HAL
open science

Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes.

Damien Lecoq

To cite this version:

Damien Lecoq. Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes.. Acoustique [physics.class-ph]. LAUM - Le Mans (72), 2013. Français. NNT : . tel-01128960

HAL Id: tel-01128960

https://hal.science/tel-01128960v1

Submitted on 10 Mar 2015

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.

Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes

Damien Lecoq

Thèse de doctorat en Acoustique
Université du Maine, Le Mans, France, 2015

Université du Maine
École Doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture

Thèse de doctorat
Spécialité : Acoustique

Présentée par

Damien Lecoq

pour obtenir le titre de Docteur de l'Université du Maine

Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes

---

Soutenue le 12 décembre 2013 devant le jury composé de :

W. Bi	Maître de Conférences, LAUM, Université du Maine, Le Mans	Co-encadrant
L.-E. Brizzi	Professeur, Institut Pprime, Poitiers	Examinateur
J.-L. Guyader	Professeur, LVA, INSA de Lyon	Rapporteur
D. Juvé	Professeur, LMFA, École Centrale de Lyon	Rapporteur
A. Nilsson	Professeur, The Marcus Wallenberg Laboratory, KTH, Stockholm	Examinateur
C. Pézerat	Professeur, LAUM, Université du Maine, Le Mans	Directeur de thèse
D. Ricot	Ingénieur de Recherche, Technocentre Renault, Guyancourt	Examinateur
J.-H. Thomas	Maître de Conférences, LAUM, Université du Maine, Le Mans	Co-directeur

Résumé

Ce travail a pour but de proposer une technique de mesure permettant d'identifier les bas nombres d'onde de pressions pariétales dues à des écoulements turbulents à faible nombre de Mach. En effet, les caractéristiques de ces excitations vibroacoustiques dans ces nombres d'onde sont mal connues alors qu'ils peuvent être des sources principales de vibration et de rayonnement acoustique dans des problèmes d'ingénierie qui concernent essentiellement le secteur industriel des transports. Cette méconnaissance vient du fait que la composante acoustique de l'excitation qui est située dans les bas nombre d'onde, a une amplitude très petite devant celle de la composante aérodynamique et que l'énergie d'origine acoustique se trouve noyée dans le bruit de mesure lorsqu'on utilise des capteurs de pression.

L'objectif de cette thèse est d'étudier comment la méthode inverse vibratoire de Résolution Inverse (RI) et ses variantes RIFF (Filtrée Fenêtrée) ou RIC (Corrigée) permettent d'identifier ces bas nombres d'onde. L'intérêt d'utiliser de telles méthodes inverses vibratoires est que la structure est utilisée comme capteur. Ainsi, les composantes responsables des vibrations, se situant dans les bas nombres d'onde, peuvent être mieux identifiées ou extraites puisqu'elles sont naturellement filtrées par la dynamique de la structure.

Dans un premier temps, la méthode RIFF est testée dans le cas de simulations d'une couche limite turbulente. Les résultats obtenus permettent de comprendre comment cette méthode identifie l'excitation dans les bas nombres d'onde. La méthode peut ainsi paraître particulièrement intéressante, puisqu'elle permet d'extraire une composante très faible, mais fortement responsable des vibrations et du bruit rayonné par la plaque et pratiquement impossible à observer en utilisant des microphones affleurants.

Dans un deuxième temps, la mise en oeuvre de ces techniques est étudiée en appliquant la méthode RIC. Cette approche permet de diminuer drastiquement le nombre de capteurs et de rendre la méthode inverse utilisable avec les moyens actuels. La méthode est ainsi testée sur la simulation d'une couche limite turbulente et sur une expérimentation en soufflerie où l'écoulement turbulent est généré par une marche montante. La proposition d'un indicateur permet alors d'identifier si les composantes acoustiques et aérodynamiques sont fortement séparées et si les résultats obtenus par la méthode RIC correspondent uniquement à la composante acoustique ou non.

Abstract

The aim of this work is to propose a measurement technique for the identification of the low wavenumbers of wall pressures due to turbulent flows with low Mach number. Indeed, the characteristics of these vibroacoustic excitations in these wavenumbers are not well known whereas they can be the principal sources of vibration and acoustic radiation in a lot of engineering problems in the transport industries. This lack of knowledge is due to the low amplitude of the acoustic component of the excitation that is localized in the low wavenumbers and the acoustic energy is below the level of measurement noise when pressure sensors are used.

This thesis aims to study how the inverse methods of vibration called the Force Analysis Technique (FAT) and its Corrected version CFAT identify these low wavenumbers. The advantage of using these inverse methods of vibration is that the structure is used as a sensor. Thus, the components responsible for the vibrations, and localized in the low wavenumbers, can be identified and extracted as they are naturally filtered by the dynamics of the structure.

At first, the FAT method is tested in a simulation of a turbulent boundary layer. The results are used to demonstrate how this method identifies the excitation in the low wavenumbers. The method can appear particularly interesting, since it allows to extract a very small component that is highly responsible for vibration and noise radiated by the plate and that is impossible to measure using flush-mounted sensors like microphones.

In a second study, the implementation of these techniques is studied by applying the CFAT method. This approach allows to drastically reduce the number of sensors and make the inverse method usable with existing techniques of measurement. The method is tested on the simulation of a turbulent boundary layer and on an experimentation in a wind tunnel where a turbulent flow is generated by a forward-facing step. A new indicator is introduced and identifies if the acoustic and aerodynamic components are strongly separated and if the results obtained by the CFAT method correspond only to the acoustic component or not.

Table des matières

Résumé **I**

Introduction **1**

1 Revue bibliographique **5**

1.1 Excitation par couche limite turbulente 5

1.1.1 Définition d'une couche limite turbulente 6

1.1.2 Description du problème dans le domaine des nombres d'onde . . 7

1.1.3 Modélisations des pressions pariétales turbulentes 11

1.1.4 Approches expérimentales pour la mesure des bas nombres d'onde des pressions pariétales 18

1.2 Les méthodes inverses vibratoires 21

1.2.1 La méthode RI (Résolution Inverse) 21

1.2.2 La méthode RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée) 26

1.2.3 La méthode RIC (Résolution Inverse Corrigée) 28

1.2.4 Application à l'identification des bas nombres d'onde de pressions pariétales 33

1.3 Axes de travail dégagés 40

2 Utilisation de la méthode RIFF sur une plaque excitée par un écoulement turbulent 43

2.1 Problème direct : expérience numérique d'une plaque excitée par une couche limite turbulente 44

2.1.1 Modèles retenus pour la synthèse des signaux d'excitation 45

2.1.2 Synthèse de signaux respectant un gabarit d'autospectre de Goody et un gabarit d'interspectre : modèle de Corcos et champ diffus . 46

2.1.3 Résultats de la synthèse 47

2.1.4 Calcul de la vibration 51

2.1.5 La plaque étudiée : un vitrage automobile 53

2.2 Problème inverse : identification de pressions pariétales turbulentes . . . 59

2.2.1 Étude préliminaire : identification d'un champ diffus 59

2.2.2 Identification de pressions pariétales générées par une couche limite turbulente 66

2.3 Conclusions 71

3 Mise en œuvre de l'identification d'une excitation aéroacoustique par la méthode RIC 73

3.1 Application de la méthode RIC dans le cas d'une couche limite turbulente (simulation) 77

3.2 Identification de pressions pariétales générées par un écoulement décollé (expérience) 79

3.2.1 Description de la méthode expérimentale 79

3.2.2 Spectres de référence des excitations mesurées sur plaque rigide . 83

3.2.3 Spectres des signaux vibratoires mesurés sur vitrage 83

3.2.4 Spectres obtenus par le problème inverse 85

3.3 Conclusions 89

Conclusion **91**

A Réponse impulsionnelle modale d'une plaque **93**

B Méthode de la courbe en L **95**

Références **97**

Introduction

La principale motivation de cette étude qui porte sur les fluctuations de pressions pariétales sous écoulement turbulent (appelées également pressions pariétales turbulentes) vient du besoin de mieux connaître les caractéristiques de ces excitations vibroacoustiques. Les problèmes d'ingénierie pour lesquels la vibration d'une structure est causée par ce type d'excitation sont très nombreux, ils traitent par exemple de :

- la fatigue des structures soumises à des chargements aérodynamiques très élevés, comme ceux appliqués sur la surface d'un avion durant toute la durée d'un vol,
- la perturbation par un écoulement turbulent de systèmes SONAR utilisés dans les sous-marins ou certains bateaux pour la détection et la localisation de cibles,
- le bruit rayonné par la vibration d'une structure excitée par un écoulement turbulent, qui peut-être une source importante de bruit dans un habitacle de voiture ou dans la cabine d'un avion,
- le bruit causé par la vibration d'une canalisation excitée par un écoulement interne.

