIC, n'ont pas été appliquées lorsque la vitesse d'écoulement est prise en compte dans la composante acoustique de l'excitation. En effet la partie acoustique de l'excitation lorsque l'on considère la vitesse de l'écoulement a de l'énergie sur une plus grande gamme de nombres d'onde. Or les résultats obtenus avec les méthodes RI, RIFF et RIC quand le champ acoustique diffus est considéré montrent que l'excitation a de l'énergie autour du nombre d'onde de flexion et les efforts reconstruits ne correspondent pas à la totalité de la pression qui met en vibration la plaque. Au vu de ces résultats, l'application des méthodes RI, RIFF et RIC lorsque la composante acoustique prend en compte la vitesse de l'écoulement mettrait davantage en avant la difficulté à reconstruire entièrement la pression responsable de la vibration.

Les méthodes RI, RIFF et RIC telles que décrites au chapitre 1 ne permettent pas

d'identifier entièrement la pression pariétale responsable de la vibration pour une application au domaine aéronautique. Afin de pouvoir identifier la totalité de la pression pariétale responsable de la vibration de la structure, une solution serait de modifier le filtrage apporté par la méthode utilisée afin de choisir la coupure du filtre. Carpentier *et al.* [55] proposent une modification du schéma aux différences finies dans RIC permettant de changer le filtrage dans le domaine des nombres d'onde. L'utilisation de ces schémas aux différences finies modifiés permettraient de régler la coupure du filtre de telle sorte que les nombres d'onde associés à l'excitation et proches du nombre d'onde de flexion soient en-dessous du nombre d'onde de coupure du filtre. La méthode RIC avec ce schéma aux différences finies permettrait d'identifier la composante convective de l'excitation pour des fréquences situées en-dessous de la coïncidence acoustique. Elle pourrait ainsi être vue comme une alternative à l'utilisation de microphones affleurants pour cette gamme de fréquences.



# Chapitre 3

---

## DOMAINE NAVAL

---

Ce chapitre propose une application de la méthode RI et de ses variantes au domaine naval, avec écoulement subsonique en fluide lourd (eau). Dans un premier temps, la problématique rencontrée pour ce type d'application est décrite et notamment l'importance du couplage fluide-structure. Dans un second temps, le problème direct, qui comprend la synthèse de l'excitation et le calcul de la vibration induite, est détaillé. Ensuite, la potentialité des méthodes RIFF et RIC est mise en avant à travers des simulations. Pour finir, une validation expérimentale réalisée dans le grand tunnel hydrodynamique de la DGA TH (Direction Générale de l'Armement, Techniques Hydrodynamiques) est proposée.

### 3.1 Description du problème

Dans le cas d'une application au domaine naval, on considère un écoulement subsonique en fluide lourd tel que la vitesse de l'écoulement est très inférieure à la célérité du son dans le fluide ( $U_\infty \ll c$ ) et dont les caractéristiques sont présentées au tableau 3.1. Cette couche limite turbulente excite une structure dont les caractéristiques mécaniques sont présentées au tableau 3.2. Dans cette étude, le fluide considéré est lourd, il est donc important de prendre en compte a priori l'influence du couplage entre le fluide et la structure.

L'évolution des nombres d'onde de flexion, de convection et acoustique en fonction de la fréquence est présentée en figure 3.1. Les coefficients directeurs des courbes correspondant à l'évolution des nombres d'onde de convection et acoustique sont très éloignés. En effet, la coïncidence convective a lieu en très basse fréquence,  $f_{conv} = 0.3$  Hz pour

le cas présenté, tandis que la fréquence critique se situe à  $f_{ac} = 9210$  Hz. La séparation des deux composantes est d'autant plus visible à travers la représentation des nombres d'onde dans le domaine des nombres d'onde (voir figure 3.2). Dès lors que la fréquence augmente, la composante convective s'éloigne très rapidement vers les hauts nombres d'onde, alors que le nombre d'onde acoustique est du même ordre de grandeur que le nombre d'onde de flexion. Ceci amène à supposer que la partie acoustique de l'excitation sera majoritairement responsable de la vibration de la structure.

La séparation des composantes acoustique et convective dans le domaine des nombres d'onde introduit des difficultés en ce qui concerne les simulations. En effet, si l'on souhaite modéliser une plaque excitée par une couche limite turbulente pour une application au domaine naval, il faut prendre en compte les petites longueurs d'onde de la partie convective et les grandes longueurs d'onde de la partie acoustique. Pour une étude entre 500 Hz et 2000 Hz, il faudrait alors considérer une plaque de dimension  $3 \times 3$  m<sup>2</sup> ( $\lambda_{ac}(500 \text{ Hz}) = 3$  m et  $\lambda_{conv}(500 \text{ Hz}) = 1.8 \cdot 10^{-2}$  m) et un pas spatial de  $2 \cdot 10^{-3}$  m ( $\lambda_{ac}(2000 \text{ Hz}) = 0.75$  m et  $\lambda_{conv}(2000 \text{ Hz}) = 4.5 \cdot 10^{-3}$  m). La synthèse de l'excitation avec de telles dimensions requiert beaucoup de mémoire lors du calcul. En effet la matrice interspectrale à laquelle on applique la décomposition de Cholesky (voir partie 1.1.3.3) est une matrice à trois dimensions de taille  $2253001 \times 2253001 \times N_f$  ( $N_f$  est le nombre de fréquences étudiées). Le calcul de la vibration d'une plaque recouvrant la gamme de fréquences 500 Hz - 2000 Hz n'est pas réalisable avec la puissance de calcul disponible sur la station de calcul utilisée. Des alternatives pour la synthèse de l'excitation et le calcul de la vibration sont proposées dans la partie suivante.

célérité du son dans le fluide	$c = 1500$ m/s
masse volumique du fluide	$\rho_f = 1000$ kg/m <sup>3</sup>
vitesse de l'écoulement	$U_\infty = 12.9$ m/s, soit 46.4 km/h ou 25 noeuds
viscosité cinématique	$\nu' = 1.43 \cdot 10^{-6}$ m <sup>2</sup> /s
vitesse de convection	$U_c = 9$ m/s
contrainte de cisaillement	$\tau_w = 132$ N/m <sup>2</sup>
vitesse de frottement	$u_* = 0.363$ m/s
épaisseur de couche limite	$\delta = 8.6 \cdot 10^{-2}$ m
coefficients de Corcos	$\alpha_x = 1/8, \alpha_y = 1$

TAB. 3.1 – Valeurs numériques des paramètres de la couche limite turbulente pour le domaine naval.

épaisseur	$h = 25 \cdot 10^{-3}$ m
module d'Young	$E = 210 \cdot 10^9$ Pa
coefficient de Poisson	$\nu = 0.28$
masse volumique	$\rho = 7850$ kg/m <sup>3</sup>
taux d'amortissement	$\xi = 0.05$

TAB. 3.2 – Caractéristiques mécaniques de la structure étudiée pour le domaine naval.

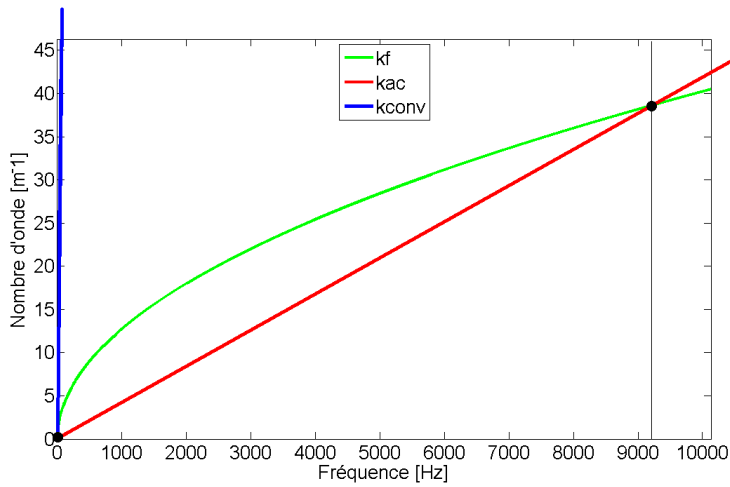


FIG. 3.1 – Évolution des nombres d'onde de flexion (—), de convection (—) et acoustique (—) en fonction de la fréquence pour le domaine naval ( $U_c \ll c$ ).

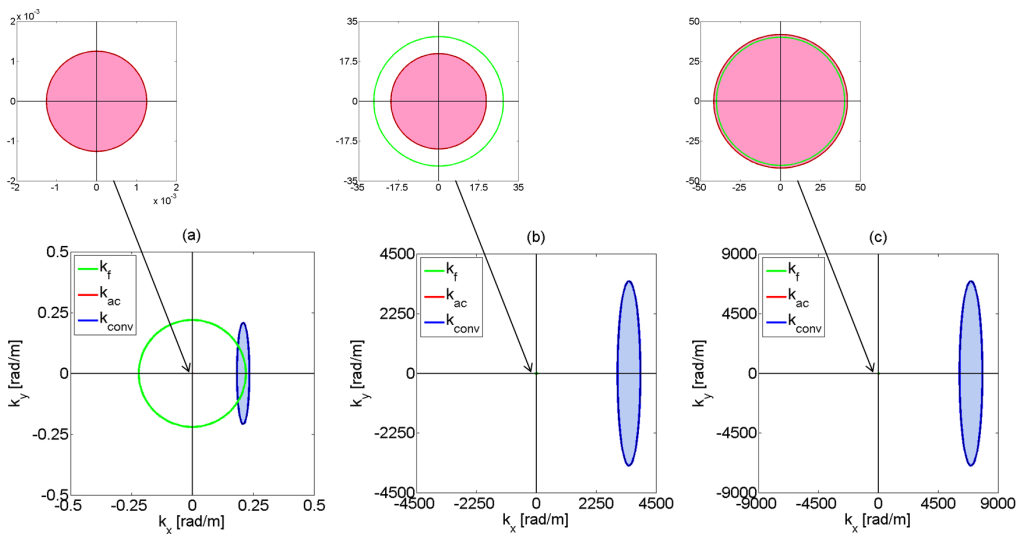


FIG. 3.2 – Allures du spectre fréquence-nombre d'onde d'une excitation par écoulement turbulent pour le domaine naval pour (a)  $f = 0.3 \text{ Hz} < f_{conv}$ , (b)  $f_{conv} < f = 5000 \text{ Hz} < f_{ac}$  et (c)  $f_{ac} < f = 10000 \text{ Hz}$ , avec les nombres d'onde de flexion (—), de convection (—) et acoustique (—).



## 3.2 Problème direct

Pour le calcul du problème direct, deux difficultés sont rencontrées lors d'une application au domaine naval. La première concerne les problèmes d'échelles spatiales induits par la séparations des composantes dans le domaine des nombres d'onde. La deuxième est due à la nécessité de prendre en compte le couplage fluide-structure. Ces deux problématiques sont exposées dans cette partie.

### 3.2.1 Problèmes d'échelle

Les échelles spatiales extrêmement séparées des composantes acoustique et convective dans le domaine des nombres d'onde impliquent un calcul sur une grande structure avec une discrétisation spatiale très petite, comme détaillé précédemment. La simulation d'une plaque excitée par une couche limite turbulente avec la méthode présentée au chapitre 1 en parties 1.1.3.3 et 1.2 n'est alors pas réalisable.

Deux alternatives pour réaliser le calcul du problème direct sont proposées. La première approche consiste à réaliser le calcul en interspectre, ce qui permettra de ne prendre en compte qu'une certaine gamme de nombres d'onde de l'excitation et donc de réduire le nombre de points des matrices. La deuxième approche est de réaliser le calcul sur une poutre, ce qui permet de supprimer une dimension de la matrice interspectrale.

#### 3.2.1.1 Approche 1 : Calcul en interspectre

Le calcul du champ de vibration peut se faire en interspectre, c'est-à-dire sans passer par la méthode basée sur la décomposition de Cholesky présentée en partie 1.1.3.3. Le calcul en interspectre permet d'utiliser l'interspectre du champ de pression pariétale exprimé dans le domaine des nombres d'onde, et ainsi de ne prendre en compte qu'une gamme de nombres d'onde restreinte. Pour ce faire, il est nécessaire d'exprimer l'interspectre du champ de déplacement en fonction de l'interspectre de l'excitation. L'interspectre du champ de déplacement est donné par :

$$S_{ww'}(r_x, r_y, \omega) = w(x_1, y_1, \omega)w'^*(x_2, y_2, \omega), \quad (3.1)$$

avec  $r_x = x_1 - x_2$  et  $r_y = y_1 - y_2$ , soit, à partir de l'expression du champ de vibration, équation (1.62) :

$$S_{ww'}(r_x, r_y, \omega) = \sum_{m,n}^{\infty} \frac{p_{mn}(\omega)\Phi_{mn}(x_1, y_1)}{\rho h (\omega_{mn}^2 + 2j\zeta_{mn}\omega\omega_{mn} - \omega^2)} \sum_{p,q}^{\infty} \frac{p_{pq}^*(\omega)\Phi_{pq}(x_2, y_2)}{\rho h (\omega_{pq}^2 - 2j\zeta_{pq}\omega\omega_{pq} - \omega^2)}, \quad (3.2)$$

or

$$\begin{aligned} p_{mn}(\omega)p_{pq}^*(\omega) &= \int_S p(x_1, y_1, \omega)\Phi_{mn}(x_1, y_1) dS_1 \int_S p^*(x_2, y_2, \omega)\Phi_{pq}(x_2, y_2) dS_2, \\ &= \int \int_S \Phi_{mn}(x_1, y_1)\Phi_{pq}(x_2, y_2)S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) dS_1 dS_2, \end{aligned} \quad (3.3)$$

avec

$$S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) e^{-j(k_x r_x + k_y r_y)} dk_x dk_y. \quad (3.4)$$

On obtient donc :

$$\begin{aligned} p_{mn}(\omega)p_{pq}^*(\omega) &= \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int_S S_{pp'}(k_x, k_y, \omega)\Phi_{mn}(x_1, y_1)\Phi_{pq}(x_2, y_2) \\ &\quad \times e^{-j(k_x(x_1-x_2)+k_y(y_1-y_2))} dS_1 dS_2 dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) \int_S \Phi_{mn}(x_1, y_1) e^{-j(k_x x_1 + k_y y_1)} dS_1 \\ &\quad \times \int_S \Phi_{pq}(x_2, y_2) e^{j(k_x x_2 + k_y y_2)} dS_2 dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$= \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) \tilde{\Phi}_{mn}^*(k_x, k_y) \tilde{\Phi}_{pq}(k_x, k_y) dk_x dk_y. \quad (3.7)$$

où  $\tilde{\Phi}_{mn}^*(k_x, k_y)$  et  $\tilde{\Phi}_{pq}^*(k_x, k_y)$  sont les transformées de Fourier spatiales bi-dimensionnelles de  $\Phi_{mn}(x, y)$  et  $\Phi_{pq}(x, y)$ .

L'interspectre du champ de déplacement  $S_{ww'}(r_x, r_y, \omega)$  exprimé en fonction de l'interspectre de l'excitation  $S_{pp'}(k_x, k_y, \omega)$  est donné par :

$$\begin{aligned} S_{ww'}(r_x, r_y, \omega) &= \frac{1}{4\pi^2} \sum_{m,n}^{\infty} \sum_{p,q}^{\infty} \\ &= \frac{\Phi_{mn}(x_1, y_1)\Phi_{pq}(x_2, y_2) \int \int_{-\infty}^{+\infty} S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) \tilde{\Phi}_{mn}^*(k_x, k_y) \tilde{\Phi}_{pq}(k_x, k_y) dk_x dk_y}{(\rho h)^2 (\omega_{mn}^2 + 2j\zeta_{mn}\omega\omega_{mn} - \omega^2) (\omega_{pq}^2 - 2j\zeta_{pq}\omega\omega_{pq} - \omega^2)}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

avec

$$\Phi_{mn}(x, y) = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin\left(\frac{m\pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{L_y}\right), \quad (3.9)$$

$$\tilde{\Phi}_{mn}(k_x, k_y) = \int_S \Phi_{mn}(x, y) e^{j(k_x x + k_y y)} dS, \quad (3.10)$$

$$\tilde{\Phi}_{mn}(k_x, k_y) = \frac{2k_m k_n}{\sqrt{L_x L_y}} \left[ \frac{1 - (-1)^m e^{jk_x L_x}}{k_m^2 - k_x^2} \right] \left[ \frac{1 - (-1)^n e^{jk_y L_y}}{k_n^2 - k_y^2} \right], \quad (3.11)$$

$$\tilde{\Phi}_{mn}^*(k_x, k_y) = \frac{2k_m k_n}{\sqrt{L_x L_y}} \left[ \frac{1 - (-1)^m e^{-jk_x L_x}}{k_m^2 - k_x^2} \right] \left[ \frac{1 - (-1)^n e^{-jk_y L_y}}{k_n^2 - k_y^2} \right], \quad (3.12)$$

$$\text{où } k_m = \frac{m\pi}{L_x} \text{ et } k_n = \frac{n\pi}{L_y}.$$

### 3.2.1.2 Approche 2 : Calcul sur poutre

La deuxième solution proposée pour le problème direct est de réaliser les simulations sur une poutre. En effet, cela permet de supprimer une dimension au problème et donc de réduire la quantité de mémoire nécessaire au calcul. La méthode utilisée reste la même que celle présentée au chapitre 1. Les paramètres de la poutre et de la discrétisation spatio-temporelle utilisés sont présentés aux tableaux 3.3 et 3.4 respectivement.

dimensions	$L_x = 3.1 \text{ m}$ et $L_y = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
épaisseur	$h = 25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
module d'Young	$E = 210 \cdot 10^9 \text{ Pa}$
coefficient de Poisson	$\nu = 0.28$
masse volumique	$\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$
taux d'amortissement	$\xi = 0.05$

TAB. 3.3 – Paramètres de la poutre pour le domaine naval.

discrétisation	$\Delta_x = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
fréquence d'échantillonnage	$f_e = 16 \text{ kHz}$
nombre de points	$N_t = 4000$
nombre de modes	$N_m = 6000$

TAB. 3.4 – Paramètres spatiaux et temporels de la simulation pour le domaine naval.

Concernant le calcul de la vibration, on utilise la décomposition modale comme présenté en partie 1.2, avec l'équation du mouvement d'une poutre :

$$EI \frac{\partial^4 w(x, \omega)}{\partial x^4} - \rho S \omega^2 w(x, \omega) = f_{ext}(x, \omega) + p_{couplage}(x, \omega), \quad (3.13)$$

avec  $w(x, \omega)$  le champ de déplacement,  $f_{ext}(x, \omega)$  la distribution de force comprenant toutes les excitations (acoustiques et mécaniques),  $p_{couplage}(x, \omega)$  la pression due au couplage fluide-structure,  $E$  le module d'Young,  $I = \frac{h^3 L_y}{12}$  le moment quadratique,  $\rho$  la masse volumique et  $S = L_y h$  la section de la poutre. La poutre considérée est simplement supportée et les conditions aux limites sont les suivantes :

$$w(x, \omega) = \frac{\partial^2 w(x, \omega)}{\partial x^2} = 0 \text{ pour } x = 0 \text{ et } x = L_x. \quad (3.14)$$

La décomposition modale permet d'exprimer le déplacement comme une combinaison des déformées propres de la structure :

$$w(x, \omega) = \sum_{m=1}^{\infty} a_m(\omega) \Phi_m(x), \quad (3.15)$$

avec  $\Phi_m(x) = \sqrt{\frac{2}{L_x}} \sin\left(\frac{m\pi x}{L_x}\right)$ .

Après projection sur les modes propres et introduction d'un terme d'amortissement modal  $\zeta_m$ , les coefficients  $a_m(\omega)$  vérifient :

$$(\omega_m^2 + 2j\zeta_m\omega\omega_m - \omega^2) a_m(\omega) = \frac{p_m(\omega)}{\rho S}, \quad (3.16)$$

avec  $p_m(\omega) = \int_S [f_{ext}(x, \omega) + p_{couplage}(x, \omega)] \Phi_m(x) dS$  et  $\omega_m$  la pulsation naturelle du mode :

$$\omega_m = \sqrt{\frac{EI}{\rho S}} \left(\frac{m\pi}{L_x}\right)^2. \quad (3.17)$$

Le déplacement de la poutre s'écrit donc :

$$w(x, \omega) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{p_m(\omega) \Phi_m(x)}{\rho S (\omega_m^2 + 2j\zeta_m\omega\omega_m - \omega^2)}. \quad (3.18)$$

### 3.2.1.3 Approche choisie

Afin de pouvoir synthétiser l'excitation par couche limite turbulente et ensuite calculer la vibration de la structure induite pour une application au domaine naval, deux méthodes sont proposées dans la partie précédente. La première méthode consiste à réaliser le problème direct en interspectre. Ceci permet d'exprimer l'interspectre spatial du champ de déplacement en fonction de l'interspectre de pression pariétale dans le domaine des nombres d'onde. L'avantage de cette méthode est de pouvoir prendre en compte une gamme de nombres d'onde plus restreinte et donc de diminuer la mémoire nécessaire au calcul. L'inconvénient est que la restriction de la gamme de nombres d'onde étudiée revient à ne prendre qu'une partie de la composante convective de l'excitation. La deuxième méthode consiste à réaliser le calcul sur une poutre, ce qui permet de supprimer une des dimensions de la structure étudiée.

Pour mettre en évidence la potentialité des méthodes RIFF et RIC, on choisit de s'appuyer sur la deuxième méthode qui permet de prendre en compte entièrement les deux composantes de l'excitation. Les résultats des pressions synthétisées et de la vibration induite pour la poutre considérée sont présentés en figures 3.3 et 3.4. Pour le calcul de la vibration, le couplage fluide-structure est négligé dans un premier temps. La figure

3.3 montre que la partie acoustique de l'excitation est bien inférieure à la composante convective de l'excitation. Seule la partie convective de l'excitation contribue de manière significative dans la pression totale. Les déplacements induits par une telle excitation mettent en avant l'influence de la partie acoustique sur la vibration (voir figure 3.4). En effet la vibration totale de la structure (due aux deux composantes, acoustique et convective) est similaire à la vibration induite par la partie acoustique seule.

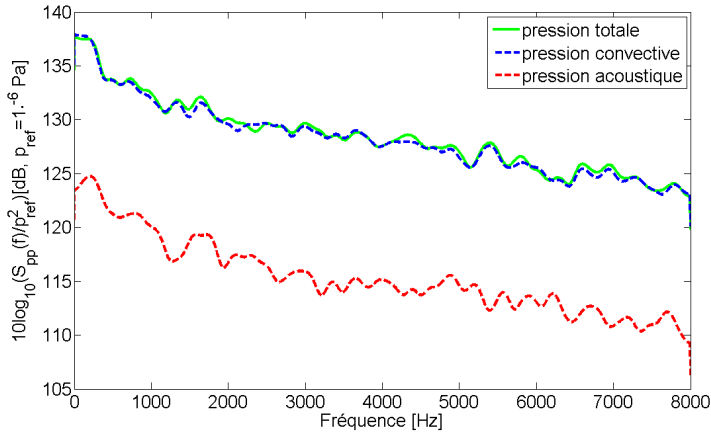


FIG. 3.3 – Spectres des excitations synthétisées dans le cas d'une poutre pour une application au domaine naval.