La grande majorité de ces problèmes sont principalement liés au domaine des transports et résultent tous d'un processus qui peut schématiquement se diviser en trois parties qui sont représentées au centre de la figure 1 : (1) l'excitation qui est un écoulement turbulent ; (2) la vibration d'une structure ; (3) le rayonnement acoustique de cette dernière. Il y a des couplages plus ou moins importants entre ces trois parties en fonction des domaines d'application, comme par exemple :

- si le fluide est lourd (eau par exemple), le rayonnement acoustique de la structure vibrante peut interférer avec l'excitation et la vibration ;
- lorsque la vitesse de l'écoulement est supersonique (supérieure à la vitesse du son), le rayonnement acoustique et l'excitation sont fortement liés car les longueurs d'onde qui interviennent sont du même ordre de grandeur.

Pour résumer, les différents domaines de transports concernés sont regroupés en figure 1 en fonction des vitesses d'écoulement (subsoniques ou supersoniques) et de la nature des fluides (lourds ou légers).

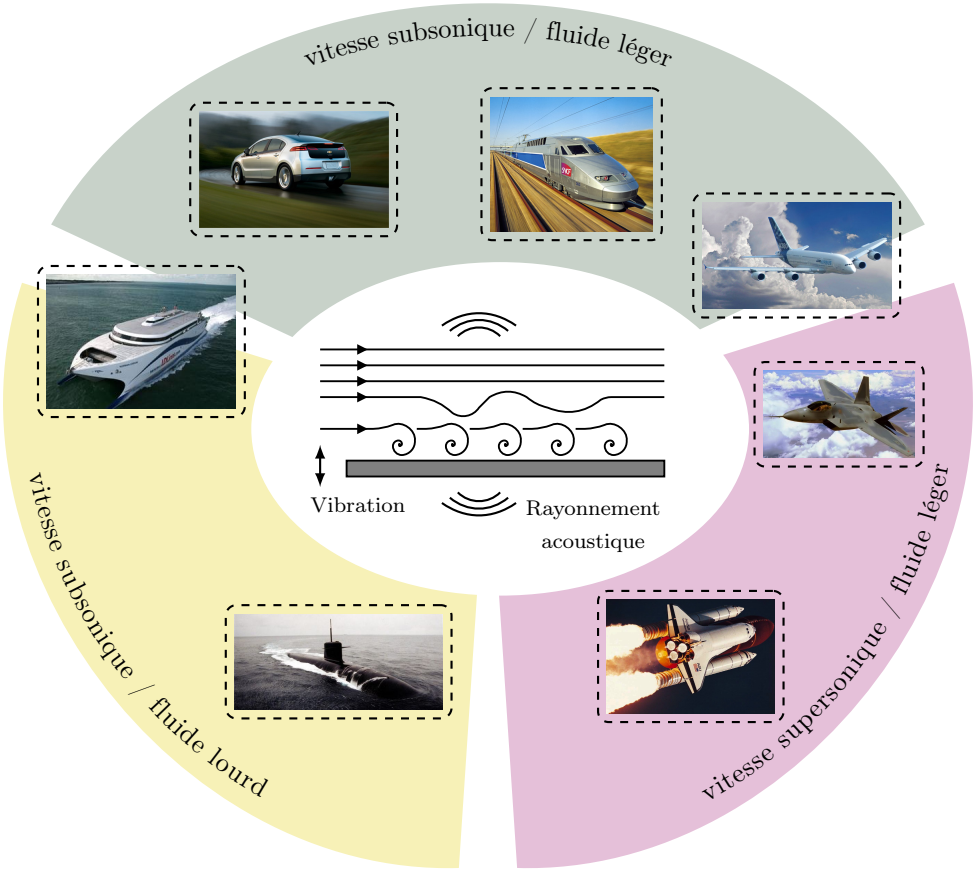


FIG. 1 – Problématique d'une structure excitée par un écoulement turbulent dans le domaine des transports.

Cette étude se concentre essentiellement sur le secteur de l'automobile où l'écoulement est subsonique et où le fluide est léger. Les effets de couplages entre les trois parties citées précédemment sont donc considérés comme faibles. D'autre part, les pressions pariétales qui constituent l'excitation sont de deux natures différentes [1] :

- aérodynamique : les fluctuations de pression générées par la convection de masses de fluide (turbulences, fluctuations aléatoires de vitesse, structures tourbillonnaires...),
- acoustique : les fluctuations de pression issues du rayonnement acoustique des turbulences dans toutes les directions.

Comme l'écoulement est subsonique et à faible nombre de Mach, la célérité des ondes acoustiques et la vitesse de convection liée à la composante aérodynamique sont très différentes. Ainsi, la partie acoustique est associée aux bas nombres d'onde (grandes longueurs d'onde) et le pic convectif est situé dans les hauts nombres d'onde (petites longueurs d'onde).

Une autre caractéristique très importante de ce type d'excitation est que les niveaux de pression de la composante aérodynamique sont nettement plus élevés que ceux de la partie acoustique [2]. Le spectre en nombre d'onde des pressions pariétales turbulentes est donc beaucoup plus élevé dans les hauts nombres d'onde que dans les bas nombres d'onde : il y a un pic de très forte amplitude dans la région convective qui correspond à la vitesse de convection et un autre pic d'amplitude plus faible au voisinage du nombre d'onde acoustique. Toutefois, dans le domaine des fréquences généralement étudiées (plus au moins la plage des fréquences audibles [20 Hz - 20 kHz]), les longueurs d'onde générées par la composante aérodynamique sont beaucoup trop petites par rapport à la longueur d'onde naturelle de la structure pour pouvoir générer efficacement des vibrations. En revanche, les longueurs d'onde générées par la partie acoustique sont beaucoup plus grandes et restent du même ordre de grandeur que celles de la structure. Cette composante de faible amplitude a donc un rôle très important dans la vibration d'une structure sous écoulement turbulent à faible nombre de Mach.

Pour toutes ces raisons, la connaissance des caractéristiques fréquentielles des pressions pariétales turbulentes n'est pas suffisante. Il faut également pouvoir connaître le spectre en nombre d'onde de ce type d'excitation. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser une antenne constituée d'un ensemble de capteurs qui mesure le champ de pression pariétale en différents points de l'espace. Ceci permet de mesurer l'amplitude des différentes longueurs d'onde et d'estimer le spectre en nombre d'onde. Cependant, la partie acoustique de l'excitation est si faible par rapport à la composante aérodynamique, qu'elle se trouve noyée dans le bruit de mesure. De plus, lorsqu'il est possible de mesurer une composante acoustique, il est très difficile de prouver que ces pressions correspondent réellement aux ondes acoustiques générées par l'écoulement turbulent et non pas à celles produites par d'autres sources résiduelles.

L'objectif de ce travail est de proposer une technique de mesure capable d'identifier les bas nombres d'onde d'un écoulement turbulent qui peuvent parfois être assimilés à la composante acoustique. Cette méthode se doit d'être fiable pour pouvoir déterminer les caractéristiques de ces bas nombres d'onde et ainsi pouvoir recaler les modèles de spectres en nombre d'onde existant. Elle doit être également simple à mettre en œuvre pour qu'elle puisse être utilisée dans le milieu industriel au cas par cas. La méthode inverse vibratoire de Résolution Inverse (RI) qui est proposée ici répond à ces différents critères : elle ne requiert l'utilisation que de 13 capteurs vibratoires connus pour être fiables et faciles à l'emploi, et l'utilisation des données vibratoires hautement sensibles aux bas nombres d'onde de l'excitation permet d'éviter que la composante acoustique soit noyée dans le bruit de mesure.

Le premier chapitre de ce manuscrit présente une revue bibliographique sur les écoulements turbulents générés par des couches limites turbulentes qui sont les plus connus dans la littérature et pour lesquels il existe de nombreux modèles de spectres en fréquence et en nombre d'onde. La méthode de Résolution Inverse (RI) est ensuite présentée ainsi que ces variantes appelées Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée (RIFF) et Résolution Inverse Corrigée (RIC) qui permettent de régulariser le problème inverse. Cette étape est indispensable lorsque les données vibratoires utilisées sont des quantités mesurées, car la méthode RI est très sensible aux faibles perturbations liées au bruit de mesure. Enfin, une discussion est proposée sur l'application de ces méthodes pour l'identification des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes en traitant notamment plus précisément la question de la sensibilité de la structure vibrante aux excitations dans les bas nombres d'onde.

Le deuxième chapitre est consacré à la simulation d'une plaque vibrante excitée par une couche limite turbulente. Pour cela une technique de synthèse de signaux respectant un gabarit de spectre en nombre d'onde est proposée pour générer les signaux d'excitation. Le calcul de la vibration de la structure ainsi excitée est ensuite présenté. Ces données vibratoires sont alors bruitées pour simuler des conditions expérimentales et sont utilisées dans la méthode RIFF pour reconstruire l'excitation. Cette méthode régularise le problème inverse par l'intermédiaire d'un filtre passe-bas en nombre d'onde appliqué sur les pressions reconstruites. Le nombre d'onde de coupure de ce filtre est déterminé par un coefficient de régularisation. Une nouvelle méthode est proposée pour optimiser le choix de ce paramètre. Dans le cas de la couche limite turbulente étudiée, la méthode RIFF optimisée identifie clairement la composante acoustique de l'écoulement turbulent et ceci même avec des données bruitées.

Le troisième et dernier chapitre traite de la mise en œuvre expérimentale de la méthode RI. Une première discussion permet de comprendre qu'il est difficile d'appliquer la méthode RIFF avec les techniques de mesures vibratoires usuelles à cause des fortes décorrélations spatiales présentes dans l'excitation : les données doivent être acquises de manière synchrone, or il est nécessaire d'effectuer la mesure sur une large fenêtre spatiale pour appliquer le filtrage de régularisation. La méthode RIC est alors une adaptation intéressante puisqu'elle utilise le filtre en nombre d'onde apporté naturellement par la formulation de la méthode et par l'écartement entre les différents capteurs pour régulariser la pression reconstruite en un seul point. Cette technique est testée dans un premier temps sur la simulation de couche limite turbulente développée au chapitre 2. Enfin, une expérimentation est réalisée sur une plaque excitée par un écoulement décollé où les turbulences sont générées par la présence d'une marche montante dans l'écoulement.

Chapitre 1

Revue bibliographique

Ce premier chapitre propose une revue bibliographique des problèmes de vibrations causées par des écoulements turbulents et plus particulièrement par une couche limite turbulente. Dans un premier temps, la théorie sur les couches limites turbulentes est présentée, notamment leurs caractéristiques et les modèles existants. L'analyse de tous ces modèles semi-empiriques montre la nécessité de développer des méthodes permettant de mesurer les bas nombres d'onde de ces champs de pression qui sont très difficiles à mesurer. Dans un second temps, une méthode inverse vibratoire est alors introduite dans le but d'identifier ces bas nombres d'onde par la mesure. Une discussion est proposée permettant de comprendre pourquoi les méthodes vibratoires sont adaptées pour mesurer ces nombres d'onde.

1.1 Excitation par couche limite turbulente

Pour pouvoir comprendre les problèmes de vibrations induites par écoulement, il est important de connaître les caractéristiques de cette excitation vibratoire. Cette partie présente donc une synthèse bibliographique sur les pressions pariétales turbulentes. Une première section décrit la théorie sur les couches limites turbulentes et sur la vision nombre d'onde généralement utilisée pour analyser ces pressions. Ensuite, les principaux modèles permettant de caractériser ces excitations, qui correspondent à des processus aléatoires, seront exposés. Enfin, deux approches expérimentales seront étudiées pour la mesure de ces champs de pression difficiles à identifier dans les bas nombres d'onde.

1.1.1 Définition d'une couche limite turbulente

La problématique de cette étude est celle d'une structure excitée par un écoulement turbulent. Ce dernier peut être lié à la présence d'un obstacle dans l'écoulement ou par une couche limite située juste au dessus du corps immergé. Dans le premier cas, on parle d'écoulements décollés, dans le deuxième cas, on parle de couche limite turbulente. Par rapport à l'excitation par couche limite turbulente, l'écoulement décollé génère une pression pariétale moins large bande et les tourbillons générés ont des tailles beaucoup plus grandes. Les caractéristiques de l'excitation par couche limite turbulente sont beaucoup plus étudiées par les vibroacousticiens que celles de l'écoulement décollé. On étudie alors ce type d'excitation dans un premier temps pour étendre ensuite le raisonnement aux écoulements décollés dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

Les différents paramètres qui caractérisent la couche limite sont définis ici pour permettre d'introduire par la suite les différents modèles de ce type d'excitation. Pour une description plus complète et plus détaillée, le lecteur est invité à consulter l'ouvrage de Schlichting [3].

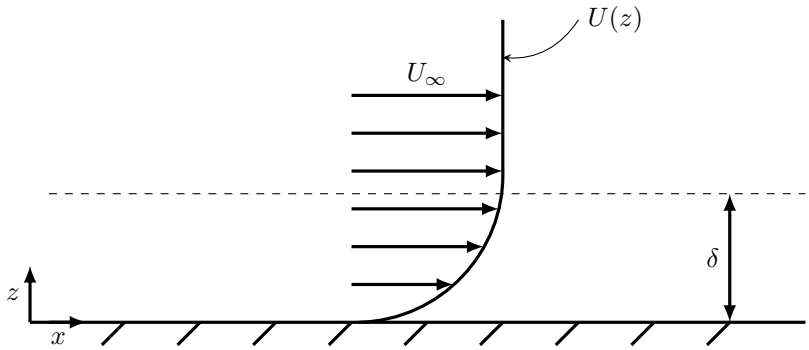


FIG. 1.1 – Schéma d'une couche limite turbulente.

L'interaction entre un fluide en écoulement de vitesse U_∞ et un corps immergé n'est pas nul à proximité de la paroi. En effet, dans la couche limite appelée δ, la vitesse au niveau de la paroi est nulle et augmente progressivement jusqu'à U_∞ lorsque l'on s'éloigne de la structure (voir Fig. 1.1). La couche limite δ peut se définir comme la distance à la paroi pour laquelle la vitesse du fluide vaut au moins 99% de celle de l'écoulement U_∞ :

$$U(\delta) = 0.99\ U_\infty. \tag{1.1}$$

Plus généralement, on définit l'épaisseur de déplacement δ_* qui correspond au déplacement des lignes de courant de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite visqueuse :

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

Les autres paramètres principaux qui caractérisent une couche limite sont la contrainte de cisaillement τ_w dont l'expression est

$$\tau_w = \mu' \frac{\partial U(z)}{\partial z}, \tag{1.3}$$

où μ' est la viscosité dynamique et u_* la vitesse de frottement qui s'écrit

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho'}}, \tag{1.4}$$

avec ρ' la masse volumique du fluide. Enfin, il est nécessaire d'introduire le nombre de Reynolds R_e qui détermine le régime d'écoulement, laminaire, transitoire, ou turbulent :

$$R_e = \frac{UL}{\nu'}, \tag{1.5}$$

où L et U sont une longueur et une vitesse caractéristiques de l'écoulement et ν' la viscosité cinématique.