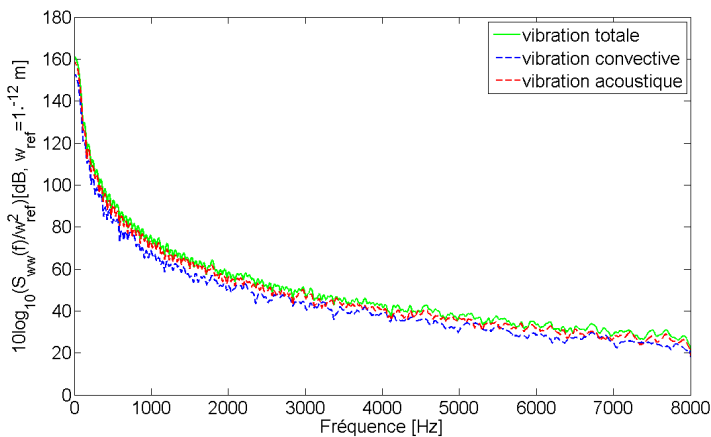


FIG. 3.4 – Spectres des déplacements calculés dans le cas d'une poutre pour une application au domaine naval.

### 3.2.2 Introduction du couplage fluide-structure

L'utilisation de la méthode RI et de ses déclinaisons RIFF et RIC pour une application au domaine naval requiert la prise en compte du couplage fluide-structure. L'introduction du couplage fluide-structure dans le calcul de la vibration est réalisée en ajoutant une pression  $p_{couplage}$  résultant de ce couplage. Dans le cas d'une plaque, l'équation du mouvement avec couplage s'écrit :

$$D\nabla^4 w(x, y) - \rho h \omega^2 w(x, y) = f_{ext}(x, y) + p_{couplage}(x, y), \quad (3.19)$$

avec  $w$  le déplacement transverse,  $D$  la rigidité de flexion de la plaque,  $\rho$  la masse volumique de la plaque,  $h$  l'épaisseur de la plaque,  $f_{ext}$  la distribution de force comprenant toutes les excitations (acoustiques et mécaniques) et  $p_{couplage}$  la pression liée au couplage fluide-structure. Cette équation peut aussi se mettre sous la forme suivante :

$$\nabla^4 w(x, y) - k_f^4 \omega^2 w(x, y) = \frac{f_{ext}(x, y) + p_{couplage}(x, y)}{D} \quad (3.20)$$

avec  $k_f$  le nombre d'onde de flexion de la structure. Il est possible de faire apparaître un nombre d'onde dit effectif  $\gamma$  prenant en compte le couplage fluide-structure, ce qui permet de conserver la forme de l'équation du mouvement sous sa forme classique :

$$\nabla^4 w(x, y) - \gamma^4 \omega^2 w(x, y) = \frac{f_{ext}(x, y)}{D}, \quad (3.21)$$

avec

$$\gamma^4 = k_f^4 + \frac{p_{couplage}(x, y)}{Dw(x, y)}. \quad (3.22)$$

Cette expression du nombre d'onde effectif  $\gamma$  met en avant sa dépendance spatiale dans le cas de structures finies. En effet, il s'exprime en fonction du champ de déplacement et de la pression due au couplage fluide-structure qui varient spatialement.

Différentes méthodes permettent de calculer ce nombre d'onde  $\gamma$ . Elles consistent à calculer la pression due au couplage fluide-structure soit à partir de l'impédance intermodale de la structure, soit à partir d'une formulation intégrale. L'inconvénient de ces méthodes est qu'elles requièrent une bonne connaissance des paramètres du système étudié et notamment des conditions aux limites qui sont en conditions expérimentales souvent mal connues. Pour pallier ce problème une méthode permettant de déterminer expérimentalement et localement le nombre d'onde effectif  $\gamma$  est proposée en partie 3.4.

### 3.3 Potentialité des méthodes RIFF et RIC

Les méthodes RIFF et RIC sont ensuite appliquées sur le champ vibratoire de la poutre calculée précédemment et dont le spectre est présenté en figure 3.4. Ces déplacements sont obtenus en négligeant le couplage fluide-structure dans un premier temps. Les résultats obtenus avec RIFF et RIC pour des simulations sans bruit et avec un Rapport Signal à Bruit (RSB) de 40 dB sont présentés en figures 3.5 et 3.6.

Le spectre identifié par la méthode RIFF est représenté à la figure 3.5, pour des données bruitées (RSB = 40 dB) ou non bruitées. La méthode RIFF, pour cette application, identifie exclusivement la partie acoustique de l'excitation. En effet, le filtrage introduit par la régularisation de la méthode RIFF est un filtre passe-bas dont la coupure  $k_c = a k_f$ , avec  $a$  le paramètre de régularisation fixé à  $a = 4$  pour cette étude. Or la composante convective de l'excitation est située au-delà de  $4 k_f$ , ce qui permet d'isoler la composante acoustique de l'excitation.

La méthode RIC est appliquée sur le déplacement calculé avec un pas spatial de 10 cm. Pour obtenir cette discrétisation, le déplacement obtenu en partie précédente est décimé, en prenant un point sur dix. Ceci permet de fixer le domaine de validité de la méthode entre 1466 Hz et 5863 Hz. Pour ces fréquences, la méthode RIC identifie la composante acoustique de l'excitation (voir figure 3.6). Les résultats obtenus avec RIFF et RIC sont similaires (figures 3.5 et 3.6).

La comparaison des résultats obtenus avec RI et RIC pour une même discrétisation spatiale ( $\Delta = 10$  cm) est présentée en figure 3.6. La méthode RI surestime légèrement la partie acoustique de l'excitation à partir de 3000 Hz. En effet, lorsque la fréquence augmente, le nombre de points par longueur d'onde diminue et l'approximation des dérivées faite à partir du schéma aux différences finies est de moins en moins bonne. Ce qui implique l'amplification de l'erreur de discrétisation au nombre d'onde de flexion de la structure. L'énergie présente autour du nombre d'onde de flexion est donc amplifiée par la méthode RI. Cette surestimation est alors probablement due à une petite participation de la composante acoustique autour du nombre d'onde de flexion de la structure.

Afin de vérifier qu'il n'y a pas de perte d'informations liée au filtrage introduit par les méthodes, les déplacements calculés à partir des efforts reconstruits par RIFF et RIC sont comparés au déplacement calculé à partir de la pression synthétisée (voir figures 3.7 et 3.8, respectivement pour RIFF et RIC). On constate que pour les deux méthodes, RIFF (voir figure 3.7) et RIC (voir figure 3.8), le déplacement calculé à partir de la pression identifiée est similaire au déplacement obtenu à partir de la pression synthétisée. Il n'y a donc pas de perte d'informations lors de l'application des méthodes RIFF et RIC, on reconstruit bien la totalité de la pression responsable de la vibration, qui correspond à la partie acoustique de l'excitation.

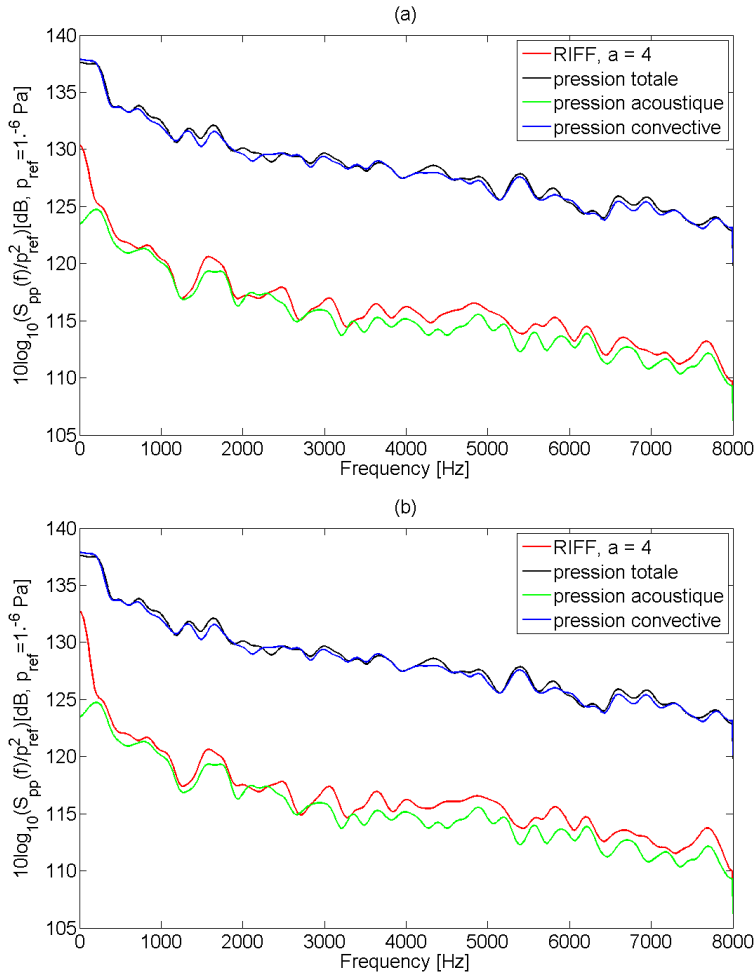


FIG. 3.5 – Spectres des excitations synthétisées et reconstruites par la méthode RIFF pour le domaine naval, sans prise en compte du couplage fluide-structure, (a) sans bruit et (b) avec un RSB de 40 dB.



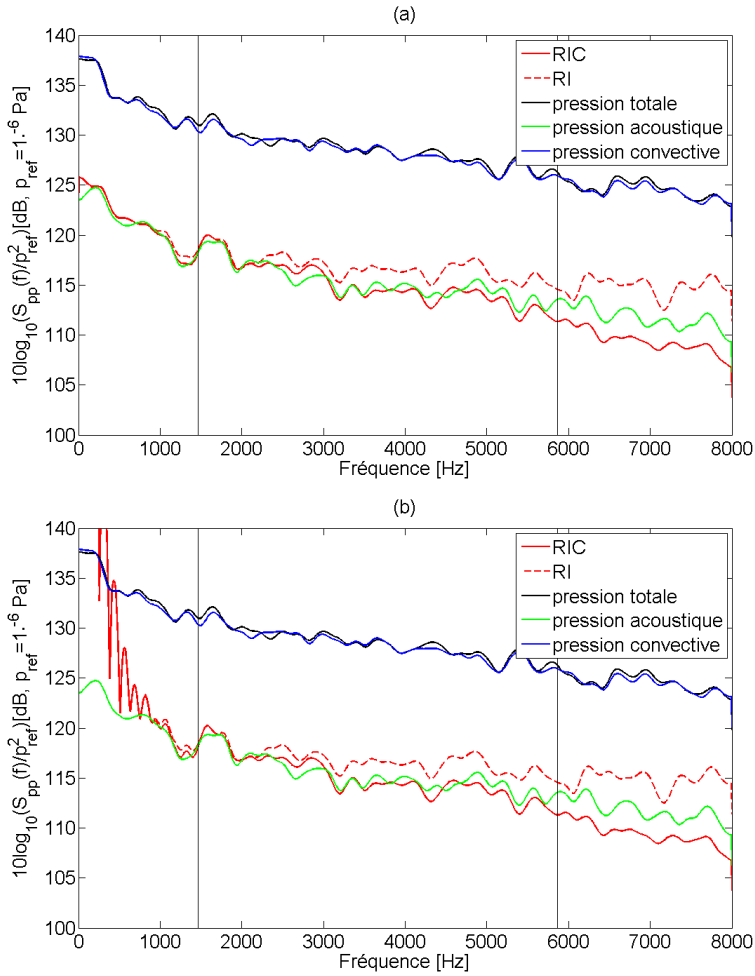


FIG. 3.6 – Spectres des excitations synthétisées et reconstruites par la méthode RIC pour le domaine naval, sans prise en compte du couplage fluide-structure, lorsque le pas de discrétisation est  $\Delta = 10$  cm, (a) sans bruit et (b) avec un RSB de 40 dB. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

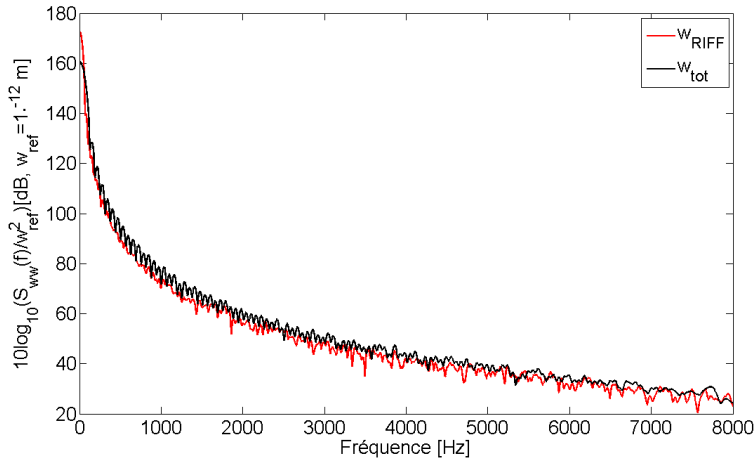


FIG. 3.7 – Spectres des déplacements obtenus à partir de la pression synthétisée et de celle identifiée par RIFF, sans prise en compte du couplage fluide-structure.

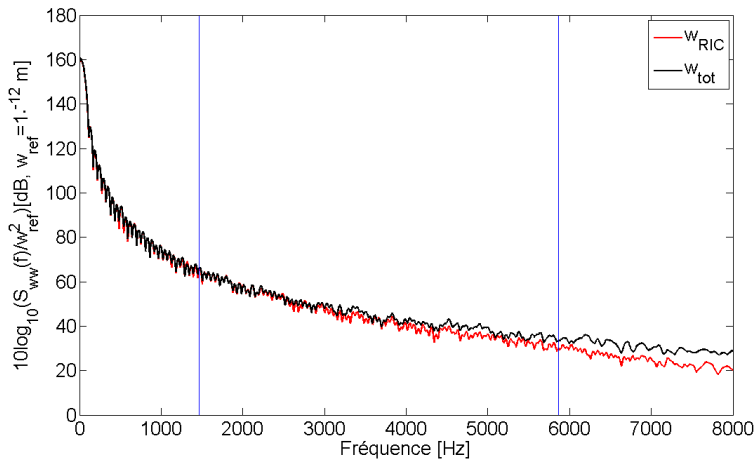


FIG. 3.8 – Spectres des déplacements obtenus à partir de la pression synthétisée et de celle identifiée par RIC avec un pas spatial de 10 cm, sans prise en compte du couplage fluide-structure. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

### 3.4 Prise en compte du couplage fluide-structure

L'introduction du couplage fluide-structure dans la méthode RI et ses variantes RIFF et RIC est présentée dans cette partie. En effet, celui-ci n'est pas négligeable dans le cas d'un fluide lourd. Dans un premier temps, une méthode permettant de prendre en compte le couplage fluide-structure est détaillée. Dans un second temps, elle est appliquée à des simulations sur différentes structures :

- une plaque infinie pour laquelle des approximations du nombre d'onde avec couplage fluide-structure sont connues, ce qui permet de valider la méthode,
- une plaque finie,
- une plaque couplée à une cavité, qui permet de se rapprocher des conditions du dispositif utilisé lors de la campagne de mesure à la DGA TH (Tunnel Hydrodynamique).

#### 3.4.1 Méthode

Dans le cas d'un fluide lourd, le couplage entre le fluide et la structure devient non négligeable, il est alors nécessaire de le prendre en compte dans les méthodes RI, RIFF et RIC. Pour ce faire, une méthode basée sur l'identification d'un nombre d'onde effectif prenant en compte ce couplage fluide-structure est proposée. Cette méthode est une déclinaison de l'utilisation des méthodes RI, RIFF et RIC pour l'identification des paramètres de structures développées notamment dans les travaux de Ablitzer *et al.* [57], Leclère *et al.* [58] et Wassereau *et al.* [5, 6]. On considère une plaque finie bafflée avec un fluide lourd d'un côté de la plaque. Cette méthode peut se décomposer en deux étapes :

- Étape 1 : Identifier le nombre d'onde effectif  $\gamma^4$ .  
Afin d'identifier  $\gamma^4$ , une force est appliquée à la structure et la méthode inverse vibratoire (RI, RIFF ou RIC) est appliquée dans une zone où il n'y a pas d'effort (voir figure 3.9).

Dans ces conditions l'équation du mouvement devient :

$$\nabla^4 w(x, y, \omega) - \gamma^4 w(x, y, \omega) = 0. \quad (3.23)$$

On peut ainsi déterminer  $\gamma^4$  :

$$\gamma^4 = \frac{\nabla^4 w(x, y, \omega)}{w(x, y, \omega)}. \quad (3.24)$$

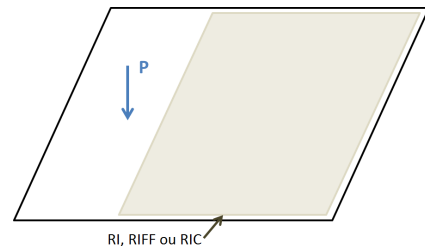


FIG. 3.9 – Schéma de l'étape 1 de la méthode pour prendre en compte le couplage fluide-structure.

— Étape 2 : Appliquer RI, RIFF ou RIC en prenant en compte  $\gamma^4$ .

Si un effort est appliqué dans la zone où  $\gamma^4$  est connu, voir figure 3.10, l'équation du mouvement est donnée par l'équation (3.25) :

$$\nabla^4 w(x, y, \omega) - \gamma^4 w(x, y, \omega) = \frac{p(x, y, \omega)}{D}. \quad (3.25)$$

Connaissant  $\gamma^4$ , on peut appliquer RI, RIFF ou RIC en le prenant en compte et ainsi déterminer l'effort appliqué à la structure.

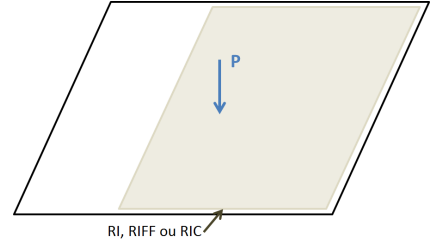


FIG. 3.10 – Schéma de l'étape 2 de la méthode pour prendre en compte le couplage fluide-structure.

Cette méthode permet ainsi d'identifier un nombre d'onde effectif qui dépend de la fréquence pour chaque point du maillage. En effet, pour une structure finie, le nombre d'onde effectif  $\gamma$  dépend non seulement de la fréquence mais aussi l'espace. Il s'exprime en fonction de la pression de couplage  $p_{couplage}(x, y, \omega)$  et du déplacement  $w(x, y, \omega)$  :

$$\gamma^4(x, y, \omega) = k_f^4(\omega) + \frac{p_{couplage}(x, y, \omega)}{Dw(x, y, \omega)}. \quad (3.26)$$

Dans le cas de la méthode RIC, le schéma aux différences finies dépend du nombre d'onde du système. L'identification du nombre d'onde effectif n'est donc pas aussi directe que pour la méthode RI ou RIFF, elle requiert une approche itérative. La méthode pour identifier le nombre d'onde effectif avec la méthode RIC est détaillée en annexe A.

### 3.4.2 Cas de la plaque infinie

#### 3.4.2.1 Problème direct

Le problème du rayonnement d'une plaque infinie a été étudié dans la littérature, notamment par Sadaat [59], Lesueur [60] et Moriot [61]. On considère une plaque infinie située dans le plan  $z = 0$ , avec un fluide lourd en  $z > 0$  et un fluide léger en  $z < 0$  (voir figure 3.11). La plaque est soumise à un effort ponctuel harmonique  $F(x_0, y_0)$ . Le couplage entre le fluide léger et la plaque est considéré négligeable.

Le problème est décrit par les équations suivantes :

— dans le milieu 1 ( $z < 0$ ), la pression rayonnée est négligée car le fluide est léger :

$$p_{couplage,1} = 0, \quad (3.27)$$

— le comportement dynamique de la plaque est donné par l'équation du mouvement :

$$D\nabla^4 w(x, y) - \rho h \omega^2 w(x, y) = F(x_0, y_0) - p_{couplage,2}(x, y, 0), \quad (3.28)$$

— à l'interface entre la plaque et le milieu 2 ( $z = 0$ ), on suppose la continuité des vitesses vibratoires et acoustiques :

$$\left. \frac{\partial p_{couplage,2}(x, y, 0)}{\partial z} \right|_{z=0} = \omega^2 \rho_f w(x, y), \quad (3.29)$$

— dans le milieu 2 ( $z > 0$ ), la pression rayonnée satisfait l'équation de Helmholtz :

$$\nabla^2 p_{couplage,2}(x, y, z) + k_{ac}^2 p_{couplage,2}(x, y, z) = 0. \quad (3.30)$$

Afin de calculer le déplacement  $w(x, y)$  de la plaque infinie, le problème vibro-acoustique est résolu dans le domaine des nombres d'onde. Pour passer dans le domaine des nombres d'onde les équations précédentes, la transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle est utilisée. La transformée de Fourier de l'équation du mouvement de la plaque (équation (3.28)) est donnée par :

$$\left[ (k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4 \right] W(k_x, k_y) = \frac{F e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0} - P_{couplage,2}(k_x, k_y, 0)}{D}. \quad (3.31)$$

L'équation de Helmholtz satisfaite par la pression rayonnée dans le milieu 2 (équation (3.30)) devient :

$$(k_{ac}^2 - k_x^2 - k_y^2) P_{couplage,2}(k_x, k_y, z) + \frac{\partial^2 P_{couplage,2}(k_x, k_y, z)}{\partial z^2} = 0. \quad (3.32)$$

La transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle de l'équation (3.29) donne :

$$\left. \frac{\partial P_{couplage,2}(k_x, k_y, 0)}{\partial z} \right|_{z=0} = \omega^2 \rho_f W(k_x, k_y). \quad (3.33)$$

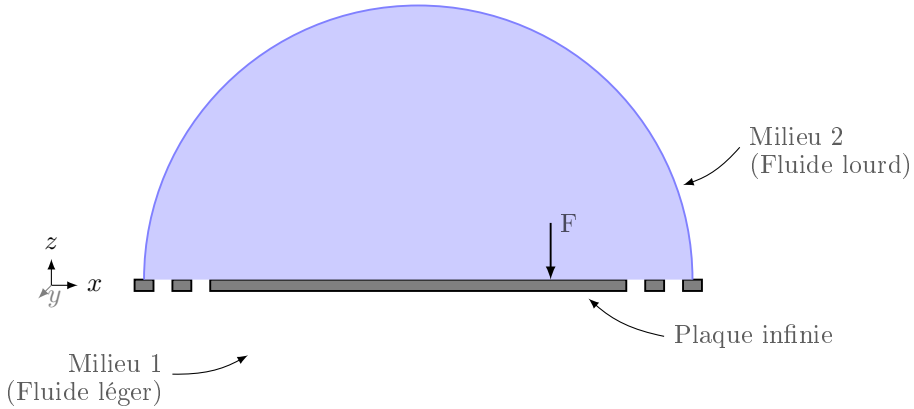


FIG. 3.11 – Schéma d'une plaque infinie couplée à un fluide ( $z > 0$ ) et excitée par une force ponctuelle,  $F$ .