1.1.2 Description du problème dans le domaine des nombres d'onde

Dans notre étude, l'écoulement turbulent qui excite une plaque vibrante est subsonique et à faible nombre de Mach, la vitesse de l'écoulement est alors plus faible que la vitesse du son. La pression dans une couche limite turbulente comprend alors deux composantes [1, 4] :

- aérodynamique : pressions des turbulences en paroi qui ne jouent un rôle que dans le champ proche. Pour des écoulements à faible nombre de Mach, ces pressions respectent l'équation de Poisson. Dans le domaine des nombres d'onde, cette composante est large bande avec un pic d'amplitude très élevée dans la région convective qui est caractérisée par le nombre d'onde de convection k_{conv} :

  $$k_{\text{conv}} = \frac{\omega}{U_c}, \tag{1.6}$$

  où ω est la pulsation et U_c la vitesse de convection reliée à la vitesse de l'écoulement U_∞ par un coefficient K déterminé expérimentalement [5, 6] et compris entre 0.6 et 0.8 :

  $$U_c = KU_\infty. \tag{1.7}$$

- acoustique : ondes rayonnées par les turbulences dans le fluide au dessus de la plaque qui peuvent se propager en champ lointain et qui respectent l'équation d'onde acoustique. Elles se propagent à la vitesse du son c_0 dans toutes les directions. Dans le domaine des nombres d'onde, il est très probable qu'il y ait un pic d'amplitude autour du nombre d'onde acoustique :

  $$k_{\text{ac}} = \frac{\omega}{c_0}. \tag{1.8}$$

Ces deux composantes forment le champ total de pression pariétale qui excite la structure. Cette vibration peut alors être à l'origine d'un rayonnement acoustique de part et d'autre de la structure (voir Fig. 1.2).

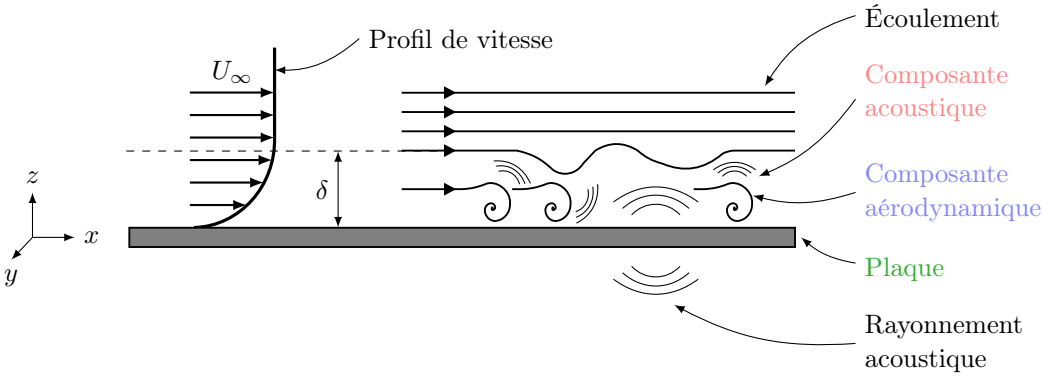


FIG. 1.2 – Schéma en coupe d'une plaque excitée par une couche limite turbulente d'épaisseur δ.

La représentation de l'excitation dans le domaine des nombres d'onde permet de distinguer ces deux composantes : la partie acoustique étant dans les bas nombres d'onde et la partie aérodynamique dans les hauts nombres d'onde. En effet, pour des écoulements subsoniques, les longueurs d'ondes acoustiques sont plus grandes que celles de la composante aérodynamique. Un des avantages de la représentation en nombre d'onde est de mettre en évidence les effets de coïncidences spatiales entre les longueurs d'onde de l'excitation et la longueur d'onde naturelle de flexion λ_f donnée par

$$\lambda_f = \frac{2\pi}{k_f}, \tag{1.9}$$

avec le nombre d'onde de flexion k_f [7] défini par

$$k_f = \sqrt[4]{\frac{12\rho(1-\nu^2)}{Eh^2}}\sqrt{\omega}, \tag{1.10}$$

où ρ, E, ν sont respectivement la masse volumique, le module d'Young, le coefficient de Poisson du matériau et h est l'épaisseur de la plaque. Cette dernière expression montre que les ondes de flexion sont dispersives puisque leur célérité c_f augmente avec la fréquence :

$$c_f = \sqrt[4]{\frac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}\sqrt{\omega}. \tag{1.11}$$

La figure 1.3(a) représente les nombres d'onde acoustiques, de convection et de flexion en fonction de la pulsation. La célérité des ondes acoustiques étant plus élevée

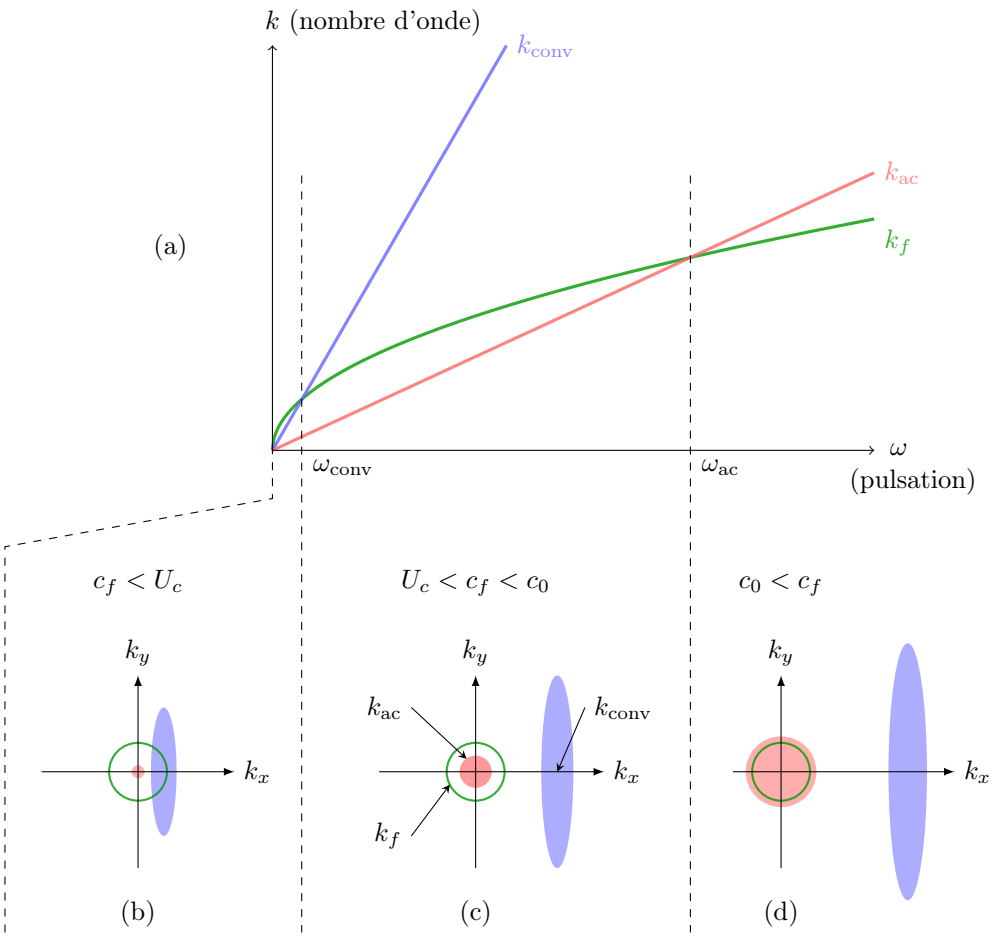


FIG. 1.3 – (a) Évolution des nombres d'onde de flexion (—), de convection (—) et acoustique (—) en fonction de la pulsation en condition subsonique et allures du spectre fréquence-nombre d'onde d'une excitation par écoulement turbulent pour (b) $\omega < \omega_{\text{conv}}$, (c) $\omega_{\text{conv}} < \omega < \omega_{ac}$ et (d) $\omega_{ac} < \omega$ [2, 1].

que la vitesse de l'écoulement, la pente de la droite représentant le nombre d'onde de convection k_{conv} est donc plus grande que celle du nombre d'onde acoustique k_{ac}. Quant au nombre d'onde de flexion k_f, il évolue en racine carré de la pulsation ω d'après l'équation (1.10). Ces trois courbes permettent de définir la fréquence de coïncidence aérodynamique ω_{conv} pour laquelle les nombres d'onde de flexion et de convection sont égaux

$$\omega_{\text{conv}} = \sqrt{\frac{12\rho(1-\nu^2)}{Eh^2}}\, U_c^2, \tag{1.12}$$

et de la même manière la fréquence critique

$$\omega_{\mathrm{ac}} = \sqrt{\frac{12\rho(1-\nu^2)}{Eh^2}}\ c_0^2. \tag{1.13}$$

À titre d'exemple, pour un vitrage automobile soumis à un écoulement à une centaine de km/h, la coïncidence aérodynamique est de quelques Hz alors que la fréquence critique vaut quelques kHz.