La solution de l'équation d'onde satisfaite par la pression rayonnée dans le milieu 2, équation (3.32), respectant la relation de continuité, équation (3.33) est donnée par :

$$P_{couplage,2}(k_x, k_y, z) = \frac{j\omega^2 \rho_f e^{-jk_z z}}{k_z} W(k_x, k_y), \quad (3.34)$$

où le nombre d'onde  $k_z$  doit satisfaire la relation de dispersion :

$$k_z^2 = k_{ac}^2 - k_x^2 - k_y^2. \quad (3.35)$$

Les solutions de cette équation de dispersion sont :

$$k_z = \sqrt{k_{ac}^2 - k_x^2 - k_y^2} \text{ pour } k_{ac}^2 > (k_x^2 + k_y^2), \quad (3.36)$$

$$k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_{ac}^2} \text{ pour } k_{ac}^2 < (k_x^2 + k_y^2). \quad (3.37)$$

On peut définir l'impédance mécanique de la plaque [60] qui s'exprime sous la forme :

$$Z_s(k_x, k_y) = \frac{F e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0} - P_{couplage,2}(k_x, k_y, 0)}{j\omega W(k_x, k_y)}. \quad (3.38)$$

De la même façon, on définit l'impédance de rayonnement dans le milieu 2 à partir de l'équation (3.34) :

$$Z_{ray,2}(k_x, k_y) = \frac{P_{couplage,2}(k_x, k_y, 0)}{j\omega W(k_x, k_y)} = \frac{\omega \rho_f}{k_z}. \quad (3.39)$$

A partir de l'équation (3.38), on peut exprimer le déplacement normal à la plaque par :

$$W(k_x, k_y) = \frac{F e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0} - P_{couplage,2}(k_x, k_y, 0)}{j\omega Z_s(k_x, k_y)}. \quad (3.40)$$

Or la pression de couplage en  $z = 0$  peut s'écrire sous la forme (voir équation (3.39)) :

$$P_{couplage,2}(k_x, k_y, 0) = j\omega Z_{ray,2}(k_x, k_y)W(k_x, k_y) = \frac{j\omega^2 \rho_f}{k_z} W(k_x, k_y). \quad (3.41)$$

En remplaçant  $P_{couplage,2}(k_x, k_y, 0)$  dans l'équation (3.40) par l'équation (3.41), on obtient :

$$W(k_x, k_y) = \frac{F e^{jk_x x_0} e^{jk_y y_0}}{j\omega (Z_s(k_x, k_y) + Z_{ray,2}(k_x, k_y))}. \quad (3.42)$$

Pour obtenir le déplacement dans le domaine spatial, il suffit d'appliquer une transformée de Fourier inverse spatiale bi-dimensionnelle à l'équation (3.42).

### 3.4.2.2 Identification de l'opérateur fluide lourd et reconstruction de l'effort

Pour d'identifier le nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide structure dans le cas de la plaque infinie, on considère une plaque dont les caractéristiques sont données au Tableau 3.5 et les données de simulations au Tableau 3.6. La vibration de la plaque infinie est calculée lorsque la plaque est soumise à un effort ponctuel de 1 N, en  $x = -0.4$  m et  $y = -0.3$  m (plaque centrée sur  $x = 0$  et  $y = 0$ ).

épaisseur	$h = 8 \cdot 10^{-3}$ m
module d'Young	$E = 210 \cdot 10^9$ Pa
coefficient de Poisson	$\nu = 0.28$
masse volumique	$\rho = 7850$ kg/m <sup>3</sup>
taux d'amortissement	$\xi = 0.01$
masse volumique du fluide (eau)	$\rho_f = 1000$ kg/m <sup>3</sup>
célérité des ondes dans le fluide (eau)	$c = 1500$ m/s <sup>-1</sup>

TAB. 3.5 – Paramètres de la plaque infinie pour le domaine naval.

zone d'étude	$x \in [-0.5, 0.5]$ m et $y \in [-0.5, 0.5]$ m
discrétisation spatiale RIFF	$\Delta_x = \Delta_y = 1.5 \cdot 10^{-2}$ m
discrétisation spatiale RIC	$\Delta_x = \Delta_y = 4.5 \cdot 10^{-2}$ m
fréquence d'échantillonnage	$f = 10$ kHz

TAB. 3.6 – Paramètres de simulation de la plaque infinie pour le domaine naval.

Les méthodes RIFF et RIC sont ensuite appliquées sur la zone où il n'y a pas d'effort pour pouvoir isoler le nombre d'onde effectif  $\gamma$  prenant en compte le couplage fluide-structure. Les résultats obtenus avec les deux méthodes sont présentés en figure 3.12,

où le nombre d'onde effectif identifié en un point du maillage ( $x = 0.3$  m et  $y = 0.2$  m) est comparé au nombre d'onde de flexion de la plaque et à l'approximation du nombre d'onde effectif donnée par Junger et Feit [62] :

$$\gamma_{approx} = \left\{ \begin{matrix} \pm 1 \\ \pm j \end{matrix} \right\} k_f \left[ 1 + \frac{\rho_f}{\rho h k_f \sqrt{1 - \frac{k_{ac}^2}{k_f^2}}} \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (3.43)$$

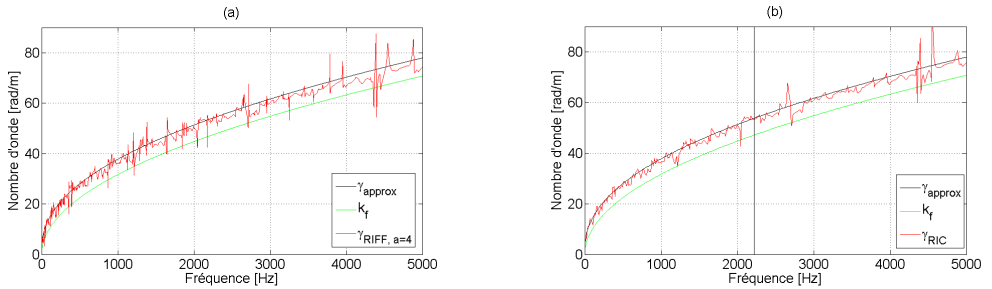


FIG. 3.12 – Nombres d'onde effectifs prenant en compte le couplage fluide-structure identifiés avec les méthodes (a) RIFF et (b) RIC (la ligne verticale représente la limite basse fréquence de la méthode RIC), en un point du maillage, dans le cas de la plaque infinie.

Les nombres d'onde effectifs identifiés avec les méthodes RIFF et RIC, respectivement  $\gamma_{RIFF}$  et  $\gamma_{RIC}$ , ont la même tendance que l'approximation du nombre d'onde effectif. La comparaison entre le nombre d'onde effectif et le nombre d'onde de flexion amène à dire que le couplage fluide-structure peut être vu comme un effet de masse ajoutée. En effet, l'allure de  $\gamma$  est la même que celle du nombre d'onde de flexion, mais décalée vers les hauts nombres d'onde. Il est donc possible de calculer une courbe de tendance  $\gamma_{fit}$  de ce nombre d'onde effectif par moindres carrés en utilisant la forme du nombre d'onde de flexion, qui est une fonction de  $\sqrt{\omega}$  :

$$\gamma_{fit} = cte \times \sqrt{\omega}, \quad (3.44)$$

où  $cte$  est la constante à déterminer avec les moindres carrés.

Les courbes de tendance  $\gamma_{RIFF,fit}$  et  $\gamma_{RIC,fit}$  des nombres d'onde identifiés  $\gamma_{RIFF}$  et  $\gamma_{RIC}$  sont présentées en figure 3.13 pour un point du maillage. L'utilisation de ces courbes de tendance permet de s'affranchir des pics et anti-pics présents sur les nombres d'onde identifiés  $\gamma_{RIFF}$  et  $\gamma_{RIC}$ .



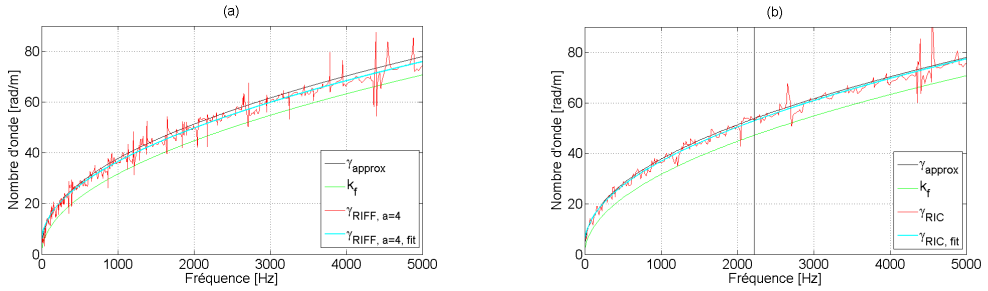


FIG. 3.13 – Courbes de tendance des nombres d’onde effectifs prenant en compte le couplage fluide-structure identifiés avec les méthodes (a) RIFF et (b) RIC (la ligne verticale représente la limite basse fréquence de la méthode RIC), en un point du maillage, dans le cas de la plaque infinie.

Le nombre d’onde effectif identifié, peut alors être injecté dans la méthode, RIFF ou RIC, comme présenté en partie 3.4.1. Pour vérifier l’efficacité de la méthode proposée, trois efforts ponctuels connus sont appliqués à la plaque, le premier de 0.3 N en  $x = 0.1$  m et  $y = -0.2$  m, le deuxième de 0.5 N en  $x = 0$  m et  $y = 0.3$  m et le troisième de 1 N en  $x = 0.3$  m et  $y = 0.1$  m. Les résultats obtenus pour la reconstruction de ces efforts à partir du nombre d’onde de flexion  $k_f$ , du nombre d’onde effectif  $\gamma$  et de la courbe de tendance du nombre d’onde effectif  $\gamma_{fit}$ , à une fréquence sont présentés en figures 3.14 et 3.15, respectivement avec les méthodes RIFF et RIC.

Les résultats obtenus avec RIFF et RIC en utilisant les différents nombres d’onde montrent que l’utilisation du nombre d’onde de flexion, ne permet pas d’isoler les efforts appliqués à la plaque, mais conduit à prendre en compte la pression due au couplage fluide-structure. En effet, un effort résiduel est présent sur les figures représentant les efforts reconstruits par les méthodes RIFF et RIC à 2996 Hz en utilisant le nombre d’onde de flexion  $k_f$  (voir figures 3.14 (a) et 3.15 (a)). De plus, l’effort de 0.3 N appliqué en  $x = 0.1$  m et  $y = -0.2$  m n’est pas ou très peu visible sur les distributions de force reconstruites avec le nombre d’onde de flexion (voir figures 3.14 (a) et 3.15 (a)). Dans le cas d’une plaque infinie couplée à un fluide lourd, il est difficile d’identifier les efforts appliqués à partir du nombre d’onde de flexion. Il est nécessaire de prendre en compte le couplage fluide-structure.

L’utilisation du nombre d’onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure,  $\gamma_{RIFF}$  ou  $\gamma_{RIC}$ , permet de réduire l’effort résiduel présent. Cependant la présence de pics et anti-pics sur ces nombres d’onde entraîne des erreurs sur la reconstruction de l’effort à certaines fréquences. Les courbes de tendance de ces nombres d’onde effectif,  $\gamma_{RIFF,fit}$  et  $\gamma_{RIC,fit}$  permettent de lisser la courbe du nombre d’onde effectif et ainsi d’avoir une meilleure reconstruction de l’effort appliqué à la structure.

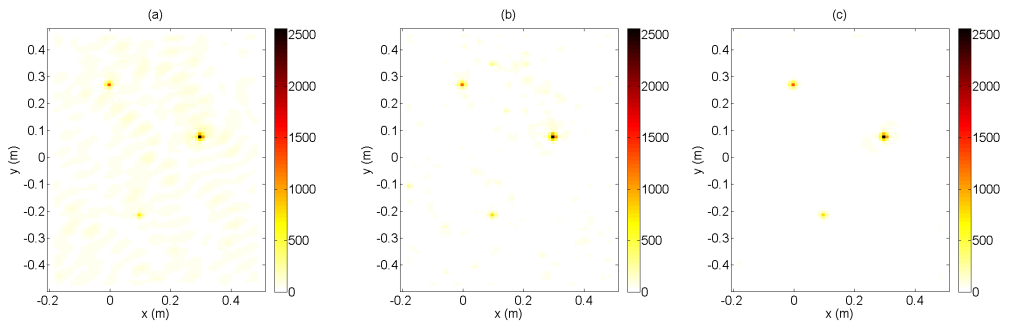


FIG. 3.14 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIFF en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $\gamma_{RIFF, a=4}$  et (c)  $\gamma_{RIFF, a=4, fit}$ , à 2996 Hz, dans le cas de la plaque infinie.

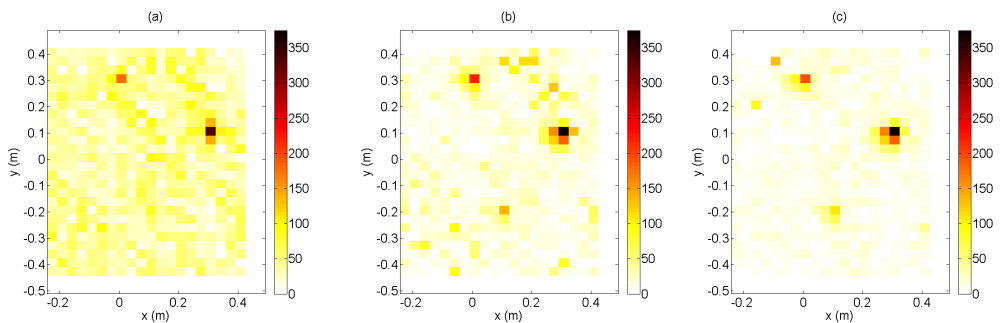


FIG. 3.15 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $\gamma_{RIC}$  et (c)  $\gamma_{RIC, fit}$ , à 2996 Hz, dans le cas de la plaque infinie.

Concernant l'aspect quantitatif, les amplitudes des efforts reconstruits sont obtenues en intégrant la distribution de force reconstruite sur une petite zone autour des maxima d'amplitude. Les spectres des efforts reconstruits avec les méthodes RIFF et RIC, en utilisant le nombre d'onde de flexion  $k_f$ , le nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure  $\gamma$  et la courbe de tendance du nombre d'onde effectif  $\gamma_{fit}$  sont présentés en figures 3.16 et 3.17.

On observe sur ces deux figures que l'utilisation de la méthode RIFF ou RIC, en prenant en compte l'influence du couplage fluide-structure à travers la courbe de tendance du nombre d'onde effectif, permet d'identifier les efforts appliqués à la structure à  $\pm 2$  dB. L'utilisation du nombre d'onde de flexion dans la méthode (RIFF ou RIC), lorsque le couplage fluide-structure n'est pas négligeable, a tendance à surestimer l'effort reconstruit.

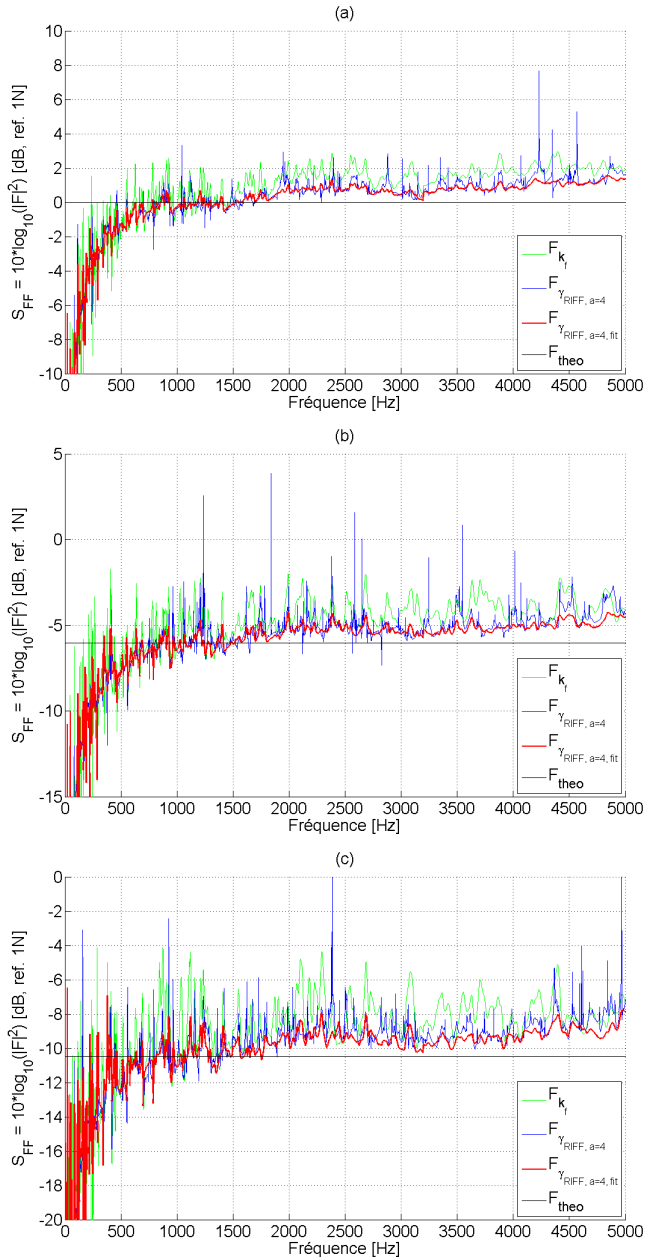


FIG. 3.16 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIFF et des différents nombres d’onde, (a) 1 N en  $x = 0.3$  m et  $y = 0.1$  m, (b) 0.5 N en  $x = 0$  m et  $y = 0.3$  m et (c) 0.3 N en  $x = 0.1$  m et  $y = -0.2$  m, dans le cas de la plaque infinie. La ligne horizontale,  $F_{theo}$ , correspond à la valeur de l’effort injecté.

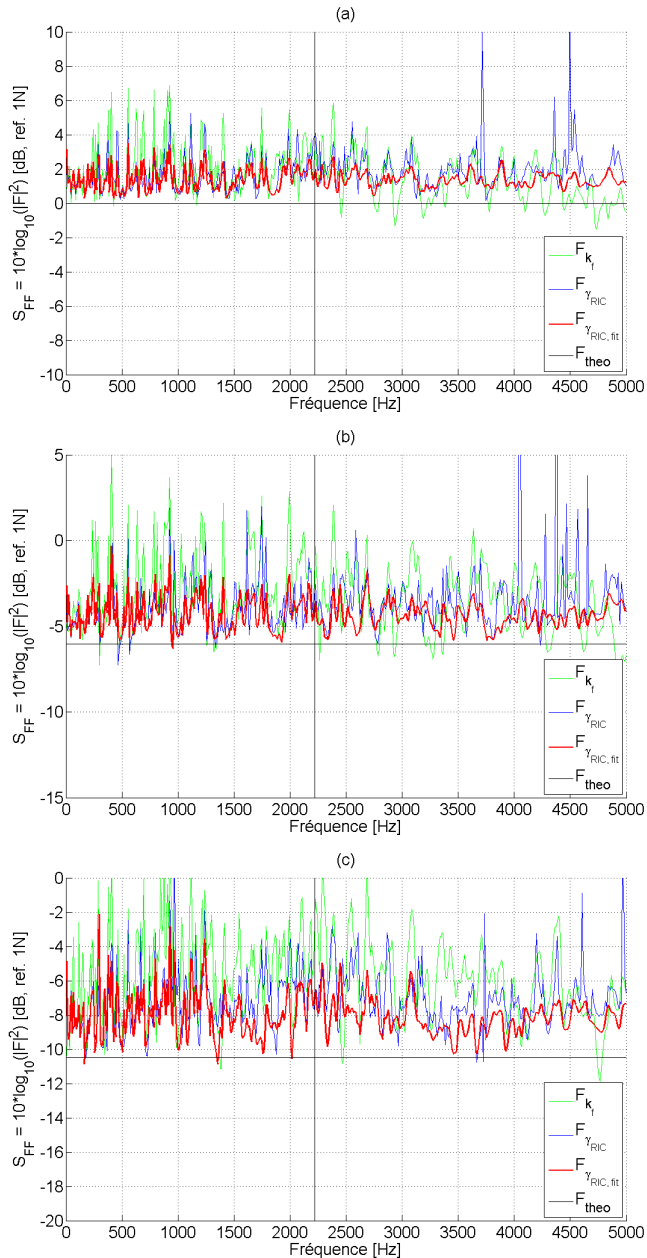


FIG. 3.17 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et des différents nombres d’onde, (a) 1 N en  $x = 0.3$  m et  $y = 0.1$  m, (b) 0.5 N en  $x = 0$  m et  $y = 0.3$  m et (c) 0.3 N en  $x = 0.1$  m et  $y = -0.2$  m, dans le cas de la plaque infinie. La ligne verticale représente la limite basse fréquence. La ligne horizontale,  $F_{theo}$ , correspond à la valeur de l’effort injecté.

### 3.4.3 Cas de la plaque finie

La prise en compte du couplage fluide-structure dans les méthodes RIFF et RIC est testée ici sur le cas d'une plaque finie, simplement supportée, bafflée dans un espace semi-infini avec la présence d'un fluide lourd d'un seul côté (voir figure 3.18).

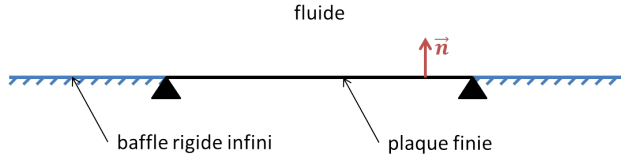


FIG. 3.18 – Schéma d'une plaque finie bafflée simplement supportée.

#### 3.4.3.1 Problème direct

La vibration de cette structure est calculée lorsqu'elle est soumise à un effort ponctuel harmonique  $F(x_0, y_0)$ .

L'équation du mouvement de la plaque s'exprime sous la forme suivante (voir equation (1.47)) :

$$D \left( \frac{\partial^4 w(x, y)}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 w(x, y)}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4 w(x, y)}{\partial x^2 \partial y^2} \right) - \rho h \omega^2 w(x, y) = F(x_0, y_0) + p_{couplage}(x, y), \quad (3.45)$$

où  $D$  est la rigidité de flexion de la plaque,  $w(x, y)$  le déplacement transversal de la plaque,  $\rho$  la masse volumique de la plaque,  $h$  l'épaisseur de la plaque et  $p_{couplage}(x, y)$  la pression due au couplage fluide-structure.

La pression due au couplage fluide-structure peut s'exprimer en fonction de l'impédance intermodale de la structure  $Z_{mnpq}(\omega)$  [60] :

$$p_{couplage}(x, y) = -j\omega \sum_{m,n} \sum_{p,q} Z_{mnpq}(\omega) a_{pq}(\omega) \phi_{mn}(x, y), \quad (3.46)$$

avec les coefficients  $a_{pq}(\omega)$  qui représentent la réponse du mode  $p, q$  et  $\phi_{mn}(x, y)$  la déformée propre de la structure de sorte que le déplacement s'exprime :

$$w(x, y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_{mn} \Phi_{mn}(x, y). \quad (3.47)$$

L'impédance intermodale de la structure s'exprime sous la forme suivante :

$$Z_{mnpq}(\omega) = \frac{\omega \rho_f}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{\phi}_{mn}(k_x, k_y) \tilde{\phi}_{pq}(-k_x, -k_y)}{\sqrt{k_{ac}^2 - k_x^2 - k_y^2}} dk_x dk_y, \quad (3.48)$$

où  $\tilde{\phi}_{mn}(k_x, k_y)$  est la transformée de Fourier spatiale bidimensionnelle de la déformée propre de la structure  $\phi_{mn}(x, y)$  :

$$\tilde{\phi}_{mn}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{mn}(x, y) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (3.49)$$

Le problème direct peut ainsi se mettre sous la forme suivante :

$$([K] - \omega^2 [M]) \{a_{mn}\} + j\omega [Z_{mnpq}] \{a_{mn}\} = \{F_{pq}\}, \quad (3.50)$$

avec  $F_{pq} = \int_S F(x_0, y_0) \phi_{pq}(x, y) dS$  la force ponctuelle harmonique dans la base modale.

La résolution du système présenté à l'équation (3.50) permet de calculer les coefficients  $a_{mn}(\omega)$  et ainsi le déplacement de la plaque finie couplée à partir de l'équation (3.47). Le problème dans la résolution de ce système est le calcul de l'impédance intermodale, qui requiert le calcul numérique de l'intégrale (3.48) qui n'a pas d'expression analytique et qui possède des indéterminations. Une alternative pour calculer le déplacement d'une plaque finie bafflée couplée à un fluide lourd, est de réaliser le calcul par éléments finis sous Comsol Multiphysics.