Dans l'espace des nombres d'onde, on peut schématiquement représenter la partie acoustique par un disque centré à l'origine dont le rayon est égal au nombre d'onde acoustique k_{ac} (analogue à un champ diffus), la composante aérodynamique par une ellipse centrée autour du nombre d'onde de convection k_{conv} sur l'axe k_x, la direction x étant celle de l'écoulement et le nombre d'onde de flexion k_f par un cercle (voir Fig. 1.3 (b), (c) et (d)). Ce dernier définit les ondes naturelles de la paroi infinie ou la zone des modes résonants pour les structures finies. Pour des fréquences inférieures à celle de la coïncidence aérodynamique, c'est-à-dire lorsque la vitesse des ondes de flexion est plus petite que la vitesse de convection, il peut y avoir coïncidence entre la longueur d'onde naturelle de la structure et celles de la région convective de l'excitation. Ceci se traduit par une superposition de la région convective et du cercle définissant les vibrations "naturelles" de la plaque sur la figure 1.3 (b). Lorsque la fréquence augmente, la région acoustique et le cercle représentant le nombre d'onde de flexion s'élargissent alors que le composante aérodynamique s'éloigne rapidement vers les hauts nombres d'onde. Dans ce cas, les longueurs d'onde de cette composante deviennent très petites devant celle de la structure vibrante (Fig. 1.3 (c)). Finalement, après la coïncidence acoustique (Fig. 1.3 (d)), le nombre d'onde naturel de la structure devient plus petit que la partie acoustique. Il y a donc une forte coïncidence spatiale entre cette composante et la vibration naturelle de la structure, alors que la partie aérodynamique se situe vers les très hauts nombres d'onde qui sont moins efficaces en terme d'excitation vibratoire.

Une autre caractéristique importante de l'excitation est la forte amplitude de la composante aérodynamique. En effet, certains auteurs comme Howe [2] évaluent le niveau de cette composante entre 30 et 60 dB au dessus de la partie acoustique ou à 20 dB par Arguillat *et al.* [6, 8] dans une étude expérimentale réalisée dans une veine à écoulement.

Il est donc difficile de dire si l'une ou l'autre des deux composantes de l'excitation est plus importante. On peut toutefois affirmer que la partie acoustique a un rôle non négligeable pour les fréquences élevées. Dans le cadre d'applications automobiles, où l'objectif est de s'intéresser à la gêne sonore, les fréquences sensibles (quelques milliers de Hz) se situent aux alentours de la fréquence critique des vitrages. La composante acoustique constitue alors une partie essentielle du bruit transmis par les parois, mais il s'avère très difficile de l'identifier expérimentalement, car elle se retrouve noyée dans la dynamique imposée par la composante aérodynamique.

1.1.3 Modélisations des pressions pariétales turbulentes

1.1.3.1 Éléments de traitement du signal

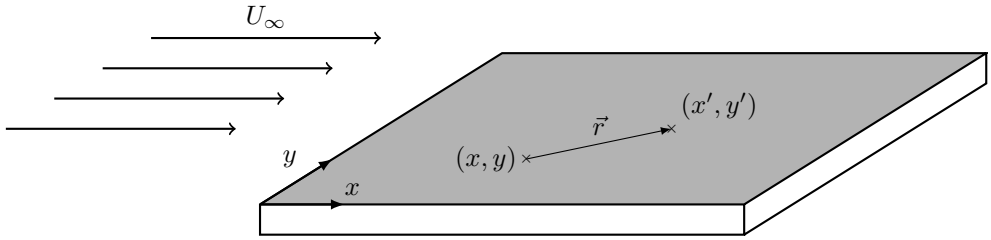


FIG. 1.4 – Schéma d'une plaque excitée par un écoulement turbulent.

Les pressions pariétales créées par un écoulement turbulent sont des phénomènes aléatoires. Il convient donc d'introduire quelques indicateurs permettant de caractériser ce type d'excitation. Généralement, ce sont les moments statistiques du second ordre qui sont utilisés. Ainsi, en supposant que le champ de pression pariétale est stationnaire et homogène dans le plan (x, y) (voir Fig. 1.4), on introduit l'intercorrélation $R_{pp'}(r_x, r_y, \tau)$ entre les pressions $p(x, y, t)$ et $p(x', y', t - \tau)$:

$$R_{pp'}(r_x, r_y, \tau) = \mathrm{E}\left[p(x, y, t)\ p^*(x', y', t - \tau)\right], \tag{1.14}$$

où $r_x = x - x'$, $r_y = y - y'$ et p^* est le complexe conjugué de p. Puisque le champ p est réel, l'équation (1.15) s'écrit

$$R_{pp'}(r_x, r_y, \tau) = \mathrm{E}\left[p(x, y, t)\ p(x', y', t - \tau)\right]. \tag{1.15}$$

Sous l'hypothèse que la génération de ces pressions pariétales turbulentes corresponde à un processus ergodique, l'espérance mathématique notée E[ ] dans l'équation (1.15) et qui correspond à une moyenne d'ensemble peut être remplacée par une moyenne temporelle :

$$R_{pp'}(r_x, r_y, \tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p(x, y, t)\ p(x', y', t - \tau)\ \mathrm{d}t. \tag{1.16}$$

De la même manière, la fonction d'autocorrélation $R_{pp}(\tau)$ de la pression $p(x, y, t)$ s'écrit

$$R_{pp}(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p(x, y, t)\ p(x, y, t - \tau)\ \mathrm{d}t, \tag{1.17}$$

et lorsque le retard τ vaut 0, $R_{pp}(\tau = 0)$ correspond à la puissance moyenne du signal. En pratique, si le champ p correspond à un processus aléatoire stationnaire, on estime ces quantités par périodogrammes moyennés et s'il est homogène dans l'espace, l'interspectre est estimé en prenant un point de référence (x_0, y_0).

Dans le domaine fréquentiel, l'interspectre $S_{pp'}(r_x, r_y, \omega)$ est alors la transformée de Fourier de l'intercorrélation $R_{pp'}(r_x, r_y, \tau)$

$$S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp'}(r_x, r_y, \tau) e^{j\omega\tau} \, \mathrm{d}\tau, \tag{1.18}$$

et l'autospectre $S_{pp}(\omega)$ celle de l'autocorrélation $R_{pp}(\tau)$

$$S_{pp}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(\tau) e^{j\omega\tau} \, \mathrm{d}\tau. \tag{1.19}$$

Finalement, le spectre en nombre d'onde $S_{pp'}(k_x, k_y, \omega)$ est la transformée de Fourier spatiale de l'interspectre :

$$S_{pp'}(k_x, k_y, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) e^{-jk_x r_x} e^{-jk_y r_y} \, \mathrm{d}r_x \, \mathrm{d}r_y. \tag{1.20}$$

La partie qui suit résume les différentes caractéristiques des indicateurs que sont l'autospectre et l'interspectre ainsi que les principaux modèles associés qui seront utilisés dans cette étude.

1.1.3.2 Modélisation de l'autospectre d'une couche limite turbulente

L'autospectre $S_{pp}(\omega)$ d'une couche limite turbulente (voir Éq. (1.19)) permet de représenter la répartition énergétique de l'excitation en fonction de la fréquence. Dans le cas où la structure soumise à la couche limite turbulente est considérée comme plane ou à très grand rayon de courbure, Blake [1] et Hwang [9] distinguent 4 régions distinctes (voir Fig. 1.5) :

1. les basses fréquences ($\omega\delta/u_* < 5$) qui vont dépendre des paramètres extérieurs à la couche limite et où le spectre varie en ω^2,
2. les moyennes fréquences ($5 < \omega\delta/u_* < 100$) caractérisées également par les paramètres externes à la couche limite, et où le spectre atteint son maximum pour $\omega\delta/u_* \approx 50$,
3. une région intermédiaire ($\omega\delta/u_* > 100$ et $\omega\nu'/u_*^2 < 0.3$) variant en ω^{-1} environ (entre $\omega^{-0.7}$ et $\omega^{-1.1}$ en fonction des modèles),
4. une zone haute fréquence où le spectre décroit en ω^{-5} et qui est caractérisée par des paramètres intérieurs à la couche limite.

Les modèles d'autospectre de couches limites turbulentes sont nombreux. Ils sont obtenus à partir de données expérimentales et leurs expressions dépendent des paramètres externes ou internes à la couche limite selon le domaine de fréquences. Une revue détaillée des principaux modèles est présentée par Hwang [9] dont ceux de Smol'yakov [10], Chase [11] ou encore Howe [12]. Hwang montre que le modèle de Goody [13], basé sur

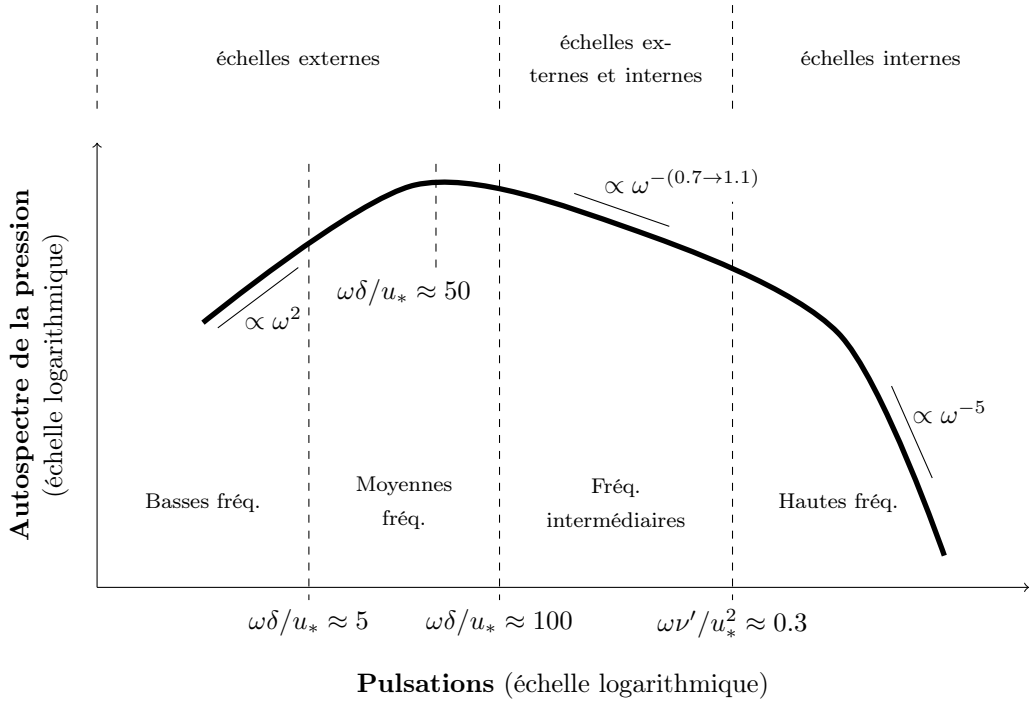


FIG. 1.5 – Allure de l'autospectre d'une couche limite turbulente [1, 9].

l'analyse des résultats obtenus par sept équipes de recherche, est celui qui se rapproche le plus des courbes expérimentales et ceci sur une très grande gamme de fluides et de vitesses d'écoulement différents car il prend en compte le nombre de Reynolds R_e :

$$S_{pp}^{\text{Goody}}(\omega) = \frac{3\tau_w^2\delta\left(\frac{\omega\delta}{U_\infty}\right)^2}{U_\infty\left(\left[0.5+\left(\frac{\omega\delta}{U_\infty}\right)^{0.75}\right]^{3.7}+\left[1.1\ R_e^{-0.57}\left(\frac{\omega\delta}{U_\infty}\right)\right]^7\right)}. \tag{1.21}$$

La figure 1.6 présente l'autospectre de Goody pour un écoulement dans l'air et pour une vitesse U_∞ de 28.3 m/s qui correspond à une valeur typique pour le domaine automobile (environ 100 km/h). Les paramètres physiques de l'écoulement sont donnés dans le tableau 1.1. Cette courbe montre que l'excitation produite par une couche limite turbulente est très large bande. Pour cette vitesse d'écoulement le maximum d'amplitude atteint par l'autospectre se situe autour de 200 Hz.

vitesse d'écoulement	$U_\infty = 28.3$ m/s
vitesse de convection	$U_c = 35$ m/s
vitesse de frottement	$u_* = 1.07$ m/s
contrainte de cisaillement	$\tau_w = 1.37$ N/m^2
épaisseur de couche limite	$\delta = 2.78$ cm
épaisseur de déplacement	$\delta_* = 0.429$ cm
viscosité cinématique	$\nu' = 0.154$ cm^2/s
masse volumique	$\rho' = 1.2$ kg/m^3

Tab. 1.1 – Paramètres physiques de l'écoulement correspondant à la figure 1.6 et donnés par Farabee et Casarella [5].

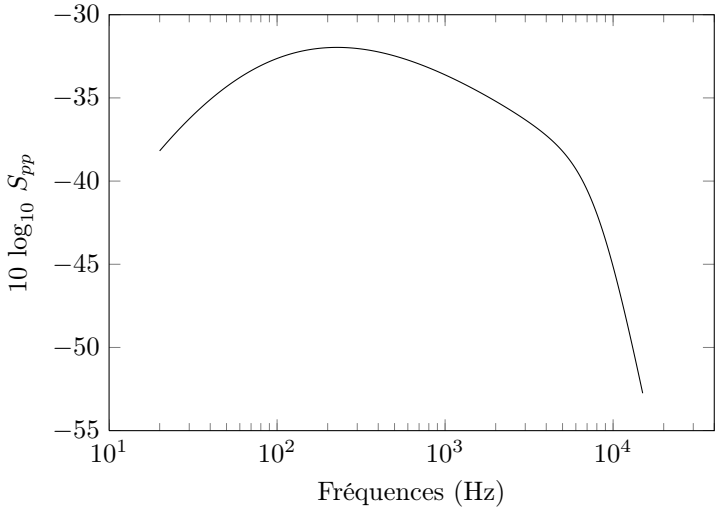


Fig. 1.6 – Autospectre du modèle de Goody pour un écoulement de vitesse $U_\infty = 28.3$ m/s.

1.1.3.3 Modélisation de l'interspectre

L'interspectre $S_{pp'}(r_x, r_y, \omega)$ de pressions pariétales turbulentes rend compte des corrélations spatiales dans le champ d'excitation. Il est généralement représenté dans le domaine des nombres d'onde par sa transformée de Fourier spatiale $S_{pp'}(k_x, k_y, \omega)$, appelée également spectre en nombre d'onde. Cette représentation permet de distinguer clairement la région convective et le domaine acoustique comme le montre la figure 1.7.