Pour ce faire, le modèle consiste en une plaque finie bafflée couplée à une demi-sphère de fluide entourée d'une PML (Perfectly Match Layer ou couche parfaitement absorbante), voir figure 3.19. La plaque est considérée simplement supportée et soumise à un effort ponctuel. Les caractéristiques de la simulation sont données au Tableau 3.7. Le maillage du modèle est réalisé à partir de tétraèdres libres dont la taille maximale est définie pour avoir au moins huit points par longueur d'onde.

Dans le but de vérifier le bon fonctionnement de la PML, le niveau de pression à 1000 Hz, pour une coupe dans le plan  $yz$  en  $x = 0.5$  m (centre de la plaque) est représenté en figure 3.20. Pour cette simulation, la plaque est soumise à un effort ponctuel de 1 N en  $x = 0.2$  m et  $y = 0.2$  m. On peut observer que le niveau de pression décroît rapidement dans la PML. Compte tenu de la décroissance spatiale du niveau de pression dans la PML, on peut considérer que les conditions de Sommerfeld sont respectées, et donc que la plaque rayonne dans un environnement semi-infini.

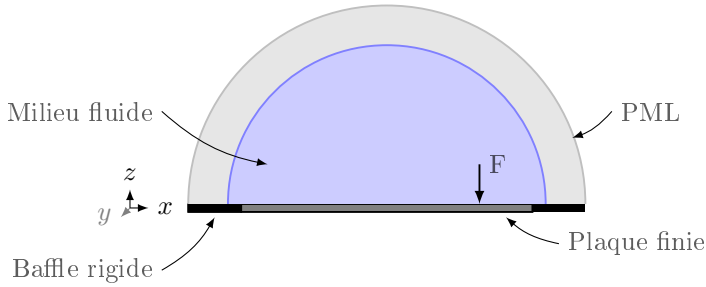
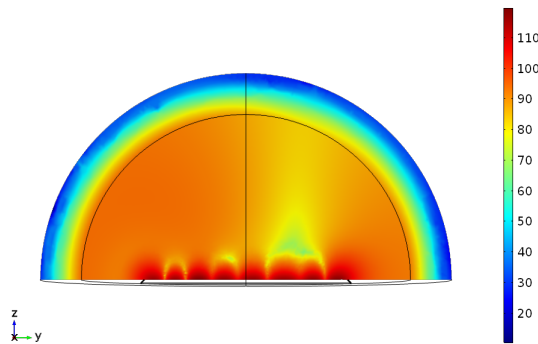


FIG. 3.19 – Schéma du modèle Comsol pour la plaque fine couplée à un fluide.

dimensions	$L_x = 1$ m et $L_y = 1$ m
épaisseur	$h = 5 \cdot 10^{-3}$ m
module d'Young complexe	$E^* = 210 \cdot 10^9 \times (1 + j0.01)$ Pa
coefficient de Poisson	$\nu = 0.28$
masse volumique	$\rho = 7850$ kg/m <sup>3</sup>
masse volumique du fluide (eau)	$\rho_f = 1000$ kg/m <sup>3</sup>
célérité des ondes dans le fluide (eau)	$c = 1500$ m/s <sup>-1</sup>
rayon demi-sphère fluide	$r_{fluide} = 0.8$ m
épaisseur PML	$L_{PML} = 0.2$ m
fréquence d'échantillonnage	$f_e = 4000$ Hz
discrétisation fréquentielle	$df = 1$ Hz
maillage plaque	$\Delta_{plaque,max} = 2.5 \cdot 10^{-2}$ m
maillage fluide	$\Delta_{fluide,max} = 9 \cdot 10^{-2}$ m

TAB. 3.7 – Paramètres de la plaque fine pour le domaine naval.

FIG. 3.20 – Niveau de pression en dB à 1000 Hz sur une coupe passant par le centre de la plaque ( $x = 0.5$  m), issue de la simulation Comsol de la plaque fine couplée à un fluide.

### 3.4.3.2 Identification de l'opérateur fluide lourd et reconstruction de l'effort

Le nombre d'onde de flexion est ici identifié à partir du calcul de la vibration de la plaque finie couplée à un fluide lourd et soumise à un effort ponctuel en  $x = 0.2$  m et  $y = 0.2$  m de 1 N. La première étape de la méthode présentée en partie 3.4.1 avec RIFF et RIC est appliquée à la vibration calculée sur la zone où il n'y a pas d'effort. Les nombres d'onde identifiés par les méthodes RIFF ( $\Delta_x = \Delta_y = 2 \cdot 10^{-2}$  m) et RIC ( $\Delta_x = \Delta_y = 0.1$  m) sont présentés en figure 3.21 pour un point du maillage.

De même que pour la plaque infinie, le couplage fluide-structure peut être vu comme une masse ajoutée. En effet l'allure des nombres d'onde effectifs prenant en compte le couplage fluide-structure obtenus avec les méthodes RIFF ( $\gamma_{RIFF, a=4}$ ) et RIC ( $\gamma_{RIC}$ ) est similaire à celle du nombre d'onde de flexion mais décalée vers les hauts nombres d'onde. L'inconvénient majeur de l'identification du nombre d'onde à partir des méthodes RIFF et RIC est leur sensibilité aux résonances du système et aux potentielles erreurs numériques qui entraîne l'apparition de pics et anti-pics sur les nombres d'onde identifiés.

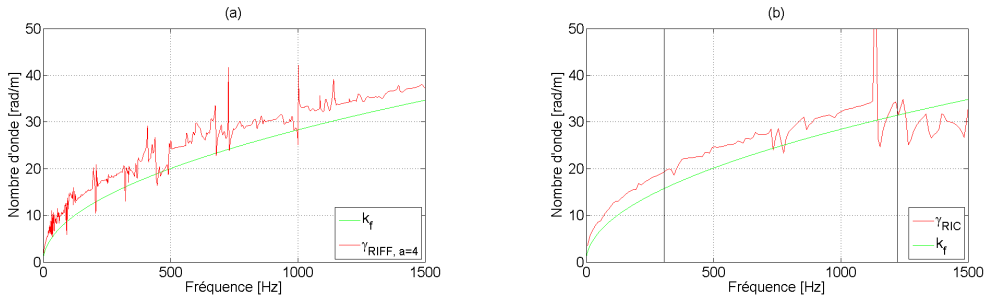


FIG. 3.21 – Nombres d'onde effectifs prenant en compte le couplage fluide-structure identifiés avec les méthodes (a) RIFF et (b) RIC (les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC), en un point du maillage, dans le cas de la plaque finie.

Comme précédemment, il est alors possible de calculer une courbe de tendance de ce nombre d'onde effectif de la forme du nombre d'onde de flexion  $k_f$ , qui permettra de "lisser" la courbe du nombre d'onde effectif identifié. Le nombre d'onde de flexion étant proportionnel à  $\sqrt{\omega}$ , on cherche à exprimer le nombre d'onde effectif  $\gamma_{fit}$  sous la même forme :

$$\gamma_{fit} = cte \times \sqrt{\omega}. \quad (3.51)$$

La constante  $cte$  est calculée en appliquant la méthode des moindres carrés sur les nombres d'onde effectifs identifiés  $\gamma_{RIFF, a=4}$  et  $\gamma_{RIC}$  qui prennent en compte le couplage fluide-structure. Les courbes de tendance obtenues sont présentées à la figure 3.22 pour



un point du maillage. Les courbes de tendance  $\gamma_{RIFF,a=4,fit}$  et  $\gamma_{RIC,fit}$  calculés à partir des nombres d'onde effectifs identifiés par RIFF,  $\gamma_{RIFF,a=4}$ , et RIC,  $\gamma_{RIC}$  permettent d'obtenir un nombre d'onde sans les pics précédemment présents (voir figure 3.21).

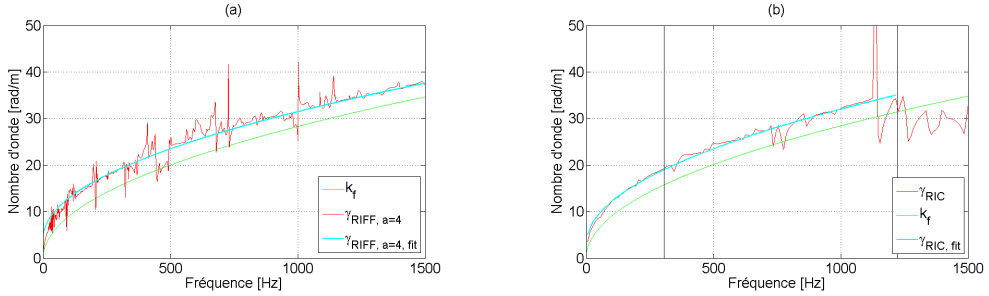


FIG. 3.22 – Courbes de tendance des nombres d'onde effectifs prenant en compte le couplage fluide-structure et identifiés avec les méthodes (a) RIFF et (b) RIC (les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC), en un point du maillage, dans le cas de la plaque finie.

Dés lors que le nombre d'onde effectif est identifié, il est possible de passer à la deuxième étape de la méthode présentée en partie 3.4.1, qui consiste à utiliser le nombre d'onde effectif identifié dans la méthode (RIFF ou RIC) pour pouvoir identifier seulement l'effort appliqué à la plaque et non la pression due au couplage fluide-structure. Les efforts reconstruits par les méthodes RIFF et RIC en utilisant les différents nombres d'onde, le nombre d'onde de flexion  $k_f$ , le nombre d'onde effectif  $\gamma_{RIFF,a=4}$  ou  $\gamma_{RIC}$  et la courbe de tendance du nombre d'onde effectif  $\gamma_{RIFF,a=4,fit}$  ou  $\gamma_{RIC,fit}$ , sont présentés aux figures 3.23 et 3.24 pour une fréquence.

Les efforts reconstruits avec les méthodes RIFF et RIC montrent que l'on a une bonne localisation de l'effort ponctuel appliqué, ici en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m. Cependant, lorsque le nombre d'onde de flexion est utilisé pour un problème avec couplage fluide-structure, la méthode est moins efficace. En effet, la localisation de l'effort est plus difficile, notamment lorsque l'on utilise la méthode RIC.

Quand le nombre d'onde effectif ( $\gamma_{RIFF,a=4}$  ou  $\gamma_{RIC}$ ) est utilisé, la localisation de l'effort est meilleure mais il reste un effort résiduel probablement dû aux pics présents sur ce nombre d'onde. L'utilisation de la courbe de tendance du nombre d'onde effectif ( $\gamma_{RIFF,a=4,fit}$  ou  $\gamma_{RIC,fit}$ ) confirme cette hypothèse. En effet, l'effort résiduel correspondant à la pression de couplage est fortement réduit, voire absent. L'effort reconstruit correspond bien à la force ponctuelle appliquée.

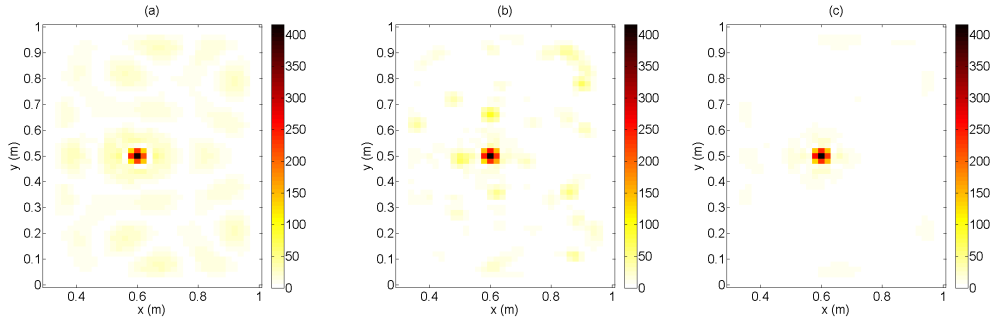


FIG. 3.23 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIFF en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $\gamma_{RIFF, a=4}$  et (c)  $\gamma_{RIFF, a=4, fit}$ , à 495 Hz, dans le cas de la plaque finie excitée par une force ponctuelle harmonique de 1 N en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m.

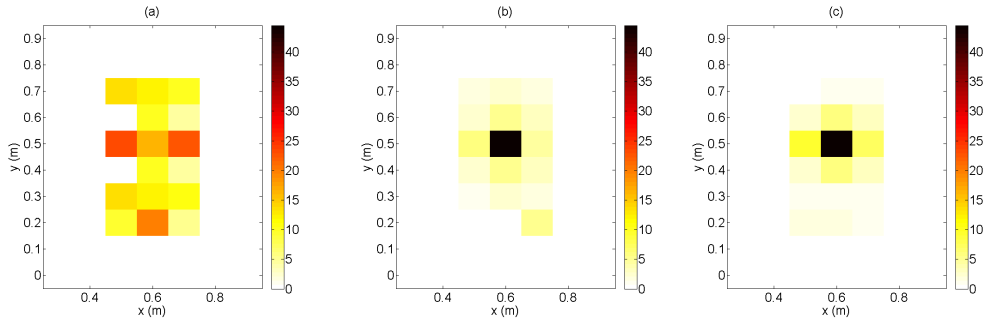


FIG. 3.24 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $\gamma_{RIC}$  et (c)  $\gamma_{RIC, fit}$ , à 495 Hz, dans le cas de la plaque finie excitée par une force ponctuelle harmonique de 1 N en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m.

La méthode permettant de prendre en compte le couplage fluide-structure, présentée en partie 3.4.1, appliquée à une plaque finie permet de correctement localiser l'effort appliqué à la structure. Pour sa quantification, il est alors nécessaire d'intégrer la distribution obtenue sur une zone autour du point d'application de l'effort.

Les spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir des méthodes RIFF et RIC sont présentés aux figures 3.25 et 3.26 respectivement. On constate que l'effort reconstruit à partir du nombre d'onde de flexion a tendance à être surestimé pour les deux méthodes. L'utilisation du nombre d'onde effectif donne une bonne approximation de l'amplitude, cependant celle-ci est légèrement plus chahutée que celle obtenue avec la courbe de tendance du nombre d'onde effectif. La méthode permettant de prendre en compte le couplage fluide-structure est ainsi validée dans le cas d'une plaque finie couplée à un fluide lourd, rayonnant dans un espace semi-infini.

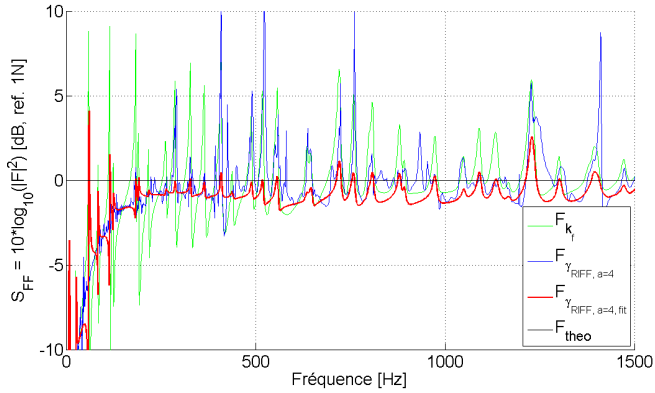


FIG. 3.25 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIFF et des différents nombres d’onde, pour un effort  $F_{theo}$  (ligne horizontale) de 1 N en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m, dans le cas de la plaque finie.

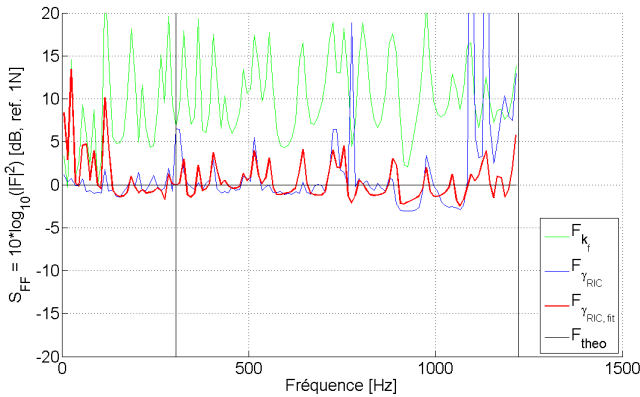


FIG. 3.26 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et des différents nombres d’onde, pour un effort  $F_{theo}$  (ligne horizontale) de 1 N en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m, dans le cas de la plaque finie. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

### 3.4.4 Cas du système plaque-cavité

Afin de se placer dans des conditions proches de celles de la validation expérimentale (grand tunnel hydrodynamique de la DGA TH), la méthode proposée (voir partie 3.4.1) est appliquée à une plaque couplée avec une cavité fermée remplie d’eau.

## 3.4.4.1 Problème direct

On considère une cavité rigide de taille  $L_x$ ,  $L_y$  et  $L_z$  selon  $x$ ,  $y$  et  $z$ . La plaque est située en  $z = L_z$  et de taille  $L_x \times L_y$  (voir figure 3.27). Le système plaque-cavité a été étudié dans la littérature, notamment par Maxit [63], Fahy *et al.* [64] et Howard *et al.* [65].

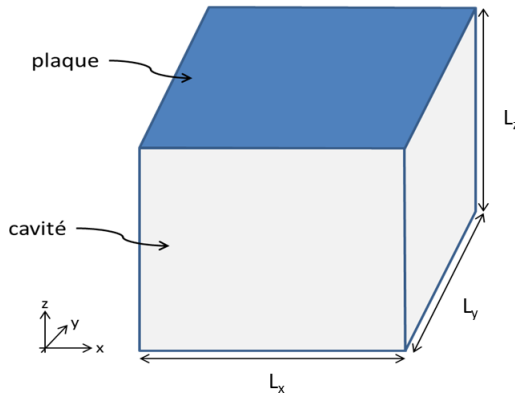


FIG. 3.27 – Schéma du système plaque cavité.

La pression dans la cavité est décrite par l'équation d'onde inhomogène :

$$\nabla^2 p(x, y, z, t) - \frac{\partial^2 p(x, y, z, t)}{c^2 \partial t^2} = -\rho_f \frac{\partial q(x_1, y_1, z_1, t)}{\partial t}, \quad (3.52)$$

avec  $q((x_1, y_1, z_1, t)$  le débit d'une source monopolaire,  $\rho_f$  la masse volumique du fluide,  $c$  la célérité du son dans le fluide et  $p((x, y, z, t)$  la pression dans la cavité. Les vibrations aux frontières sont représentées comme des sources de débit volumique  $q_b$  :

$$q_b(x, y, L_z, t) = -\frac{\partial w(x, y, L_z, t)}{\partial t} \delta(z - L_z), \quad (3.53)$$

avec  $w$  le déplacement normal à la plaque. L'équation d'onde devient :

$$\nabla^2 p(x, y, z, t) - \frac{\partial^2 p(x, y, z, t)}{c^2 \partial t^2} = -\rho_f \frac{\partial q(x_1, y_1, z_1, t)}{\partial t} + \rho_f \frac{\partial^2 w(x, y, L_z, t)}{\partial t^2} \delta(z - L_z). \quad (3.54)$$

La pression peut s'écrire comme une somme sur les modes propres de la cavité :

$$p(x, y, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} p_n(t) \Psi_n(x, y, z), \quad (3.55)$$

où  $\Psi_n(x, y, z)$  sont les déformées propres de la cavité et  $p_n(t)$  la pression projetée sur les modes propres de la cavité :

$$p_n(t) = \int p(x, y, z, t) \Psi_n(x, y, z) \, dV. \quad (3.56)$$

L'équation d'onde peut alors se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \sum_n -k_n^2 p_n(t) \Psi_n(x, y, z) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_n(t)}{\partial t^2} \Psi_n(x, y, z) = \\ - \rho_f \frac{\partial q(x_1, y_1, z_1, t)}{\partial t} + \rho_f \frac{\partial^2 w(x, y, L_z, t)}{\partial t^2} \delta(z - L_z). \end{aligned} \quad (3.57)$$

Après multiplication par une déformée propre particulière,  $\Psi_m(x, y, z)$  et application de la propriété d'orthogonalité des modes, on obtient :

$$\frac{\partial^2 p_n(t)}{\partial t^2} + \omega_n^2 p_n(t) = \frac{\rho_f c^2}{\Lambda_n} \left( Q'_n(t) - \int_S \frac{\partial^2 w(x, y, L_z, t)}{\partial t^2} \Psi_n(x, y, L_z) \, dS \right), \quad (3.58)$$

avec le débit généralisé  $Q'_n(t) = \int_S \frac{\partial q(x_1, y_1, z_1, t)}{\partial t} \Psi_n(x, y, L_z) \, dS$ ,

$$\Lambda_n = \int_V \Psi_n^2(x, y, L_z) \, dV \text{ et } \Psi_n(x, y, L_z) = \int \Psi_n(x, y, z) \delta(z - L_z) \, dz.$$

Le champ de déplacement  $w$  peut être décomposé sur les modes propres de la plaque,  $\Phi_p$  :

$$w(x, y, L_z, t) = \sum_{p=0}^{\infty} w_p(t) \Phi_p(x, y, L_z). \quad (3.59)$$

L'équation peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial^2 p_n(t)}{\partial t^2} + \omega_n^2 p_n(t) = \frac{\rho_f c^2}{\Lambda_n} \left( Q'_n(t) - \int_S \sum_p \frac{\partial^2 w_p(t)}{\partial t^2} \Phi_p(x, y, L_z) \Psi_n(x, y, L_z) \, dS \right). \quad (3.60)$$

En régime harmonique, l'équation devient :

$$- \omega^2 p_n + \omega_n^2 p_n = \frac{\rho_f c^2}{\Lambda_n} \left( j\omega Q_n + \omega^2 \sum_p w_p C_{pn} \right), \quad (3.61)$$

avec le terme de couplage  $C_{pn} = \int_S \Phi_p(x, y, L_z) \Psi_n(x, y, L_z) \, dS$ .

La vibration de la plaque est décrite par l'équation du mouvement :

$$D\nabla^4 w(x, y, L_z, t) + \rho h \frac{\partial^2 w(x, y, L_z, t)}{\partial t^2} = F(x_0, y_0, L_z) + p(x, y, L_z, t), \quad (3.62)$$

avec  $D$  la rigidité de flexion,  $\rho$  la masse volumique de la plaque,  $h$  l'épaisseur de la plaque,  $F(x_0, y_0, L_z)$  un effort extérieur ponctuel harmonique et  $p(x, y, L_z, t)$  la pression dans la cavité.

Après projection sur les modes propres de la plaque et application de la propriété d'orthogonalité des modes, l'équation devient :

$$\omega_p^2 w_p + \frac{\partial^2 w_p}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho h \Lambda_p} \left( F_p + \int_S p(x, y, L_z, t) \Phi_p(x, y, L_z) \, dS \right), \quad (3.63)$$

avec  $\Lambda_p = \int_S \Phi_p^2(x, y, L_z) \, dS$  et  $F_p = \int_S F(x_0, y_0, L_z) \Phi_p(x, y, L_z) \, dS$ .

A partir de (3.55) et en se plaçant en régime harmonique, on obtient :

$$(\omega_p^2 - \omega^2) w_p = \frac{1}{\rho h \Lambda_p} \left( F_p + \sum_n p_n C_{pn} \right). \quad (3.64)$$

On a donc deux équations couplées, (3.61) et (3.64), qui sous forme matricielle donnent :

$$\begin{bmatrix} Z_{11} & -C \\ -\omega^2 C^T & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W \\ P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{F} \\ Q' \end{bmatrix}, \quad (3.65)$$

avec

$$Z_{11} = \text{diag}((\omega_p^2 - \omega^2) \rho h \Lambda_p),$$

$$Z_{22} = \text{diag}((\omega_n^2 - \omega^2) \frac{\Lambda_n}{\rho_f c^2}),$$

$$C = [C_{pn}],$$

$$W = [w_1 \ w_2 \ \dots \ w_p],$$

$$P = [p_1 \ p_2 \ \dots \ p_n],$$

$$\tilde{F} = [F_1 \ F_2 \ \dots \ F_n],$$

$$Q' = j\omega [Q_1 \ Q_2 \ \dots \ Q_n].$$

La pression  $p$  et le déplacement  $w$  sont obtenus en inversant le système (3.65) :

$$\begin{bmatrix} W \\ P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & -C \\ -\omega^2 C^T & Z_{22} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{F} \\ Q' \end{bmatrix}. \quad (3.66)$$

Le calcul de la vibration de la cavité est réalisé selon la méthode décrite précédemment et à partir des paramètres présentés dans le Tableau 3.8.

dimensions	$L_x = 1 \text{ m}$ , $L_y = 1 \text{ m}$ et $L_z = 1 \text{ m}$
épaisseur	$h = 8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
module d'Young	$E = 210 \cdot 10^9 \text{ Pa}$
coefficient de Poisson	$\nu = 0.28$
masse volumique	$\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$
amortissement plaque	$\xi_{plaque} = 0.01$
masse volumique du fluide (eau)	$\rho_f = 1000 \text{ kg/m}^3$
célérité des ondes dans le fluide (eau)	$c = 1500 \text{ m/s}^{-1}$
amortissement fluide	$\xi_{fluide} = 0.001$
fréquence d'échantillonnage	$f_e = 2000 \text{ Hz}$
discrétisation spatiale	$\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$
Nombre de modes de plaque	$N_{m,plaque} \times N_{n,plaque} = 15 \times 15$
Nombre de modes de cavité	$N_{m,cavite} \times N_{n,cavite} \times N_{p,cavite} = 16 \times 16 \times 15$

TAB. 3.8 – Paramètres du système plaque-cavité pour le domaine naval.

### 3.4.4.2 Identification de l'opérateur fluide lourd et reconstruction de l'effort

Pour identifier le nombre d'onde, le calcul de la vibration est réalisé pour le système plaque-cavité, lorsque la plaque est excitée par un effort ponctuel de 1 N en  $x = 0.2 \text{ m}$  et  $y = 0.2 \text{ m}$ . De la même façon que pour la plaque finie ou infinie, les méthodes RIFF et RIC sont appliquées sur une zone où il n'y a pas d'effort. Les nombres d'onde effectifs identifiés par les méthodes RIFF et RIC sont présentés à la figure 3.28.

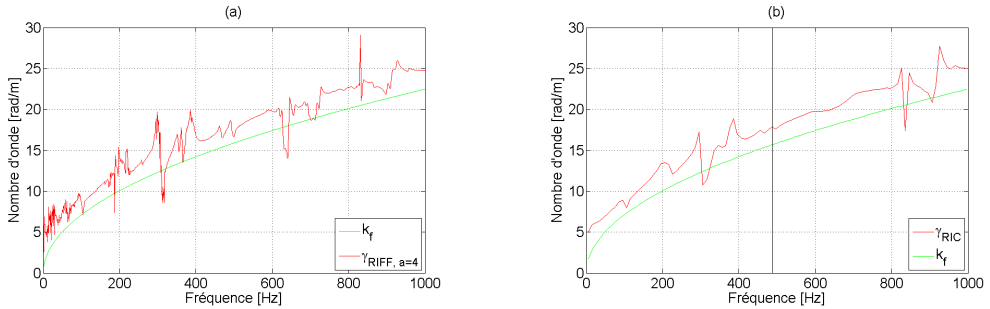


FIG. 3.28 – Nombres d'onde effectifs prenant en compte le couplage fluide-structure identifiés avec les méthodes (a) RIFF et (b) RIC (la ligne verticale représente la limite basse fréquence de la méthode RIC), en un point du maillage, dans le cas du système plaque-cavité.

Les nombres d'onde effectifs identifiés présentent un décalage vers les hauts nombres d'onde du nombre d'onde de flexion  $k_f$ . En effet, l'allure du nombre d'onde effectif

identifié est la même que celle du nombre d'onde de flexion excepté en  $f = 0$  Hz où le nombre d'onde effectif est non nul contrairement à  $k_f$ . La valeur non nulle du nombre d'onde effectif à  $f = 0$  Hz est due à la présence de la cavité.

Pour réduire les pics présents sur les nombres d'onde effectifs identifiés, il est possible de calculer une courbe de tendance de ces nombres d'onde en utilisant les moindres carrés pour l'exprimer sous la forme suivante :

$$\gamma_{fit} = cte_1 \times \sqrt{\omega} + cte_2, \quad (3.67)$$

où les constantes  $cte_1$  et  $cte_2$  sont déterminées avec les moindres carrés.

Les courbes de tendance des nombres d'onde prenant en compte le couplage fluide-structure sont présentées en figure 3.29. Elles permettent d'obtenir un nombre d'onde effectif "lissé", c'est-à-dire sans les pics présents sur les nombres d'onde effectifs identifiés par RIFF,  $\gamma_{RIFF,a=4}$  et RIC,  $\gamma_{RIC}$ , tout en conservant leur allure.

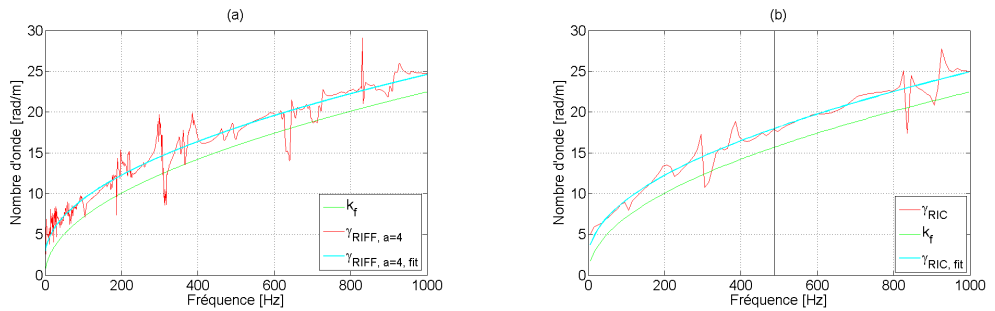


FIG. 3.29 – Courbes de tendance des nombres d'onde effectifs prenant en compte le couplage fluide-structure identifiés avec les méthodes (a) RIFF et (b) RIC (la ligne verticale représente la limite basse fréquence de la méthode RIC), en un point du maillage, dans le cas du système plaque-cavité.

A partir des nombres d'onde effectifs identifiés, les efforts sont reconstruits en appliquant la méthode RIFF ou RIC avec ces nombres d'onde. Les distributions de forces reconstruites par les méthodes RIFF et RIC, en utilisant soit le nombre de flexion,  $k_f$ , soit le nombre d'onde effectif,  $\gamma_{RIFF,a=4}$  ou  $\gamma_{RIC}$ , soit la courbe de tendance du nombre d'onde effectif,  $\gamma_{RIFF,a=4,fit}$  ou  $\gamma_{RIC,fit}$ , sont présentées aux figures 3.30 et 3.31.

Les résultats obtenus sont similaires à ceux de la plaque finie ou infinie. En effet, la distribution de force reconstruite avec le nombre d'onde de flexion présente bien un maximum au niveau où l'effort est appliqué,  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m, mais aussi un effort résiduel non négligeable qui correspond à la pression due au couplage fluide-structure sur l'ensemble de la plaque. L'utilisation du nombre d'onde effectif permet de réduire cet effort résiduel, mais les pics présents sur ce nombre d'onde entraînent des erreurs au



niveau de l'effort reconstruit. Lorsque la courbe de tendance du nombre d'onde effectif est utilisée, l'effort résiduel est nettement réduit et les erreurs sur la reconstruction de l'effort ne sont plus visibles. La courbe de tendance du nombre d'onde de flexion permet donc d'obtenir l'effort ponctuel appliqué.

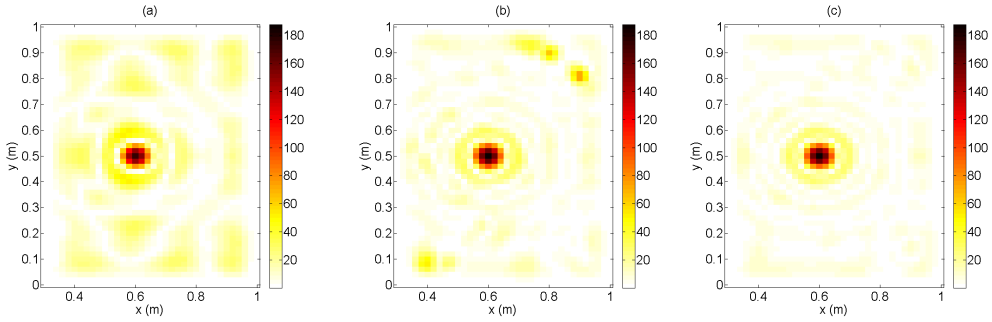


FIG. 3.30 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIFF en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $\gamma_{RIFF,a=4}$  et (c)  $\gamma_{RIFF,a=4,fit}$ , à 696 Hz, dans le cas du système plaque-cavité soumis à un effort ponctuel harmonique de 1 N en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m.

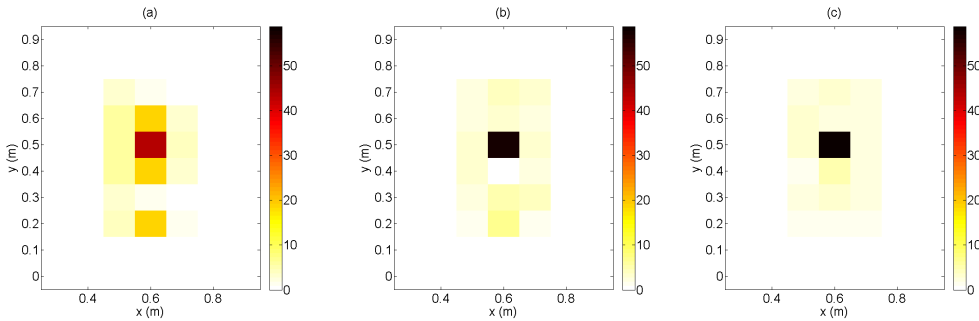


FIG. 3.31 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $\gamma_{RIC}$  et (c)  $\gamma_{RIC,fit}$ , à 696 Hz, dans le cas du système plaque-cavité soumis à un effort ponctuel harmonique de 1 N en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m.

L'amplitude de l'effort est maintenant reconstruite en intégrant sur une petite zone autour du maximum d'amplitude de la distribution de force obtenue. Les spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir des méthodes RIFF et RIC sont présentés aux figures 3.32 et 3.33. Les amplitudes obtenues à partir de la force reconstruite avec la courbe de tendance du nombre d'onde effectif identifié correspondent à celle de l'effort injecté. Le nombre d'onde effectif identifié permet lui aussi d'identifier correctement l'effort, mais l'amplitude obtenue est plus chahutée, ce qui est dû aux pics présents sur ce nombre d'onde. L'effort reconstruit à partir du nombre d'onde de flexion a lui, tendance à être surestimé.

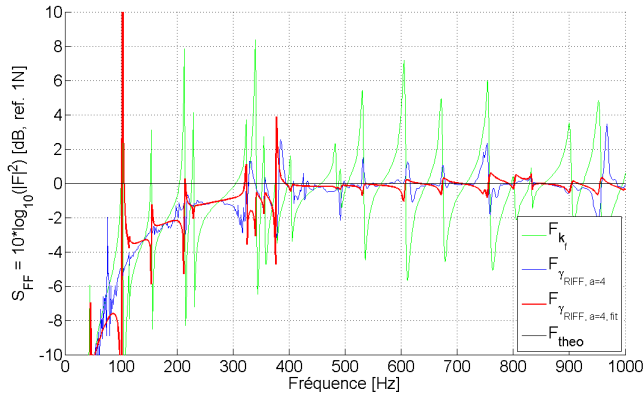


FIG. 3.32 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIFF et des différents nombres d'onde, pour un effort  $F_{theo}$  (ligne horizontale) de 1 N en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m, dans le cas de la plaque couplée à une cavité.

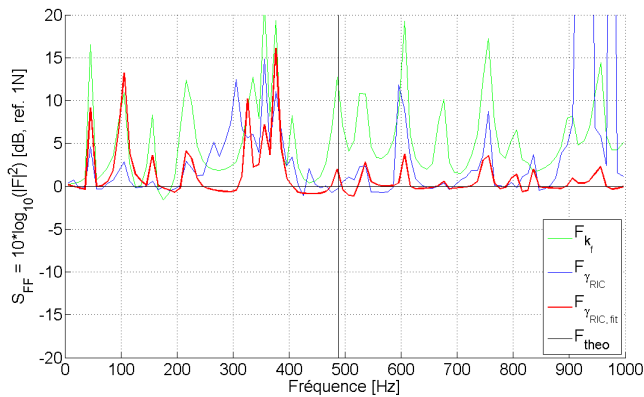


FIG. 3.33 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et des différents nombres d'onde, pour un effort  $F_{theo}$  (ligne horizontale) de 1 N en  $x = 0.6$  m et  $y = 0.5$  m, dans le cas de la plaque couplée à une cavité. La ligne verticale représente la limite basse fréquence.

## 3.5 Campagne de mesures DGA TH

Cette partie présente une validation expérimentale de l'étude précédente pour une application au domaine naval. Cette validation a été réalisée à la DGA TH dans le grand tunnel hydrodynamique, lors d'une collaboration avec un doctorant, Sylvain Amailland, dont les travaux portent sur la caractérisation de sources en écoulement d'eau confiné [66]. Des mesures ont été réalisées en air sans écoulement et en eau sans écoulement et pour différentes vitesses d'écoulement. Seules les méthodes RI et RIC sont appliquées aux mesures vibratoires obtenues. En effet, le filtrage présent dans la méthode RIFF requiert une mesure sur une grande zone pour pouvoir être appliqué.

### 3.5.1 Dispositif expérimental

Le Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) de la DGA TH est un tunnel en circuit fermé d'eau déminéralisée et décarbonatée. Le tunnel mesure 2 m de large, 1.35 m de hauteur et 10 m de long avec 33 grands hublots en plexiglas. Pour plus de détails concernant les caractéristiques du tunnel, le lecteur est invité à lire les travaux de Briançon *et al.* [67] ainsi que ceux de Fréchet *et al.* [68]. Pour cette campagne de mesures, l'un des hublots en plexiglas a été remplacé par un hublot en aluminium de 2 cm d'épaisseur. Les mesures vibratoires ont été réalisées à l'aide d'une antenne d'accéléromètres collés sur ce hublot en aluminium (voir figure 3.34). Des mesures de pressions ont aussi été réalisées lors de cette campagne de mesures à partir de trois antennes d'hydrophones placées en U. Dans cette étude nous nous intéresserons seulement aux mesures vibratoires.

L'antenne est composée de 59 accéléromètres espacés de 7 cm, représentés par des croix sur la figure 3.35. L'application des méthodes RI et RIC sur ces 59 points de mesure permet une reconstruction de l'effort en 23 points représentés par des croix rouges. L'espacement inter-capteur de 7 cm permet d'identifier l'effort sur une bande

de fréquences située entre 2496 Hz et 9983 Hz  $\left( f_{min}(\Delta) = \frac{\pi}{8\Delta^2} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}} \right)$  et

$$f_{max}(\Delta) = \frac{\pi}{2\Delta^2} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}.$$

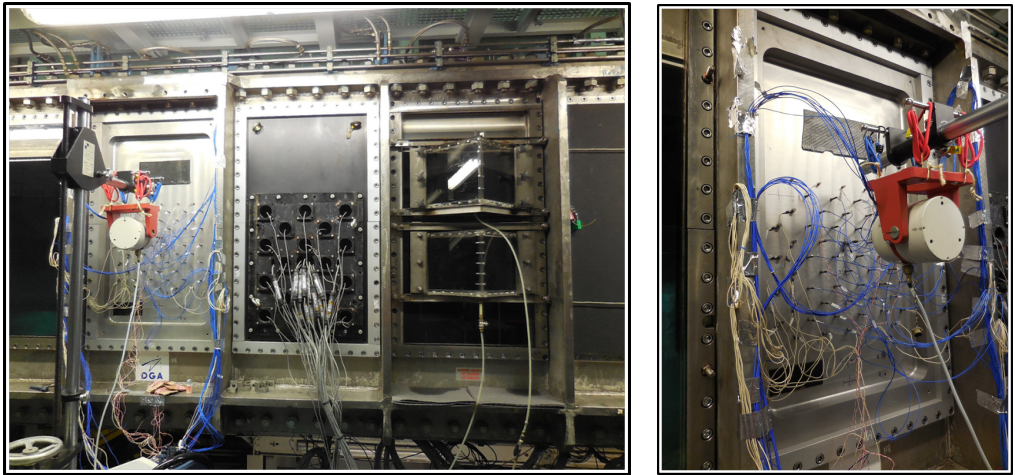


FIG. 3.34 – Photographies du dispositif expérimental.

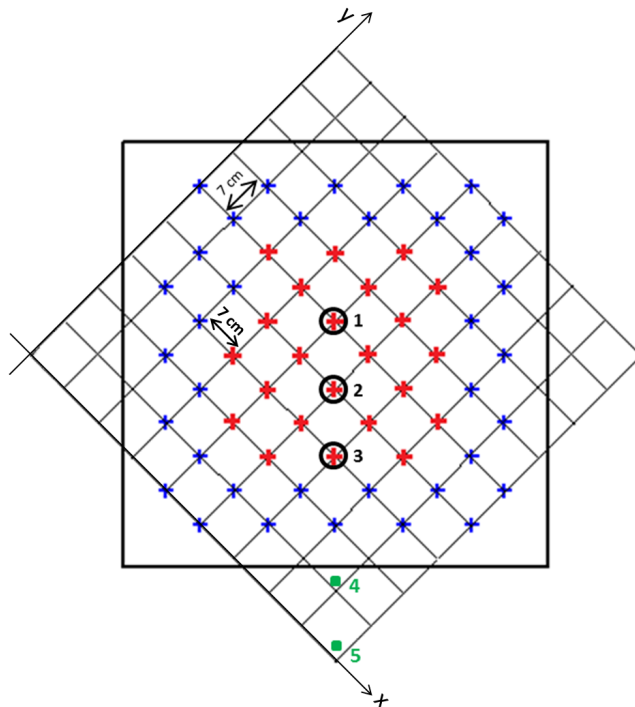


FIG. 3.35 – Schéma de l'antenne de capteurs. Les croix correspondent aux positions des capteurs avec en rouge les points où l'effort peut être reconstruit par les méthodes RI et RIC. Les points 1, 2, 3, 4 et 5 sont les différentes positions d'excitation.

Lors de cette campagne de mesures, différentes configurations ont été étudiées :

1. Mesures sans écoulement :

- excitation avec un pot vibrant :

mesures vibratoires réalisées en eau et en air avec un effort ponctuel (pot vibrant). L'excitation est un bruit blanc appliqué en un point de la plaque. Les mesures ont été réalisées pour différents points d'excitation, repérés par 1, 2, 3, 4 et 5 sur la figure 3.35, sur une durée de une minute. Les champs de déplacement obtenus à partir des points d'excitation 4 et 5 (en dehors de l'antenne) permettent d'identifier un nombre d'onde qui correspond soit au nombre d'onde de flexion de la plaque pour les mesures en air, soit au nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure pour les mesures en eau. Les champs vibratoires obtenus lorsque la plaque est excitée aux points 1, 2 et 3, permettent de reconstruire l'effort à partir des nombres d'onde identifiés. La validation de la méthode se fait d'une part sur l'aspect localisation et d'autre part sur l'aspect quantitatif en comparant l'effort reconstruit et l'effort injecté. L'effort injecté est mesuré à l'aide d'une tête d'impédance qui vient remplacer un accéléromètre lorsque l'excitation est sur un point de l'antenne (points 1, 2 et 3).

- excitation avec une source acoustique (hydrophone sphérique) dans la veine : mesures de pression et vibratoires (synchrones) réalisées en eau, pour différents types d'excitation : bruit blanc (durée 20 s), Barker (durée 20 s) et sinus (730 Hz, 2496 Hz, 4380 Hz et 8910 Hz à la suite, d'une durée totale de 1 min). Des mesures ont été réalisées pour différentes positions de la source (position haute à position haute moins 104 cm par pas de 5 cm) et pour différents angles (0°, 30° et 90°). En plus des mesures réalisées à partir des antennes d'accéléromètres et d'hydrophones, un vibromètre laser focalisé sur la source a été utilisé pour mesurer la source acoustique.

2. Mesures en eau avec écoulement :

mesures de pression et vibratoires (synchrones) en eau, avec une source acoustique (hydrophone profilé) dans la veine, pour différentes vitesses d'écoulement (0 m/s, 4 m/s, 7 m/s et 10 m/s). De même que pour les mesures sans écoulement avec la source acoustique, un vibromètre laser focalisé sur l'hydrophone profilé est utilisé pour mesurer la source acoustique. Ces mesures sont réalisées pour différents types de signaux : bruit blanc (durée 1 min), barker (durée 1 min) et sinus plus bruit blanc (730 Hz, 2496 Hz, 4380 Hz et 8910 Hz simultanés, durée 1 min). Lorsque l'excitation de type sinus plus bruit blanc est utilisée, des mesures sont réalisées pour différents gains de la source (de 28 dB à 58 dB par pas de 3 dB). La modification du gain de la source acoustique permet d'avoir un niveau inférieur ou supérieur à celui de l'écoulement.

Dans cette étude, nous nous intéresserons aux mesures vibratoires réalisées avec

l'excitation au pot vibrant sans écoulement et à celles réalisées en écoulement.

Les données mesurées par les accéléromètres correspondent à des accélérations en fonction du temps avec une fréquence d'échantillonnage de 40 kHz. Pour pouvoir appliquer les méthodes RI et RIC sur ces mesures, un premier post-traitement est effectué. Il consiste à calculer la matrice interspectrale des accélérations mesurées avec les différents capteurs, en utilisant une fenêtre de Hanning de largeur 40 000 points (soit 60 moyennes) pour les données utilisées pour identifier le nombre d'onde et 4000 points (soit 600 moyennes) pour les autres données. En effet lors de l'utilisation de la méthode RIC, pour identifier le nombre d'onde effectif du système, une méthode itérative est utilisée et des moyennes sont réalisées sur 10 points selon l'axe fréquentiel (voir annexe A). Les différentes largeurs de fenêtre de Hanning permettent d'obtenir les mêmes dimensions pour le nombre d'onde identifié et l'accélération permettant de reconstruire l'effort. Une fois la matrice interspectrale calculée, les accélérations sont obtenues dans le domaine fréquentiel en utilisant une référence de phase.

### 3.5.2 Mesures sans écoulement

Les mesures réalisées sans écoulement et avec une excitation au pot vibrant ont pour objectif de valider la méthode proposée pour la prise en compte du couplage fluide-structure présentée en partie 3.4.1. La méthode est tout d'abord appliquée sur les mesures en air, puis ensuite, sur celles faites en eau.

#### 3.5.2.1 Résultats en air

Dans un premier temps, les champs de vibrations obtenus en air, lorsque l'excitation est aux points 4 et 5, sont utilisés pour identifier le nombre d'onde de flexion de la plaque. L'identification du nombre d'onde à partir de deux points d'excitation différents permet de mettre en avant la non dépendance du nombre d'onde à la position d'excitation. Les nombres d'onde identifiés lorsque l'excitation est aux points 4,  $k_{f,RIC,pt4}$  et 5,  $k_{f,RIC,pt5}$  sont comparés au nombre d'onde de flexion théorique  $k_f$  calculé à partir des paramètres caractéristiques de la plaque en aluminium utilisée (voir Tableau 3.9 et figure 3.36).

épaisseur	$h = 2 \cdot 10^{-2}$ m
module d'Young	$E = 70 \cdot 10^9$ Pa
coefficient de Poisson	$\nu = 0.33$
masse volumique	$\rho = 2700$ kg/m <sup>3</sup>

TAB. 3.9 – Paramètres caractéristiques de la plaque en aluminium utilisée lors de la campagne de mesures DGA.