La région convective est large bande et est associée à la convection de masses de fluide. Son niveau est très important, et elle est située dans les hauts nombres d'onde. On peut schématiquement la représenter par une ellipse centrée autour du nombre de convection k_{conv} sur l'axe k_x, x étant le sens d'écoulement. La largeur et la longueur de

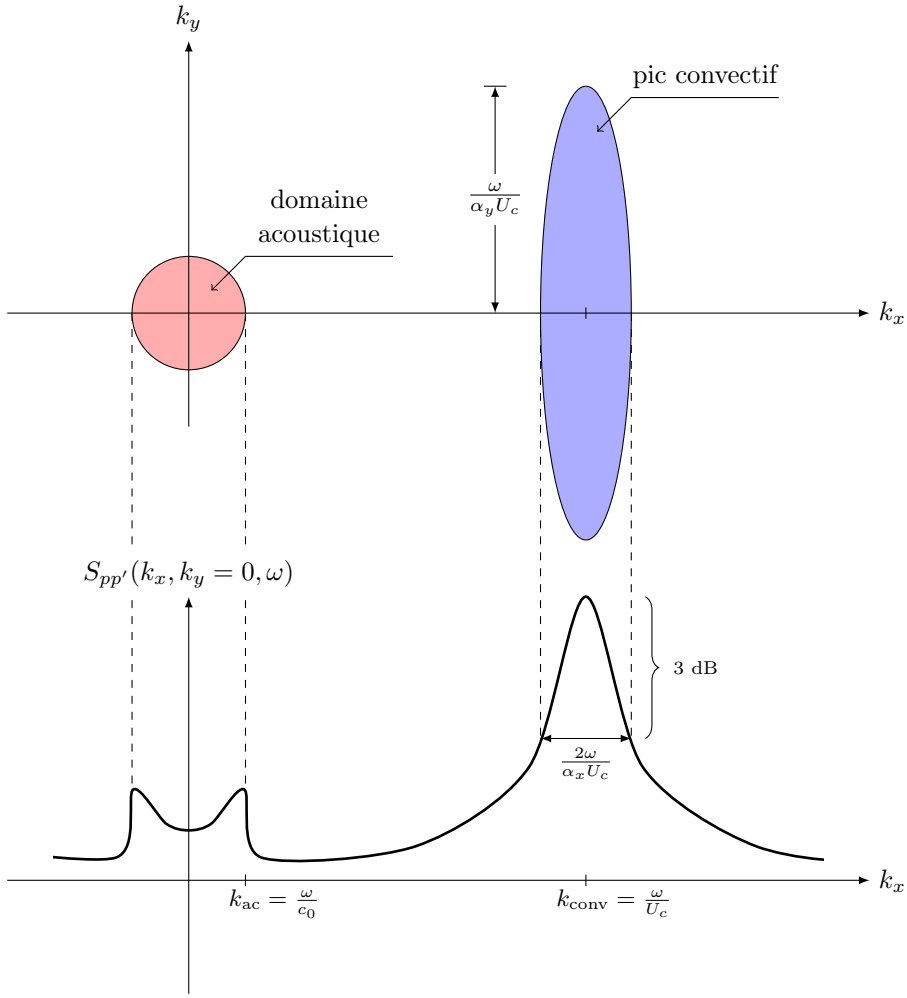


FIG. 1.7 – Allure du spectre en nombre d'onde d'une couche limite turbulente [1, 2].

cette ellipse sont données par les bandes passantes à -3 dB du pic convectif suivant k_x et k_y. D'après Blake [1] elles sont données par

$$\Delta_{k_x} = \frac{2\omega}{\alpha_x U_c}, \tag{1.22}$$

et

$$\Delta_{k_y} = \frac{2\omega}{\alpha_y U_c}, \tag{1.23}$$

où les coefficients α_x et α_y rendent comptent de la cohérence spatiale avec $\alpha_x \approx 8$ et $\alpha_y \approx 1$.

La région acoustique a quant à elle un niveau énergétique beaucoup plus faible, avec des longueurs d'onde beaucoup plus grandes et est associée aux effets de compressibilité du fluide. Elle est généralement représentée par un disque dont le rayon est le nombre d'onde acoustique k_{ac}, et possède un maximum d'amplitude sur le cercle de même rayon. Cependant, les ondes associées à cette région ont une direction privilégiée qui est celle de l'écoulement. C'est pourquoi l'amplitude du spectre en nombre d'onde dans cette région est dépendante de la longueur sur laquelle se forme la couche limite turbulente [14, 11] car il y a accumulation de cette énergie en aval de l'écoulement.

Enfin, la région reliant ces deux domaines est appelée région intermédiaire. D'après Hwang et Maidanik [15], les régions intermédiaires et le domaine acoustique ont une influence très importante sur la vibration et le rayonnement de la structure excitée. Cependant, à cause de la très forte amplitude du pic convectif, elles sont difficiles à mesurer et sont encore aujourd'hui mal connues.

Tout comme pour les autospectres, il existe beaucoup de modèles semi-empiriques qui décrivent l'interspectre de pressions pariétales. Howe [2] donne une description détaillée des principaux modèles dont le plus connu est celui de Corcos [16] (voir Fig. 1.8). Ce dernier permet d'exprimer l'interspectre comme une combinaison de l'autospectre $S_{pp}(\omega)$, d'une exponentielle complexe suivant x correspondant à la propagation des turbulences et de deux exponentielles décroissantes traduisant séparément les cohérences spatiales suivant x et y :

$$S_{pp'}^{\mathrm{Corcos}}\,(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega)\ \mathrm{e}^{-\omega \frac{|r_x|}{\alpha_x U_c}}\,\mathrm{e}^{-\omega \frac{|r_y|}{\alpha_y U_c}}\,\mathrm{e}^{j\omega \frac{r_x}{U_c}}\,. \tag{1.24}$$

Ce modèle largement utilisé pour sa simplicité d'utilisation a l'inconvénient de ne pas pouvoir prendre en compte la composante acoustique. Certains modèles comme ceux de Ffowcs Williams [17], Smol'yakov et Tkachenko [10], Chase [18, 11] ou de Martin et Leehey [19] permettent quant à eux de considérer la compressibilité du fluide et donc la composante acoustique. Une comparaison de ces modèles est donnée en figure 1.9 et montre des disparités importantes entre les différents modèles dans la région subconvective.

Pour ces modèles semi-empiriques, les paramètres associés à la région des hauts nombres d'onde sont bien connus et généralement mesurés par des antennes de capteurs qui permettent d'estimer le spectre en nombre d'onde de l'excitation. En ce qui concerne le domaine acoustique et la région intermédiaire, les coefficients permettant de régler les modèles demeurent aujourd'hui très mal connus. En effet, les niveaux sont très faibles dans ces nombres d'onde et il existe très peu de systèmes de mesures ayant un Rapport Signal sur Bruit (RSB) suffisant pour atteindre ces régions de bas nombres d'onde. La section qui suit présente les différentes approches permettant de mesurer l'interspectre des pressions pariétales dans ces bas nombres d'onde.

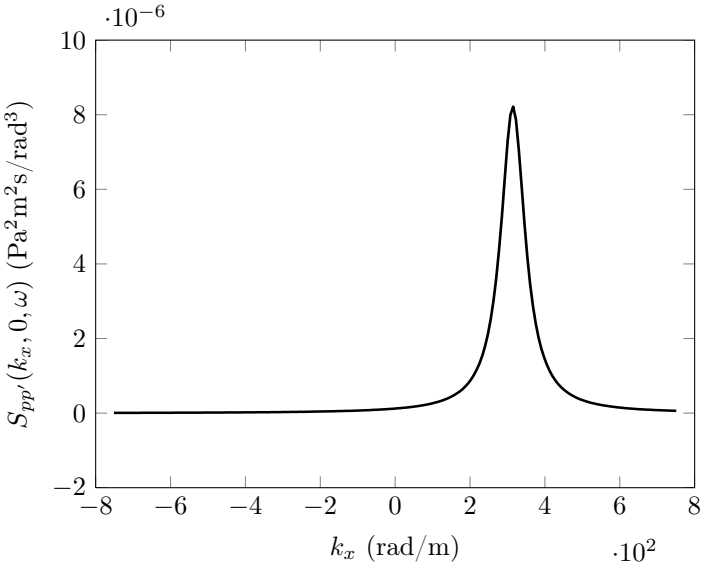


FIG. 1.8 – Spectre en nombre d'onde du modèle de Corcos à 1 kHz et pour une vitesse d'écoulement de 40 m/s ($\alpha_x = 8$ et $\alpha_y = 1$).