Les nombres d'onde identifiés par la méthode RIC, présentés en figure 3.36 en un point du maillage, sont similaires au nombre d'onde de flexion de la plaque sur la gamme de fréquences étudiée (entre 2496 Hz et 9983 Hz). De plus, on peut constater que le nombre d'onde identifié à partir de l'excitation au point 4,  $k_{f,RIC,pt4}$ , est similaire à celui obtenu lorsque l'excitation est au point 5,  $k_{f,RIC,pt5}$ . Le nombre d'onde identifié ne dépend donc pas du point d'excitation.

L'inconvénient du nombre d'onde identifié est la présence de pics qui peuvent être liés aux résonances du système (plaque couplée au tunnel) ou à des erreurs numériques. Pour réduire ces pics, il est proposé de calculer une courbe de tendance du nombre d'onde identifié de la forme du nombre d'onde de flexion :

$$k_{f,fit} = cte_1 \times \sqrt{\omega}, \quad (3.68)$$

où la constante  $cte_1$  est déterminée en appliquant les moindres carrés sur le domaine de validité de la méthode (2496 Hz - 9983 Hz).

Les courbes de tendance obtenues sont présentées en figure 3.37. Elles permettent de "lisser" les courbes des nombres d'onde identifiés par la méthode RIC tout en conservant leur allure. Les deux courbes de tendance obtenues (à partir de l'excitation aux points 4 et 5) sont quasiment identiques au nombre d'onde de flexion théorique de la plaque.

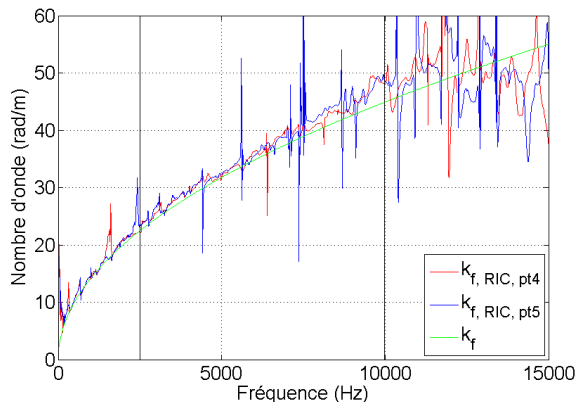


FIG. 3.36 – Nombres d'onde de flexion identifiés avec la méthode RIC, en un point du maillage, pour deux points d'excitation, points 4 et 5, (les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC).

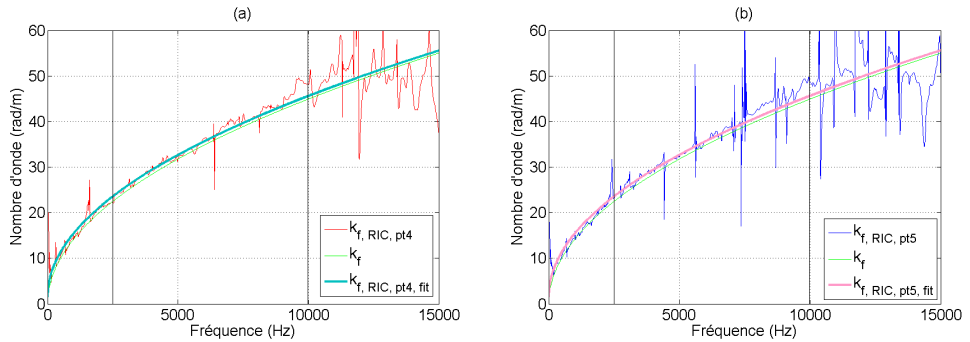


FIG. 3.37 – Courbes de tendance des nombres d’onde de flexion identifiés avec la méthode RIC, en un point du maillage, pour deux points d’excitation, (a) points 4 et (b) 5, (les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC).

Après avoir identifié le nombre d’onde de flexion, celui-ci est introduit dans la méthode RIC pour reconstruire l’effort appliqué à la plaque. Étant donné que le nombre d’onde ne dépend pas du point d’excitation (couplage faible), on utilisera dans la suite uniquement le nombre d’onde identifié à partir de l’excitation au point 4 ( $k_{f,RIC,pt4}$ ). La reconstruction de l’effort est réalisée pour trois champs vibratoires correspondant à trois points d’excitation (1, 2 et 3 sur la figure 3.35). Les pressions reconstruites à partir des différents nombres d’onde (nombre d’onde de flexion théorique  $k_f$ , nombre d’onde identifié par RIC  $k_{f,RIC,pt4}$  et courbe de tendance du nombre d’onde identifié  $k_{f,RIC,pt4,fit}$ ) sont présentées aux figures 3.38, 3.39 et 3.40, respectivement lorsque l’effort est appliqué aux points 1, 2 et 3.

Les distributions de force reconstruites avec le nombre d’onde de flexion théorique ou la courbe de tendance du nombre d’onde de flexion identifié par RIC sont similaires. L’effort est facilement localisable pour les trois positions d’excitation. L’utilisation directe du nombre d’onde identifié donne elle aussi de bons résultats mais sur certains cas, l’influence des pics présents se ressent sur la reconstruction de l’effort, notamment sur la figure 3.40(b) où l’effort est difficilement localisé.

Une reconstruction quantitative de l’effort est proposée aux figures 3.41, 3.42 et 3.43 lorsque l’excitation est respectivement appliquée aux points 1, 2 et 3. Les efforts sont reconstruits en intégrant la distribution de force sur toute la zone étudiée. On constate une bonne concordance entre la force mesurée avec la tête d’impédance et celle reconstruite par la méthode RIC en utilisant les différents nombres d’onde et pour les différents points d’excitation.



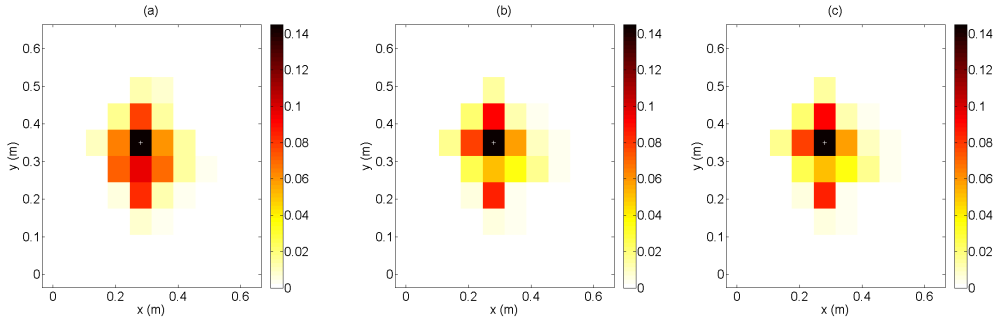


FIG. 3.38 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $k_{f,RIC,pt4}$  et (c)  $k_{f,RIC,pt4,fit}$ , à 5000 Hz lorsque l'excitation est au point 1 (croix blanche), lors de mesures sans écoulement en air.

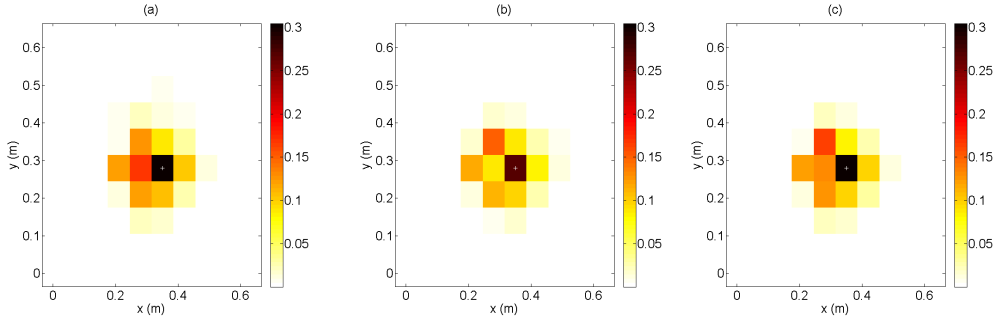


FIG. 3.39 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $k_{f,RIC,pt4}$  et (c)  $k_{f,RIC,pt4,fit}$ , à 5000 Hz lorsque l'excitation est au point 2 (croix blanche), lors de mesures sans écoulement en air.

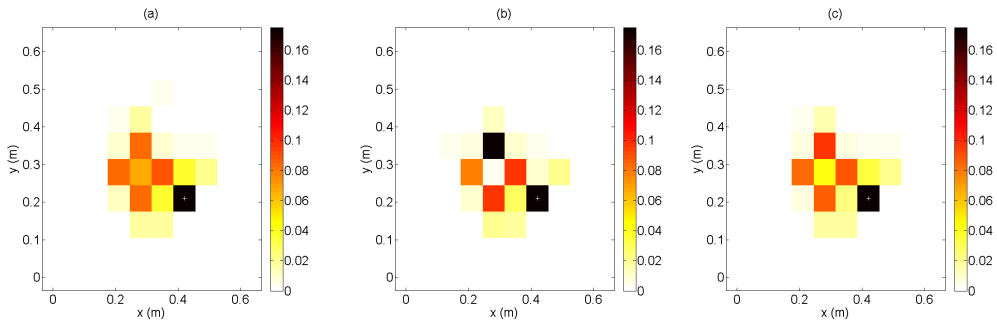


FIG. 3.40 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $k_{f,RIC,pt4}$  et (c)  $k_{f,RIC,pt4,fit}$ , à 5000 Hz lorsque l'excitation est au point 3 (croix blanche), lors de mesures sans écoulement en air.

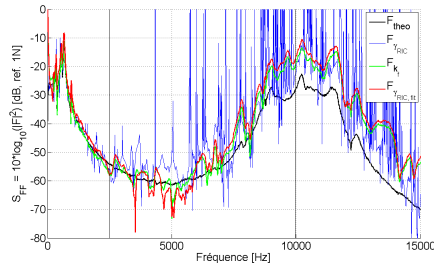


FIG. 3.41 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et des différents nombres d'onde, pour un effort ponctuel en position 1, lors de mesures en air, sans écoulement. L'effort  $F_{theo}$  correspond à celui mesuré par la tête d'impédance. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

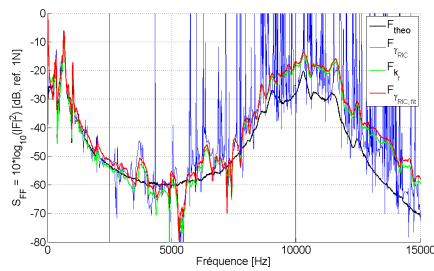


FIG. 3.42 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et des différents nombres d'onde, pour un effort ponctuel en position 2, lors de mesures en air, sans écoulement. L'effort  $F_{theo}$  correspond à celui mesuré par la tête d'impédance. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

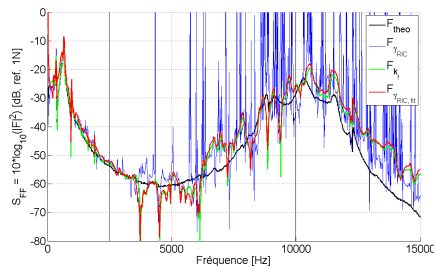


FIG. 3.43 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et des différents nombres d'onde, pour un effort ponctuel en position 3, lors de mesures en air, sans écoulement. L'effort  $F_{theo}$  correspond à celui mesuré par la tête d'impédance. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

### 3.5.2.2 Résultats en eau

La méthode étant validée pour des mesures en air, elle est ensuite testée avec le même protocole de mesure, mais en eau. Le nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure est identifié à partir des champs de vibration obtenus pour deux points d'excitations différents (points 4 et 5). La figure 3.44 présente une comparaison des nombres d'onde effectifs identifiés par RIC  $\gamma_{RIC,pt4}$  et  $\gamma_{RIC,pt5}$ , en un point de l'antenne, avec le nombre d'onde de flexion théorique  $k_f$  calculé à partir des paramètres caractéristiques présentés au Tableau 3.9.

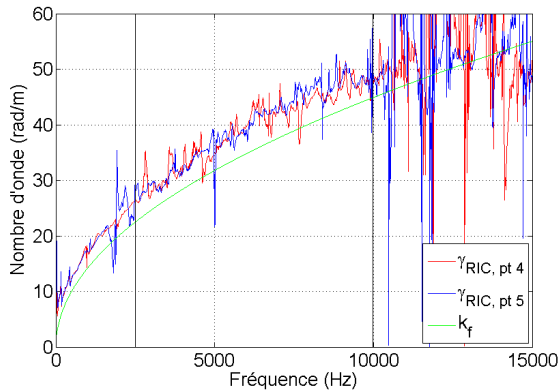


FIG. 3.44 – Nombres d'onde effectifs identifiés avec la méthode RIC, en un point du maillage, pour deux points d'excitation, points 4 et 5, (les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC).

Comme présenté pour les résultats de simulation avec couplage fluide-structure, le nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure est décalé vers les hauts nombres d'onde en comparaison du nombre d'onde de flexion. Ce décalage correspond à un effet de masse ajoutée par le fluide. On peut aussi constater que les nombres d'onde effectifs identifiés à partir de l'excitation appliquée au point 4,  $\gamma_{RIC,pt4}$ , et au point 5,  $\gamma_{RIC,pt5}$ , sont similaires, et donc que le nombre d'onde effectif identifié ne dépend pas du point d'excitation.

Pour lisser les nombres d'onde de flexion obtenus, il est proposé de calculer une courbe de tendance du nombre d'onde effectif identifié par RIC à partir de la forme du nombre d'onde de flexion :

$$\gamma_{fit} = cte_1 \times \sqrt{\omega}, \quad (3.69)$$

où la constante  $cte_1$  est déterminée en appliquant les moindres carrés sur le domaine de validité de la méthode (2496 Hz - 9983 Hz).

Les courbes de tendance obtenues sont présentées à la figure 3.45. On observe que

les courbes de tendance des nombres d'onde effectifs lissent bien les nombres d'onde effectifs identifiés par RIC. Le nombre d'onde effectif identifié ne dépendant pas du point d'excitation, seul celui identifié lorsque l'excitation est au point 4,  $\gamma_{RIC,pt4}$ , sera utilisé dans la suite de cette étude.

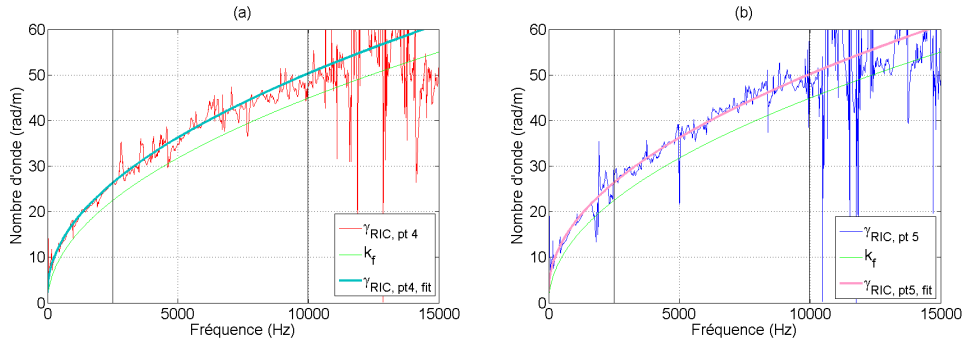


FIG. 3.45 – Courbes de tendance des nombres d'onde de effectifs identifiés avec la méthode RIC, en un point du maillage, pour deux points d'excitation, (a) points 4 et (b) 5 (les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC).

Après identification du nombre d'onde effectif sur tous les points du maillage (dépend de l'espace), la seconde étape de la méthode consiste à injecter ce nombre d'onde dans la méthode RIC pour reconstruire la distribution de force. La distribution de force est reconstruite à partir de trois champs de vibration correspondant chacun à une position différente de l'excitation (points 1, 2 et 3).

Les distributions de force reconstruites par la méthode RIC sont présentées aux figures 3.46, 3.47 et 3.48 à une fréquence, respectivement pour l'excitation aux points 1, 2 et 3. Ces figures mettent en avant l'intérêt de la prise en compte du couplage fluide-structure dans la méthode RIC. En effet, la distribution de force reconstruite en utilisant le nombre d'onde de flexion a un effort résiduel plus important que lorsque le nombre d'onde effectif ou la courbe de tendance du nombre d'onde effectif est utilisé. De plus, dans certains cas, en particulier pour le point 3, il est plus difficile de localiser l'effort.

Une reconstruction quantitative de l'effort est proposée aux figures 3.49, 3.50 et 3.51 lorsque l'excitation est respectivement appliquée aux points 1, 2 et 3. Les efforts sont reconstruits en intégrant la distribution de force sur toute la zone étudiée. L'amplitude de l'effort reconstruit par la méthode RIC, en utilisant le nombre d'onde effectif identifié ou la courbe de tendance, correspond à celle mesurée par la tête d'impédance sur le domaine de validité de la méthode RIC. L'utilisation de la courbe de tendance permet de lisser le résultat obtenu. L'utilisation du nombre d'onde de flexion théorique pour la reconstruction de l'effort en eau a tendance à sous-estimer l'amplitude de l'effort injecté.

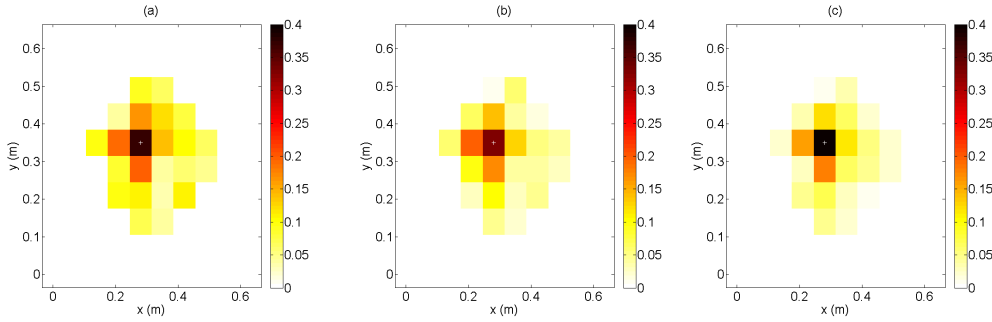


FIG. 3.46 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $k_{f,RIC,pt4}$  et (c)  $k_{f,RIC,pt4,fit}$ , à 5000 Hz lorsque l'excitation est au point 1 (croix blanche), lors de mesures sans écoulement en eau.

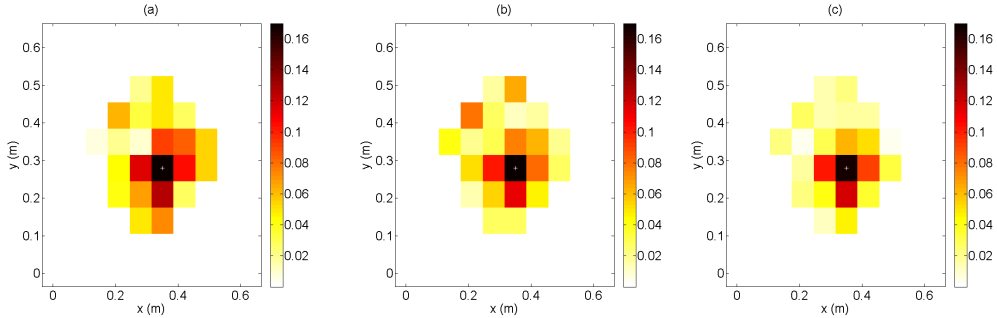


FIG. 3.47 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $k_{f,RIC,pt4}$  et (c)  $k_{f,RIC,pt4,fit}$ , à 5000 Hz lorsque l'excitation est au point 2 (croix blanche), lors de mesures sans écoulement en eau.

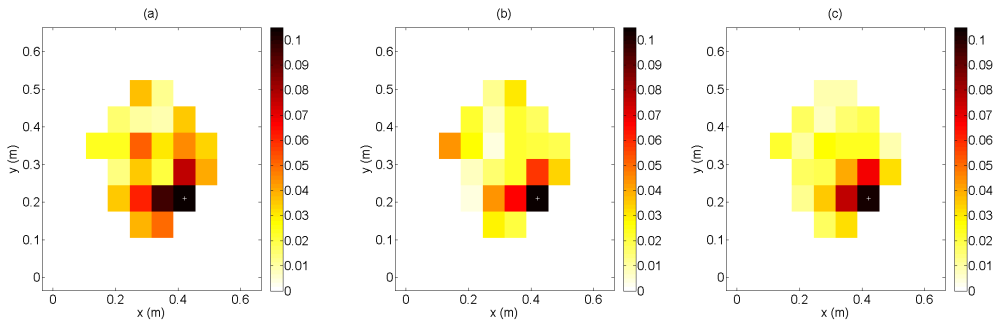


FIG. 3.48 – Distributions de forces reconstruites [Pa] par la méthode RIC en utilisant (a)  $k_f$ , (b)  $k_{f,RIC,pt4}$  et (c)  $k_{f,RIC,pt4,fit}$ , à 5000 Hz lorsque l'excitation est au point 3 (croix blanche), lors de mesures sans écoulement en eau.

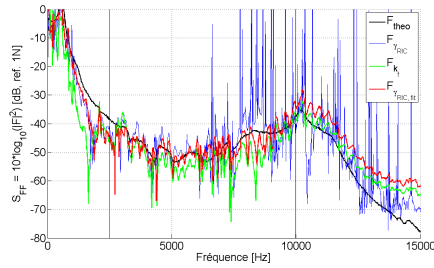


FIG. 3.49 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et de différents nombres d’onde, pour un effort ponctuel en position 1, lors de mesure en eau, sans écoulement. L’effort  $F_{theo}$  correspond à celui mesuré par la tête d’impédance. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

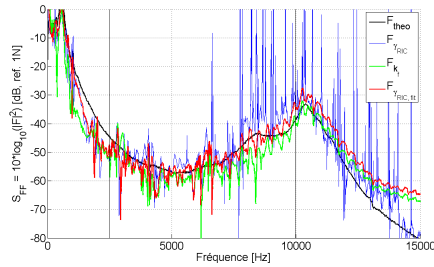


FIG. 3.50 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et de différents nombres d’onde, pour un effort ponctuel en position 2, lors de mesure en eau, sans écoulement. L’effort  $F_{theo}$  correspond à celui mesuré par la tête d’impédance. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

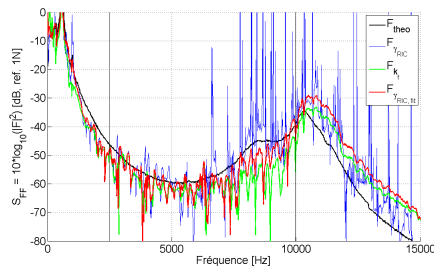


FIG. 3.51 – Spectres des efforts ponctuels reconstruits à partir de la méthode RIC et de différents nombres d’onde, pour un effort ponctuel en position 3, lors de mesure en eau, sans écoulement. L’effort  $F_{theo}$  correspond à celui mesuré par la tête d’impédance. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences.

### 3.5.3 Mesures avec écoulement

Après avoir identifié le nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure et validé son utilisation dans la méthode RIC à partir de la reconstruction d'efforts ponctuels, celui-ci est utilisé pour reconstruire les pressions dues à un écoulement. Dans cette étude, on considèrera les mesures avec un écoulement de 4 m/s, 7 m/s et 10 m/s et celle obtenue sans écoulement avec une source acoustique (hydrophone profilé) de type sinus plus bruit blanc dont le gain est fixé à 28 dB. La mesure réalisée sans écoulement avec la source acoustique permet de vérifier la pression reconstruite par la méthode RIC en la comparant avec la pression mesurée par un hydrophone. Les pressions reconstruites avec la méthode RIC présentées dans cette partie sont obtenues en utilisant la courbe de tendance du nombre d'onde effectif identifié à partir des mesures en eau sans écoulement,  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ .

Les spectres des vibrations mesurées pour les différentes configurations étudiées sont présentés à la figure 3.52. Ils permettent de vérifier l'émergence des mesures vis à vis du bruit de fond (mesure sans écoulement et sans source). Quand l'écoulement est de 4 m/s, le champ de vibration émerge du bruit de fond selon un rapport signal à bruit (RSB) d'à peine 10 dB. Pour un écoulement de 7 m/s, la mesure réalisée émerge davantage du bruit de fond sur la gamme de validité fréquentielle de la méthode RIC (RSB  $\simeq$  20 dB). Dans le cas où la vitesse d'écoulement est fixée à 10 m/s, la mesure réalisée émerge d'autant plus du bruit de fond, le RSB est d'environ 30 dB sur la bande de fréquences étudiée. La mesure réalisée avec la source acoustique a un niveau vibratoire qui émerge du bruit de fond sur la gamme d'étude, il est de l'ordre de grandeur de ceux mesurés pour les différentes vitesses d'écoulement. De 2500 Hz à 4000 Hz, il est proche du niveau obtenu avec une vitesse de 4 m/s, de 4000 Hz à 8000 Hz il est similaire au niveau vibratoire pour une vitesse de 7 m/s et au-delà de 8000 Hz, il se rapproche de celui correspondant à une vitesse de 10 m/s.

Une validation de la méthode RIC utilisant la courbe de tendance du nombre d'onde effectif identifié,  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ , est proposée à partir de la reconstruction de la pression pariétale due à une source acoustique placée dans le tunnel. La validation est réalisée avec une comparaison entre la pression reconstruite et celle mesurée par un hydrophone situé en face de l'antenne d'accéléromètres. Cette comparaison est présentée en figure 3.53. La pression reconstruite par la méthode RIC est du même ordre de grandeur que celle mesurée avec l'hydrophone. Après 7000 Hz, on constate une chute de la pression mesurée par l'hydrophone d'environ 5 dB. Cette chute est probablement due à la réponse de l'hydrophone.

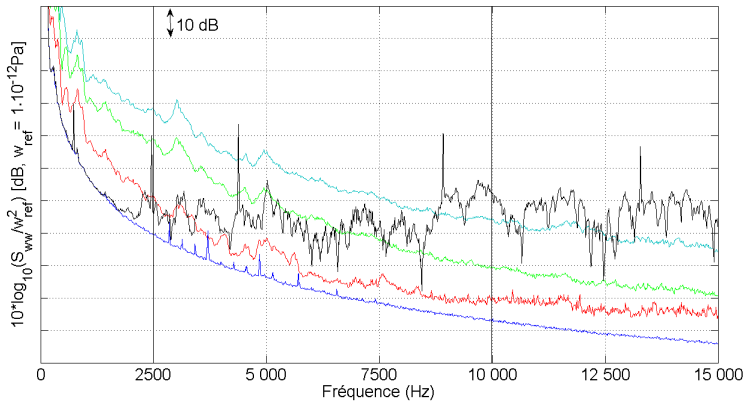


FIG. 3.52 – Spectres des vibrations mesurées en un point de l'antenne : (—) bruit de fond, (—) écoulement de 4 m/s, (—) écoulement de 7 m/s, (—) écoulement de 10 m/s, (—) source acoustique avec un gain de 28 dB sans écoulement. Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC.

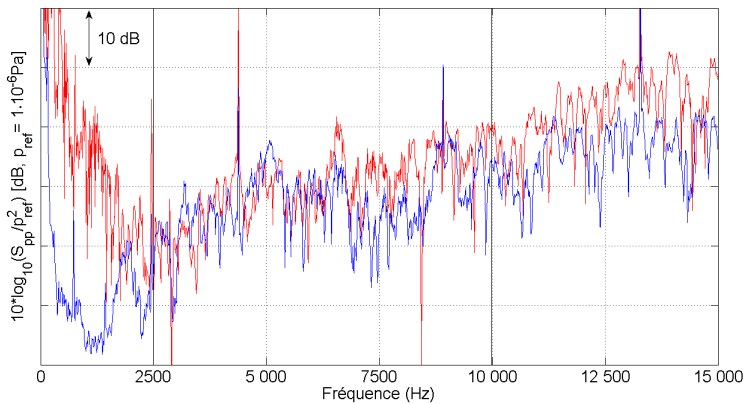


FIG. 3.53 – Spectres des pressions en un point de l'antenne sans écoulement et avec la source acoustique (sinus plus bruit blanc) pour un gain de 28 dB : (—) mesuré avec un hydrophone, (—) identifié par RIC avec la courbe de tendance du nombre d'onde effectif  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ . Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC.



La pertinence de la méthode RIC utilisée avec la courbe de tendance du nombre d'onde effectif,  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$  étant vérifiée, cette méthode est ensuite appliquée aux mesures réalisées avec différentes vitesses d'écoulement. Une comparaison des résultats obtenus avec les méthodes RI et RIC est présentée et permet de mettre en avant la présence d'énergie autour du nombre d'onde effectif. Les spectres des pressions reconstruites pour les différents cas sont présentés aux figures 3.54, 3.55 et 3.56 respectivement pour une vitesse d'écoulement de 4 m/s, 7 m/s et 10 m/s. Les spectres des pressions identifiées sont comparés au spectre de la pression mesurée par l'hydrophone.

Que ce soit pour une vitesse d'écoulement de 4 m/s, 7 m/s ou 10 m/s, les mêmes observations peuvent être faites. On constate que les pressions identifiées par RI et RIC sont les mêmes jusqu'à environ 8000 Hz (voir figures 3.54, 3.55 et 3.56). De cette information, on peut déduire que les méthodes RI et RIC identifient uniquement la partie acoustique de l'excitation. En effet, la différence entre le filtrage apporté par la méthode RI et celui apporté par la méthode RIC correspond à la présence d'un pic au niveau du nombre d'onde effectif pour la méthode RI. La présence d'énergie autour du nombre d'onde effectif se traduit donc par une surestimation de la pression identifiée par la méthode RI et une sous-estimation de celle identifiée par la méthode RIC. Sur la gamme de fréquences étudiée (2496 Hz - 9983 Hz), entre les deux coïncidences, convective ( $f_{conv} < 1$  Hz pour les trois vitesses d'écoulement étudiées) et acoustique ( $f_{ac} = 11499$  Hz). L'égalité des pressions reconstruites par RI et RIC sur cette gamme de fréquences montre que la partie convective de l'excitation n'a pas d'énergie autour du nombre d'onde effectif et donc que seul la composante acoustique de l'excitation est identifiée.

La deuxième observation possible à partir de ces trois figures est la similarité entre les pressions reconstruites par les méthodes RI et RIC et celle mesurée avec l'hydrophone jusqu'à 6000 Hz. En effet, on s'attendrait à ce que le niveau de la pression mesurée par l'hydrophone soit bien plus important et corresponde à la partie convective de l'excitation. Cependant le capteur apporte un filtrage dans le domaine des nombres d'onde [69]. Ce filtrage est lié à la surface du capteur et correspond à un filtre passe-bas. Dans le cas présenté l'hydrophone utilisé semble filtrer la composante convective de l'excitation, ce qui explique que le niveau mesuré corresponde à celui identifié par les méthodes RI et RIC. Au delà de 6000 Hz, on constate comme précédemment une chute de la pression mesurée par l'hydrophone, qui est d'autant plus importante lorsque la vitesse augmente. Elle est probablement liée à la réponse de l'hydrophone.

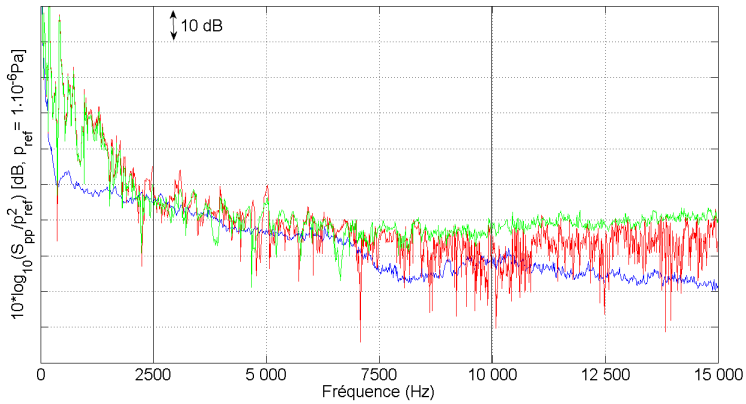


FIG. 3.54 – Spectres des pressions en un point de l'antenne avec un écoulement de 4 m/s sans source : (—) mesurée avec un hydrophone, (—) identifiée par RIC avec la courbe de tendance du nombre d'onde effectif  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ , (—) identifiée par RI avec la courbe de tendance du nombre d'onde effectif  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ . Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC.

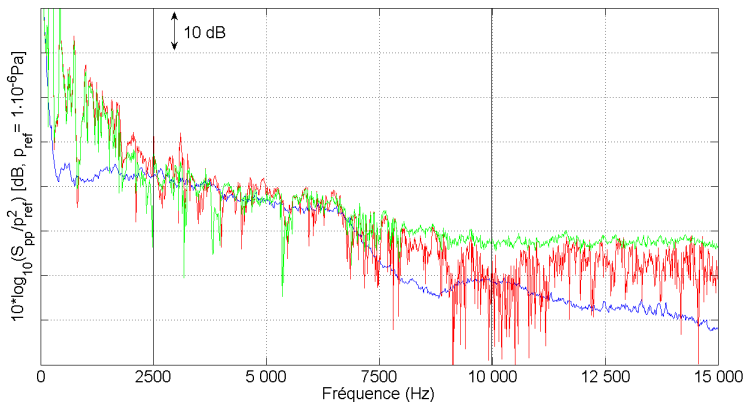


FIG. 3.55 – Spectres des pressions en un point de l'antenne avec un écoulement de 7 m/s sans source : (—) mesurée avec un hydrophone, (—) identifiée par RIC avec la courbe de tendance du nombre d'onde effectif  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ , (—) identifiée par RI avec la courbe de tendance du nombre d'onde effectif  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ . Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC.

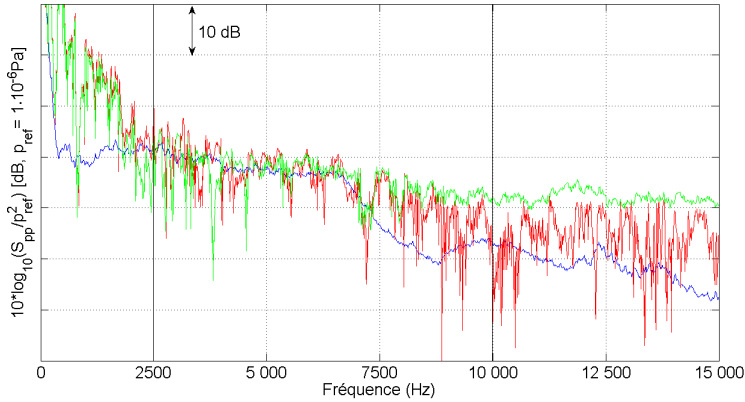


FIG. 3.56 – Spectres des pressions en un point de l’antenne avec un écoulement de 10 m/s sans source : (—) mesurée avec un hydrophone, (—) identifiée par RIC avec la courbe de tendance du nombre d’onde effectif  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ , (—) identifiée par RI avec la courbe de tendance du nombre d’onde effectif  $\gamma_{RIC,pt4,fit}$ . Les lignes verticales représentent les limites basse et haute fréquences de la méthode RIC.

### 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la problématique rencontrée pour une application des méthodes RI, RIFF et RIC au domaine naval a été décrite. La mise en évidence de la séparation des composantes acoustique et convective de l’excitation permet de supposer que la vibration d’une structure excitée par une couche limite turbulente est principalement due aux bas nombres d’onde de l’excitation, soit à la partie acoustique de l’excitation dans le cas étudié.

Les difficultés rencontrées pour le problème direct ont été exposées. En effet, la séparation des composantes acoustique et convective de l’excitation dans le domaine des nombres d’onde impose la prise en compte d’une grande gamme de longueurs d’onde pour le problème direct, soit une structure de grande dimension avec une discrétisation spatiale fine. Ces calculs requièrent une puissance de calcul trop importante vis à vis de celle à disposition. Deux approches ont été proposées pour répondre à cette problématique. La première consiste à réaliser le calcul en interspectre, ce qui permet de ne prendre en compte qu’une partie des nombres d’onde de l’excitation. La deuxième consiste à réduire les dimensions du problème en considérant une poutre à la place d’une plaque. L’approche choisie est la deuxième, en effet, réduire la gamme de nombres d’onde étudiée revient à ne pas prendre en compte la totalité de la partie convective de l’excitation. La deuxième difficulté rencontrée correspond au couplage fluide-structure qui n’est pas négligeable pour une application en fluide lourd. L’influence du couplage fluide

structure a été présentée à partir de l'introduction du couplage fluide-structure dans le problème direct.

La potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC pour des champs vibratoires simulés en négligeant l'influence du couplage fluide-structure a été présentée. Les résultats obtenus sont en accord avec l'hypothèse de départ. En effet, les méthodes RIFF et RIC permettent d'identifier les bas nombres d'onde, et ainsi la composante acoustique de l'excitation.

L'influence du couplage fluide-structure a ensuite été prise en compte. En effet, dans le cas d'un couplage avec un fluide lourd, ici de l'eau, le couplage fluide-structure n'est pas négligeable. Une méthode basée sur la méthode RI et ses variantes RIFF et RIC a donc été proposée pour prendre en compte ce couplage. Elle consiste à identifier un nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure et à le réinjecter dans la méthode (RI, RIFF ou RIC). Cette méthode a ensuite été testée sur différentes simulations. Dans un premier temps, le cas de la plaque infinie, a permis de valider l'identification du nombre d'onde effectif à partir d'une approximation de celui-ci. Dans un second temps, la méthode est appliquée sur une plaque finie et finalement sur le cas du système plaque-cavité, qui permet de se rapprocher de conditions expérimentales en tunnel hydrodynamique. Les résultats obtenus pour les trois cas simulés, montrent l'importance de prendre en compte le couplage fluide-structure pour pouvoir reconstruire uniquement l'effort appliqué. En effet, lorsque l'effort est reconstruit à partir du nombre d'onde de flexion, la localisation est plus difficile et quantitativement, l'effort a tendance à être surestimé.

Finalement, une validation de la méthode RIC à partir de données expérimentales a été proposée. Cette validation a été réalisée à la DGA Techniques Hydrodynamiques dans le grand tunnel hydrodynamique. La méthode permettant de prendre en compte le couplage fluide-structure a tout d'abord été testée sur des mesures en air sans écoulement puis en eau sans écoulement avec une excitation ponctuelle réalisée au pot vibrant. Le nombre d'onde effectif identifié a ensuite été utilisé lors de mesures en écoulement pour identifier la pression pariétale turbulente responsable de la vibration de la structure. Les résultats obtenus à partir de cette campagne de mesures ont permis de valider la méthode proposée pour prendre en compte le couplage fluide-structure dans les méthodes RI et RIC. Les pressions reconstruites à partir des mesures en écoulement montrent que les méthodes RI et RIC sont capables d'isoler la composante acoustique de l'excitation et que la composante convective n'a pas d'énergie autour du nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure.

Un des objectifs de cette campagne de mesures consistait à estimer le niveau de la composante acoustique de l'excitation, pression identifiée par la méthode RIC, par rapport à celui de la partie convective, pression mesurée par un hydrophone, pour un écoulement turbulent en eau. Cet objectif n'a pas pu être atteint à partir des mesures réalisées. En effet, le filtrage dans le domaine des nombres d'onde apporté par l'hydro-

phone utilisé a une coupure trop basse par rapport au nombre d'onde de convection. Dans le but d'atteindre cet objectif, il serait intéressant de réaliser une nouvelle campagne de mesures en utilisant un hydrophone dont la surface est plus petite afin que le filtrage apporté ait une coupure plus haute dans l'espace des nombres d'onde pour permettre de prendre en compte le nombre d'onde de convection. Dans cette optique, une étude préalable du filtrage apporté par différents hydrophones serait intéressante afin de choisir le capteur le plus adapté.

# CONCLUSION GÉNÉRALE

Les résultats présentés dans cette thèse ont pour objectif de mettre en avant la potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC pour des applications aux domaines naval et aéronautique. En effet, suite aux travaux de Lecoq [14] qui exposent la capacité des méthodes RIFF et RIC à isoler la composante acoustique de l'excitation pour des applications automobiles, la question de l'application à d'autres domaines s'est posée.

Afin de répondre à cet objectif, une étude de l'excitation par couche limite turbulente et des modèles d'autospectres et d'interspectres de pression pariétale permettant de la modéliser a été réalisée. A l'issue d'une comparaison des modèles d'autospectres et d'interspectres, le modèle d'autospectre de Goody et les modèles d'interspectres de Corcos et de champ acoustique diffus ont été retenus pour modéliser l'excitation par couche limite turbulente. Le problème direct a ensuite été détaillé à travers la synthèse de la pression pariétale et le calcul de la vibration induite par une telle excitation. Après une présentation des méthodes permettant d'identifier la pression pariétale, une description détaillée de la méthode RI et de ses variantes RIFF et RIC a été proposée. Le positionnement de l'étude a été présenté après un focus sur les résultats obtenus pour une application au domaine automobile [14].

## Domaine aéronautique

L'application de la méthode RI et de ses variantes au domaine aéronautique a été présentée à partir de champs vibratoires simulés. Les principales difficultés liées au domaine aéronautique sont dues à la vitesse de l'écoulement qui n'est pas négligeable devant la célérité du son dans le fluide. En effet, il est nécessaire de prendre en compte la vitesse de l'écoulement dans la partie acoustique de l'excitation. Le calcul d'un interspectre de champ acoustique prenant en compte la vitesse de l'écoulement a été proposé.

La potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC a ensuite été étudiée à travers des champs vibratoires simulés en considérant la vitesse de l'écoulement négligeable. Les résultats obtenus avec les différentes méthodes montrent que l'excitation a de l'énergie au nombre d'onde de flexion de la plaque et au-delà. Les efforts reconstruits par les différentes méthodes correspondent seulement à une partie de l'excitation responsable de la vibration de la structure.

Les méthodes RI, RIFF et RIC n'ont pas été appliquées lorsque la vitesse de l'écoulement est prise en compte. En effet, l'énergie du champ acoustique, lorsque la vitesse d'écoulement est prise en compte, est répartie sur une plus grande gamme de nombres d'onde. L'application des méthodes RI, RIFF et RIC sur des champs de déplacement calculés en considérant la vitesse de l'écoulement mettrait davantage en avant la difficulté à reconstruire entièrement l'effort responsable de la vibration.

## Domaine naval

Les méthodes RI, RIFF et RIC ont ensuite été appliquées au domaine naval. La première difficulté rencontrée pour ce domaine est liée à la séparation des deux composantes de l'excitation dans le domaine des nombres d'onde, qui impose le calcul du problème direct sur une grande plage de longueurs d'onde, et donc requiert une puissance de calcul importante. La puissance de calcul nécessaire pour la réalisation du problème direct n'étant pas à disposition, deux approches ont été proposées. La première approche consiste à réaliser le problème direct en interspectre, à partir de l'interspectre total du champ de pression pariétale dans le domaine des nombres d'onde. Cette méthode permet de réduire la gamme de nombres d'onde à prendre en compte et donc la puissance de calcul nécessaire. Cependant réduire la plage de nombres d'onde étudiés revient à ne prendre en compte qu'une partie de la composante convective de l'excitation. La deuxième approche consiste à réduire les dimensions du problème en considérant une poutre à la place d'une plaque. Ceci permet de prendre en compte entièrement l'excitation tout en réduisant la puissance de calcul nécessaire. C'est cette deuxième approche qui a été choisie pour mettre en avant la potentialité des méthodes RI, RIFF et RIC. L'application de la méthode RI et de ses variantes sur les champs de vibrations calculés sur une poutre mettent en avant la possibilité d'isoler la composante acoustique de l'excitation.

La deuxième difficulté liée au secteur naval est la prise en compte du couplage fluide-structure, qui n'est plus négligeable pour des applications en fluide lourd. Pour répondre à cette problématique, une méthode permettant de prendre en compte le couplage fluide-structure dans les méthodes RI, RIFF et RIC a été proposée. Cette méthode consiste à identifier un nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure et à l'injecter dans la méthode RI et ses variantes afin de reconstruire la pression bloquée appliquée à la structure. Les résultats obtenus dans l'application de cette méthode

sur différentes structures, plaque infinie, plaque finie et système plaque-cavité, ont été présentés. Ils mettent en avant l'importance de prendre en compte le couplage fluide-structure pour permettre de reconstruire uniquement la pression appliquée.

Suite aux résultats de simulation obtenus, une validation expérimentale de la méthode a été proposée. Cette validation a été réalisée dans le grand tunnel hydrodynamique de la DGA TH. La méthode RIFF étant difficilement applicable à des données expérimentales, en raison de la nécessité d'une grande zone de mesure pour pouvoir appliquer le filtrage, seules les méthodes RI et RIC ont été appliquées aux mesures vibratoires obtenues. Cette campagne de mesures a permis de valider la méthode proposée pour prendre en compte le couplage fluide-structure dans les méthodes RI et RIC. De plus, l'application aux mesures en écoulement met en avant la capacité des méthodes RI et RIC à isoler la partie acoustique d'une excitation par écoulement turbulent.

## Perspectives

Il a été mis en évidence que pour des applications aéronautiques, les méthodes RI, RIFF et RIC ne permettent pas d'identifier la totalité de la pression pariétale responsable de la vibration, mais seulement la partie des bas nombres d'onde de cette pression. Ceci est dû au filtrage dans le domaine des nombres d'onde apporté par la méthode utilisée. Ce filtrage est introduit par la régularisation du problème et correspond à un filtre passe-bas pour la méthode RIFF et une modification du schéma aux différences finies pour la méthode RIC. Une possibilité pour pouvoir identifier la totalité de la pression responsable de la vibration serait de pouvoir régler la coupure du filtre dans le domaine des nombres d'onde. Carpentier *et al.* [55] proposent une méthode consistant à modifier le schéma aux différences finies de façon à obtenir un filtre dans le domaine des nombres d'onde correspondant à un gabarit préalablement défini. L'application de cette nouvelle correction du schéma aux différences finies permettrait aussi de pouvoir identifier seulement une partie de l'excitation correspondant à une gamme de nombres d'onde choisie.

Dans le cas d'une application au domaine naval, il a été montré que la composante acoustique est principalement responsable de la vibration et que la méthode RI et ses variantes permettent d'isoler cette partie de l'excitation. Or cette partie de l'excitation par couche limite turbulente est encore mal connue et peu de modèles d'interspectres de pression pariétale en tiennent compte. Il serait intéressant de développer la méthode RI et ses variantes de façon à identifier les paramètres qui caractérisent la partie bas nombres d'onde de l'excitation par couche limite turbulente, notamment en s'intéressant au modèle de Chase [22] qui prend en compte cette partie acoustique à travers divers paramètres déterminés expérimentalement.

La méthode proposée pour la prise en compte du couplage fluide-structure met en



avant la nécessité du calcul d'une courbe de tendance du nombre d'onde effectif identifié. Dans cette étude, la structure choisie étant une plaque, il est simple de déterminer une forme décrivant l'évolution de ce nombre d'onde effectif. Cependant pour une application à des structures plus complexes, il serait intéressant de chercher à optimiser le calcul de cette courbe de tendance, par exemple en utilisant des méthodes de lissage.

Une autre perspective concernant le domaine naval consiste à prendre en compte la courbure de la structure étudiée, coque de bateau ou sous-marin. En effet, les simulations et la validation expérimentale proposées sont réalisées sur des plaques. Cependant dans le cas d'une application sur un cas industriel, il est nécessaire de prendre en compte l'impact de cette courbure. Une méthode pour la prendre en compte pourrait consister à utiliser un gradient de pression statique, ou encore, un opérateur de courbure élément finis [70].

La campagne de mesures réalisée à la DGA Techniques Hydrodynamiques s'est faite en collaboration avec un autre doctorant et seules les mesures vibratoires ont été traitées dans ce document. Les mesures de pressions ont été traitées par Amailland [66] dans le but d'identifier une source acoustique en écoulement d'eau confiné. Pour ce faire, les pressions mesurées sont débruitées pour enlever le bruit de couche limite turbulente et ensuite des méthodes de traitement du signal de type formation de voies sont appliquées pour localiser et quantifier la source dans le tunnel. Une perspective à ces travaux serait d'utiliser la pression reconstruite par la méthode RIC et d'appliquer le même post-traitement pour comparer les résultats obtenus pour la localisation et la quantification de la source à partir des mesures réalisées avec les accéléromètres ou les hydrophones.

Il peut aussi être envisagé d'appliquer la méthode à d'autres secteurs et notamment au domaine nucléaire. En effet, les travaux de Moriot [61] consistent à développer une méthode de détection vibro-acoustique passive d'une réaction sodium-eau à l'intérieur d'un générateur à vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides, refroidi au sodium. Pour ce faire, une méthode de formation de voies est appliquée à des signaux vibratoires mesurés, étant donné qu'il n'est pas possible d'introduire une sonde acoustique à l'intérieur du générateur à vapeur. L'utilisation de la méthode RIC sur les signaux vibratoires permettrait d'appliquer la formation de voies directement sur la pression pariétale.

Plus généralement, il serait intéressant de développer la méthode RI et ses déclinaisons RIFF et RIC avec une formulation éléments finis [71, 70], pour permettre l'étude de structures plus complexes.

# Annexe A

---

## IDENTIFICATION DU NOMBRE D'ONDE EFFECTIF À PARTIR DE LA MÉTHODE RIC

---

L'utilisation de la méthode RIC pour identifier le nombre d'onde effectif d'un système est basée sur les travaux de Leclère *et al.* [58] concernant l'identification de paramètres de structure avec la méthode RIC. Cette méthode requiert une approche itérative. En effet, la régularisation de la méthode RIC est basée sur une modification du schéma aux différences finies, par le biais de deux coefficients  $\tilde{\mu}^4$  et  $\tilde{\nu}^4$ , qui s'expriment en fonction du nombre d'onde effectif  $\gamma$  (voir équation (1.76)) :

$$\tilde{\mu}^4 = \frac{\Delta^4 \gamma^4}{4 [1 - \cos(\gamma \Delta)]^2}, \quad (\text{A.1})$$

et

$$\tilde{\nu}^4 = \frac{\Delta^4 \gamma^4}{8 \left[ 1 - \cos\left(\frac{\gamma \Delta}{\sqrt{2}}\right) \right]^2} - \tilde{\mu}^4. \quad (\text{A.2})$$

L'équation du mouvement d'une plaque couplée à un fluide s'exprime sous la forme :

$$D \nabla^4 w(x, y) - \rho h \omega^2 w(x, y) = p_{\text{bloque}}(x, y) + p_{\text{couplage}}(x, y). \quad (\text{A.3})$$

L'estimation de la distribution de force appliquée à une plaque au point  $(x, y)$  par la méthode RIC s'exprime sous la forme :

$$P^{RIC} = D \left( \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4x} + \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4y} + 2\tilde{\nu}^4 \delta_{\Delta}^{2x2y} \right) - \rho h \omega^2 w(x, y) - p_{\text{couplage}}(x, y), \quad (\text{A.4})$$

où  $\delta_{\Delta}^{4x}$ ,  $\delta_{\Delta}^{4y}$  et  $\delta_{\Delta}^{2x2y}$  sont les approximations des dérivées quatrièmes par le schéma aux différences finies (voir équations (1.64), (1.65) et (1.66)).

La distribution de force reconstruite par la méthode RIC peut aussi s'exprimer sous la forme :

$$P^{RIC} = D \left[ \left( \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4x} + \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4y} + 2\tilde{\nu}^4 \delta_{\Delta}^{2x2y} \right) - \left( k_f^4 + \frac{p_{couplage}(x, y)}{Dw(x, y)} \right) w(x, y) \right], \quad (\text{A.5})$$

où  $k_f^4$  est le nombre d'onde de flexion de la plaque et :

$$k_f^4 + \frac{p_{couplage}(x, y)}{Dw(x, y)} = \gamma^4, \quad (\text{A.6})$$

le nombre d'onde effectif prenant en compte le couplage fluide-structure.

Lorsque l'effort est nul, au point  $(x, y)$ , on peut isoler le nombre d'onde effectif  $\gamma^4$  dans l'équation (A.4) :

$$\gamma^4 = \frac{w(x, y)}{\left( \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4x} + \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4y} + 2\tilde{\nu}^4 \delta_{\Delta}^{2x2y} \right)}. \quad (\text{A.7})$$

Cependant, il n'est pas possible de résoudre directement cette équation, du fait de la dépendance au nombre d'onde effectif  $\gamma$  des coefficients  $\tilde{\mu}^4$  et  $\tilde{\nu}^4$ . Pour résoudre cette équation, Leclère *et al.* proposent d'utiliser une approche itérative de Gauss-Newton, qui consiste à résoudre par itération une version linéarisée du problème [58].

Le calcul du nombre d'onde effectif est réalisé en le supposant constant sur une petite bande de fréquences,  $([f_{min}; f_{max}])$ , avec dans cette étude  $f_{max} - f_{min} = 10$  Hz). La convergence de cette méthode itérative est rapide, le nombre d'itérations,  $N_{iter}$  est fixé à 10. L'algorithme utilisé pour ce calcul est le suivant :

---

**Algorithme 1** : Identification du nombre d'onde effectif par la méthode RIC.
 

---

```

Entrées :  $w, f, N_{iter}, f_{min}, f_{max}, \Delta$ 
 $N_x = \text{size}(w, 1);$ 
 $N_y = \text{size}(w, 2);$ 
 $N_f = \text{length}(f);$ 
 $x = [3 : N_x - 2];$ 
 $y = [3 : N_y - 2];$ 
pour  $fi=1 : N_f$  faire
  /* Schéma aux différences finies */
   $\delta_{\Delta}^{4x}(:, :, fi) = \frac{1}{\Delta^4} [w(x-2, y) - 4w(x-1, y) + 6w(x, y) - 4w(x+1, y) + w(x+2, y)];$ 
   $\delta_{\Delta}^{4y}(:, :, fi) = \frac{1}{\Delta^4} [w(x, y-2) - 4w(x, y-1) + 6w(x, y) - 4w(x, y+1) + w(x, y+2)];$ 
   $\delta_{\Delta}^{2x2y}(:, :, fi) = \frac{1}{\Delta^4} [w(x-1, y-1) - 2w(x-1, y) + w(x-1, y+1) - 2w(x, y-1) +$ 
     $4w(x, y) - 2w(x, y+1) + w(x+1, y-1) - 2w(x+1, y) + w(x+1, y+1)];$ 
fin
pour  $iter = 1 : N_{iter}$  faire
  si  $iter = 0$  alors
    /* Initialisation des coefficients  $\tilde{\mu}^4$  et  $\tilde{\nu}^4$  */
     $\tilde{\mu}^4 = 1;$ 
     $\tilde{\nu}^4 = 1;$ 
  sinon
     $\tilde{\mu}^4 = \frac{\Delta^4 \gamma^4}{4 [1 - \cos(\gamma \Delta)]^2};$ 
     $\tilde{\nu}^4 = \frac{\Delta^4 \gamma^4}{8 \left[ 1 - \cos\left(\frac{\gamma \Delta}{\sqrt{2}}\right) \right]^2} - \tilde{\mu}^4;$ 
  fin
  pour  $xi = 3 : N_x - 2$  faire
    pour  $yi = 3 : N_y - 2$  faire
       $A = \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4x}(xi, yi, f_{min} : f_{max}) + \tilde{\mu}^4 \delta_{\Delta}^{4y}(xi, yi, f_{min} : f_{max}) +$ 
         $2\tilde{\nu}^4 \delta_{\Delta}^{2x2y}(xi, yi, f_{min} : f_{max});$ 
       $\gamma(xi, yi) = A \setminus w(xi, yi, f_{min} : f_{max});$ 
    fin
  fin
fin
Sorties :  $\gamma$ 

```

---



## RÉFÉRENCES

- [1] W. K. BLAKE : *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, Vols. 1 and 2*. Academic Press, New York, 1986.
- [2] J. POITTEVIN : *Mesure du champ vibratoire de structures par holographie optique numérique ultra-rapide*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2015.
- [3] J. POITTEVIN, P. PICART, C. FAURE, F. GAUTIER et C. PÉZERAT : Multi-point vibrometer based on highspeed digital in-line holography. *Applied Optics*, 54(11): 3185, 2015.
- [4] J. POITTEVIN, P. PICART, F. GAUTIER et C. PÉZERAT : Quality assessment of combined quantization-shot-noise-induced decorrelation noise in high-speed digital holographic metrology. *Optics Express*, 23(24):30917, 2015.
- [5] T. WASSEREAU : *Caractérisation de matériaux composites par problème inverse vibratoire*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2016.
- [6] T. WASSEREAU, F. ABLITZER, C. PÉZERAT et J.L. GUYADER : Experimental identification of flexural and shear complex moduli by inverting the timoshenko beam problem. *Journal of Sound and Vibration*, 399:86–103, 2017.
- [7] O. GROSSET, J.H. THOMAS, F. ABLITZER et C. PÉZERAT : Identification of the acoustic wall pressure of a turbulent flow exciting structures. International Congress on Sound and Vibration, Athens, Greece, 2016.
- [8] O. GROSSET, J.H. THOMAS, F. ABLITZER et C. PÉZERAT : Introduction of the fluid-structure coupling into the force analysis technique. International Conference on Acoustic, Sound and Vibration, Melbourne, Australia, 2017.
- [9] O. AKLOUCHE, A. PELAT, S. MAUGEAIS et F. GAUTIER : Scattering of flexural waves by a pit of quadratic profile inserted in an infinite thin plate. *Journal of Sound and Vibration*, 375:38–52, 2016.
- [10] C. BRICAULT : *Diminution des vibrations et du bruit rayonné d'une paroi par contrôle distribué*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2017.

- [11] C. BRICAULT, C. PÉZERAT et M. COLLET : Semi-passive control of acoustic vibrations and radiation waves with a periodic lattice of piezoelectric patches. In *Noise and Vibrations, Emerging Technologies*. Dubrovnik, Croatia, 2015.
- [12] A. STERNBERGER, A. PELAT et J.M. GÉNEVAUX : Experimental added modal damping induced by confined granular media on a single degree of freedom system. *Powders and Grains, 8th International Conference on Micromechanics on Granular Media*, Montpellier, 2017.
- [13] A. STERNBERGER, J.M. GÉNEVAUX et A. PELAT : Identification et quantification expérimentale des mécanismes de dissipations d'un amas de matériau granulaire confiné latéralement dans une cavité vibrante. *Congrès Français de mécanique*, Lille, 2017.
- [14] D. LECOQ : *Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2013.
- [15] C. PÉZERAT et J.-L. GUYADER : Two inverse methods for localization of external sources exciting a beam. *Acta Acustica*, 3(1):1–10, 1995.
- [16] Q. LECLÈRE et C. PÉZERAT : Vibration source identification using corrected finite difference schemes. *Journal of Sound and Vibration*, 331:1366–1377, 2012.
- [17] H. SCHLICHTING et K. GERSTEN : *Boundary-Layer Theory*. Physic and astronomy. MacGraw-Hill, 2000.
- [18] B. ARGUILLAT, D. RICOT, C. BAILLY et G. ROBERT : Measured wavenumber : Frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128:1647–1655, 2010.
- [19] B. ARGUILLAT : *Étude expérimentale et numérique de champs de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde, avec application aux vitrages automobiles*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, 2006.
- [20] W. K. BLAKE : *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, Vols. 1 and 2*. Academic Press, New York, 1986.
- [21] B. M. EFIMTSOV : Similarity criteria for the spectra of wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer. *Akusticheski Zhurnal*, 30:58–61, 1984.
- [22] D. M. CHASE : The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model. *Journal of Sound and Vibration*, 112(1):125–147, 1987.
- [23] A. V. SMOL'YAKOV, V. M. TKACHENKO et J. S. WOOD : Model of a field of pseudosonic turbulent wall pressures and experimental data. *Soviet physics. Acoustics*, 37:627–631, 1991.
- [24] A. V. SMOL'YAKOV : Calculation of the spectra of pseudosound wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers. *Acoustical Physics*, 46:342–347, 2000.
- [25] M. GOODY : Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. *AIAA journal*, 42(9):1788–1794, 2004.

- [26] T. M. FARABEE et M. J. CASARELLA : Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3:2410, 1991.
- [27] Y. F. HWANG, W. K. BONNESS et S. A. HAMBRIC : Comparison of semi-empirical models for turbulent boundary layer wall pressure spectra. *Journal of Sound and Vibration*, 319(1-2):199–217, 2009.
- [28] M. S. HOWE : Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough walls. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 90:1041–1047, 1991.
- [29] G. M. CORCOS : Resolution of pressure in turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 35:192–199, 1963.
- [30] B. M. EFIMTSOV : Characteristics of the field of turbulent wall pressure fluctuations at large reynolds numbers. *Soviet Physics Acoustics*, 28(4):289–292, 1982.
- [31] Y. F. HWANG et F. E. GEIB : Estimation of the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure by multiple linear regression. *ASME Transactions Journal of Vibration Acoustics*, 106:334–342, juillet 1984.
- [32] D. M. CHASE : Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *Journal of Sound and Vibration*, 70(1):29–67, 1980.
- [33] R. H. MELLEN : On modeling convective turbulence. *The journal of the Acoustical Society of America*, 88(6):2891–2893, 1990.
- [34] Y. F. HWANG, W. K. BONNESS et S. A. HAMBRIC : On Modeling Structural Excitations by Low Speed Turbulent Boundary Layer Flows. Rapport technique, 2003.
- [35] A. CAIAZZO, R. D’AMICO et W. DESMET : A generalized corcos model for modelling turbulent boundary layer wall pressure fluctuations. *Journal of Sound and Vibration*, 372):192–210, 2016.
- [36] W. R. GRAHAM : A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures. *Journal of sound and vibration*, 206(4):541–565, 1997.
- [37] W. K. BONNESS, D. E. CAPONE et S. A. HAMBRIC : Low-wavenumber turbulent boundary layer wallpressure measurements from vibration data on a cylinder in pipe flow. *Journal of Sound and Vibration*, 329(20):4166–4180, 2010.
- [38] M. AUCEJO : *Vibro-acoustique des structures immergées sous écoulement turbulent*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2010.
- [39] M. BERTON : *Modélisation de la réponse vibro-acoustique d’une structure excitée par une couche limite turbulente en présence d’un gradient de pression statique*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2014.
- [40] L. E. WITTIG et A. K. SINHA : Simulation of multicorrelated random processes using the FFT algorithm. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 58:630, 1975.



- [41] N. J. HIGHAM : Computing a nearest symmetric positive semidefinite matrix. *Linear Algebra and its Applications*, 103:103–118, 1988.
- [42] B. M. ABRAHAM et W. L. KEITH : Direct measurement of turbulent boundary layer wall pressure wavenumber-frequency spectra. *Journal of Fluids Engineering*, 120:29–39, 1998.
- [43] G. MAIDANIK : Flush-mounted pressure transducer systems as spatial and spectral filters. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 42(5):1017–1024, 1967.
- [44] G. MAIDANIK et D. W. JORGENSEN : Boundary wave-vector filters for the study of the pressure field in a turbulent boundary layer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 42(2):494–501, 1967.
- [45] C. H. SHERMAN, S. H. KO et B. G. BUEHLER : Measurement of the turbulent boundary layer wave-vector spectrum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88:386, 1990.
- [46] F. A. AUPPERLE et R. F. LAMBERT : On the utilization of a flexible beam as a spatial filter. *Journal of Sound and Vibration*, 24(2):259–267, 1972.
- [47] N. C. MARTIN et P. LEEHEY : Low wavenumber wall pressure measurements using a rectangular membrane as a spatial filter. *Journal of Sound and Vibration*, 52(1):95–120, 1977.
- [48] G. ROBERT : *Modélisation et simulation du champ exciteur induit sur une structure par une couche limite turbulente*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, 1984.
- [49] S. CHESNE : *Identification d'efforts aux limites des poutres et plaques en flexion par méthode indirecte*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2006.
- [50] A. BERRY, O. ROBIN et F. PIERRON : Identification of dynamic loading on a bending plate using the virtual fields method. *Journal of Sound and Vibration*, 333:7151–7164, 2014.
- [51] C. PÉZERAT : *Méthode d'identification des efforts appliqués sur une structure vibrante, par résolution et régularisation du problème inverse*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1996.
- [52] D. LECOQ, O. PÉZERAT, J.H. THOMAS et W.P. BI : Extraction of the acoustic component of a turbulent flow exciting a plate by inverting the vibration problem. *Journal of Sound and Vibration*, 333:2505–2519, 2014.
- [53] D. LECOQ, O. PÉZERAT, F. CHEVILLOTTE et R. BESSIS : Extraction of the acoustic component of a turbulent flow exciting a plate by inverting the vibration problem. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 140(3):1974–1980, 2016.
- [54] N. TOTARO, C. PÉZERAT, Q. LECLÈRE, D. LECOQ et F. CHEVILLOTTE : Identification of boundary pressure field exciting a plate under turbulent flow. *Flinovia - Flow Induced Noise and Vibration Issues and Aspects*, pages 187–208, 2015.
- [55] J. CARPENTIER, C. PÉZERAT, J.H. THOMAS, A. BERRY et C. BAILLY : Force analysis technique adapted to the identification of parietal pressure fields on car window

- glasses. International Conference and Exhibition, Automotive NVH Comfort, Le Mans, 2016.
- [56] Y.M. CHANG et P. LEEHEY : Acoustic impedance of rectangular panels. *Journal of Sound and Vibration*, 64(2):243–256, 1979.
- [57] F. ABLITZER, C. PÉZERAT, J.M. GENEVAUX et J. BÉGUÉ : Identification of stiffness and damping properties of plates by using the local equation of motion. *Journal of Sound and Vibration*, 333(9):2454–2468, 2014.
- [58] Q. LECLÈRE, F. ABLITZER et C. PÉZERAT : Practical implementation of the corrected force analysis technique to identify the structural parameter and load distributions. *Journal of Sound and Vibration*, 351:106–118, 2015.
- [59] H. SADAAT et P. FILIPPI : Diffraction of a spherical wave by a thin infinite plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 69(2):397–403, 1981.
- [60] C. LESUEUR : *Rayonnement acoustique des structures*. Eyrolles, 1988.
- [61] J. MORIOT : *Détection vibro-acoustique passive d'une réaction sodium-eau par formation de voies dans un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides refroidi au sodium*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2014.
- [62] M. C. JUNGER et D. FEIT : *Sound, Structures, and Their Interaction*. MIT Press, 1986.
- [63] L. MAXIT : Analysis of the modal energy distribution of an excited vibrating panel coupled with a heavy fluid cavity by a dual modal formulation. *Journal of Sound and Vibration*, 332:6703–6724, 2013.
- [64] F. FAHY et P. GARDONIO : *Sound and Structural Vibration : Radiation, Transmission and Response*. Elsevier, 2007.
- [65] C.Q. HOWARD et B.S. CAZZOLATO : *Acoustic Analyses Using Matlab and ANSYS*. CRC Press, 2015.
- [66] S. AMAILLAND : *Caractérisation de sources acoustiques par imagerie en écoulement d'eau confiné*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2017.
- [67] L. BRIANÇON, P. FOURNIER et D. FRÉCHOU : Marine propeller noise measurements techniques in hydroacoustics tunnel. The 3rd International Conference on Advanced Model Measurement Technology for EU Maritime Industry, Gdansk, Poland, 2013.
- [68] D. FRÉCHOU, C. DUGUÉ, L. BRIANÇON-MARJOLLET, P. FOURNIER, M DARQUIER, L. DESCOTTE et L. MERLE : Marine propulsor noise investigations in the hydroacoustic water tunnel "g.t.h.". 23rd Symposium on Naval Hydrodynamics, Val de Reuil, France, 2000.
- [69] S.H. KO : Performance of various shapes of hydrophones in the reduction of turbulent flow noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 93(3):1293–1299, 1993.
- [70] P. BOTTOIS, N. JOLY, C. PÉZERAT et F. ABLITZER : Identification of local young's modulus and loss factor of curved beam by using an inverse method and a finite element operator. 46th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering, Hong-Kong, 2017.

- [71] C. RENZI : *Identification expérimentale de sources vibratoires par résolution du problème inverse modélisé par un opérateur éléments finis local*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2011.

# THÈSE DE DOCTORAT

Océane Grosset

## Identification de la pression pariétale turbulente par problème inverse vibratoire dans les domaines aéronautique et naval

Turbulent wall pressure identification by using an inverse vibration method for the aeronautic and naval domains

### Résumé

L'étude des bruits aéronautique et hydroacoustique fait l'objet d'une forte demande industrielle en matière de recherche. En effet, dans le domaine des transports, l'écoulement du fluide sur la structure s'avère être une source de nuisance sonore non négligeable. La compréhension de ce type d'excitation est donc nécessaire pour minimiser leur impact.

L'objectif de cette étude est d'identifier la pression pariétale turbulente excitant une structure à partir d'une méthode inverse vibratoire RI (Résolution Inverse) et de ses variantes RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée) et RIC (Résolution Inverse Corrigée).

Dans un premier temps, les méthodes sont appliquées au domaine aéronautique. L'influence de la vitesse de l'écoulement sur la partie acoustique de l'excitation et la difficulté rencontrée pour identifier la totalité de la pression responsable de la vibration de la structure sont mises en avant.

Dans un second temps, une application des méthodes au domaine naval est proposée. La capacité des méthodes à isoler la composante acoustique de l'excitation est mise en avant à travers des simulations. L'influence du couplage fluide-structure est étudiée et une méthode permettant de le prendre en compte est présentée. La potentialité de la méthode RIC est confirmée à travers une campagne de mesure réalisée à la DGA Techniques Hydrodynamiques.

### Mots clés

Aéronautique, couplage fluide-structure, écoulement turbulent, méthode inverse, naval

### Abstract

The study of aeroacoustic and hydroacoustic noises is an important industrial research field. For example, in the transport industry, flows induced by a fluid over a structure, create a source of internal noise which cannot be neglected. To minimize its impact, it is necessary to have a good knowledge of this kind of excitation.

The aim of this study is to identify the turbulent wall pressure which excites the structure, for the aeronautic and naval domains, by using an inverse vibration method, such as FAT (Force Analysis Technique) and its variations FWFAT (Filtered Windowed Force Analysis Technique) and CFAT (Corrected Force Analysis Technique).

First, the methods are applied to the aeronautic domain. The influence of the flow velocity on the acoustic field and the difficulty to identify the pressure responsible for the structure vibration are pointed out. Second, an application to the naval domain is shown. The method ability to isolate the acoustic part of the excitation is introduced by using simulations. The significance of the fluid-structure coupling is studied and a method which allows taking it into account is proposed. The potentiality of CFAT method is confirmed with an experimental validation at DGA Techniques Hydrodynamiques.

### Key Words

Aeronautic, fluid-structure coupling, inverse method, naval, turbulent flow