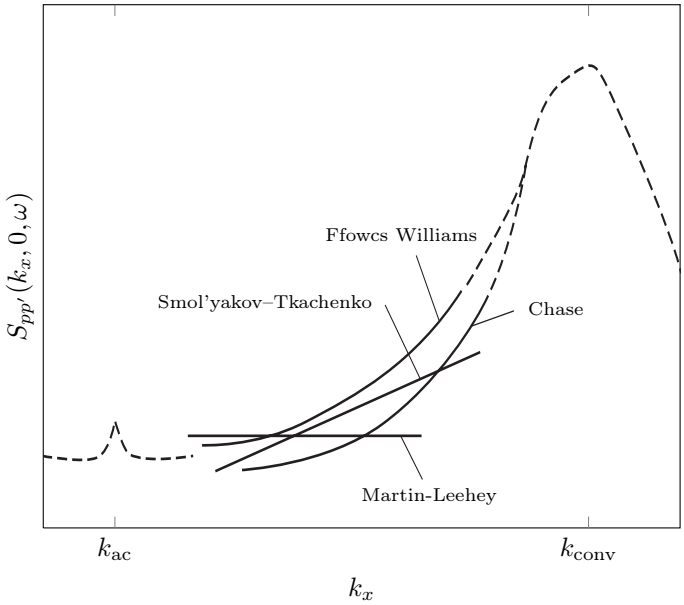


FIG. 1.9 – Comparaison des modèles d'interspectre donnée par Borisyuk et Grichenko [20].

1.1.4 Approches expérimentales pour la mesure des bas nombres d'onde des pressions pariétales

1.1.4.1 Antenne de capteurs de pression

Dans la littérature, on peut trouver deux types d'approches expérimentales pour faire la séparation entre les deux composantes de l'excitation. Dans les deux cas, ce sont des filtrages spatiaux qui sont utilisés et qui permettent alors d'accéder aux régions des bas nombres d'onde. La première approche consiste à utiliser une antenne de capteurs affleurants à l'écoulement [21, 22, 23, 24, 8]. L'utilisation de ce type de réseau permet d'appliquer un filtrage spatial en post-traitement.

L'étude récente d'Arguillat *et al.* [6] utilise ce type d'approche expérimentale pour mesurer les spectres en nombre d'onde de pressions pariétales turbulentes. Pour cela, les auteurs utilisent une antenne circulaire de 63 capteurs alignés (voir Fig. 1.10) avec 3 tailles et 3 espacements différents pour accéder aussi bien aux grandes longueurs d'onde de la composante acoustique qu'aux petites longueurs d'onde de la région convective. La mesure du champ à 2 dimensions se fait pour 63 angles différents entre l'axe de l'antenne et la direction de l'écoulement.

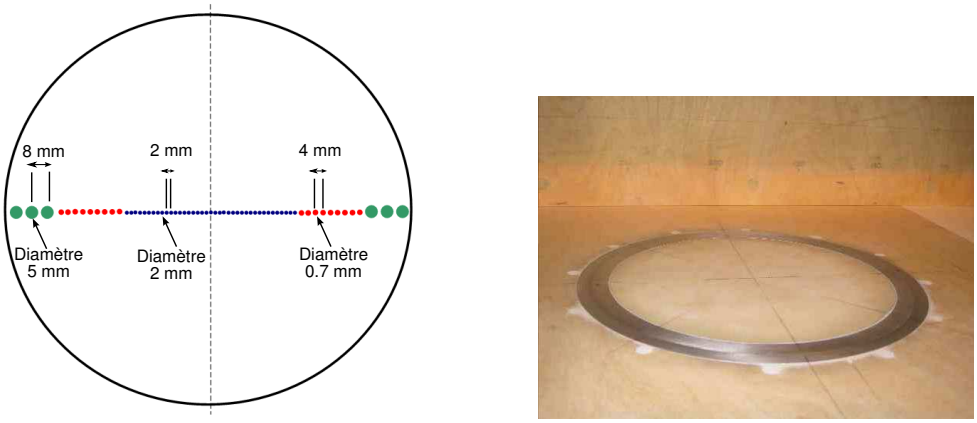


Fig. 1.10 – Antenne de capteurs affleurants utilisés par Arguillat *et al.* [6] pour mesurer les spectres en nombre d'onde.

L'interspectre $S_{pp'}$ des pressions mesurées est évalué par périodogrammes moyennés et les spectres en nombre d'onde par une transformée de Fourier spatiale. Les résultats sont présentés en figure 1.11 et correspondent à des mesures réalisées dans une veine à écoulement. Ces résultats concordent avec la théorie qui prédit une composante acoustique qui s'élargit avec la fréquence et une partie aérodynamique qui s'éloigne vers les hauts nombres d'onde lorsque la fréquence augmente.

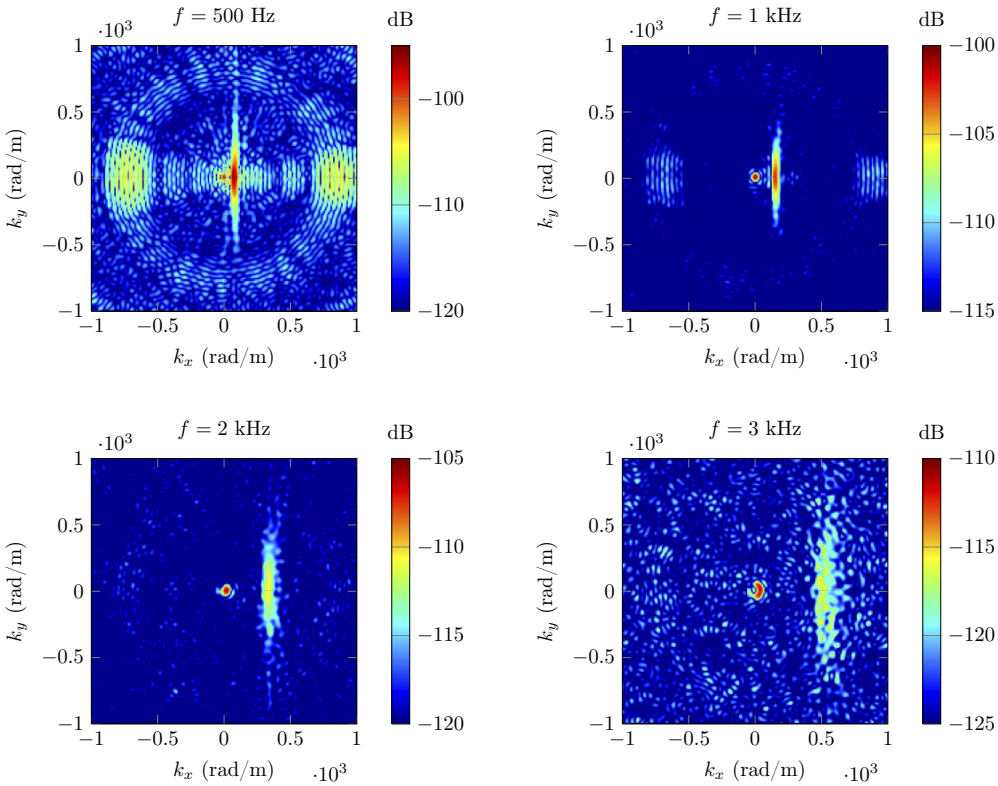


FIG. 1.11 – Spectres en nombre d'onde en dB mesurés à différentes fréquences sur une plaque excitée par une couche limite turbulente ($U_\infty = 54$ m/s) [6].

Les niveaux des deux composantes sont estimés par interpolation avec un modèle simplifié combinant le modèle de Corcos pour la partie aérodynamique et un champ diffus acoustique pour le domaine acoustique. En comparant les spectres en nombres d'onde mesurés à ceux du modèle simplifié, le rapport d'amplitude entre les deux composantes est alors estimé par la méthode des moindres carrés. Les amplitudes des deux composantes ainsi estimées sont représentées en figure 1.12. La composante acoustique est en moyenne 15 ou 20 dB en dessous de la composante aérodynamique. La courbe représentant l'autospectre total mesuré et qui se superpose à celle de la partie convective correspondrait au type de résultats que l'on pourrait obtenir avec les techniques traditionnelles n'utilisant pas de filtrage spatial.

Le problème majeur avec ce type d'approche expérimentale est la nécessité d'avoir un très grand nombre de capteurs et qu'ils doivent être de très bonne qualité, c'est-à-dire avoir un très bon RSB, pour qu'ils puissent mesurer ces bas nombres d'onde de faible amplitude. Peu d'études ont montré de bons résultats dans les bas nombres

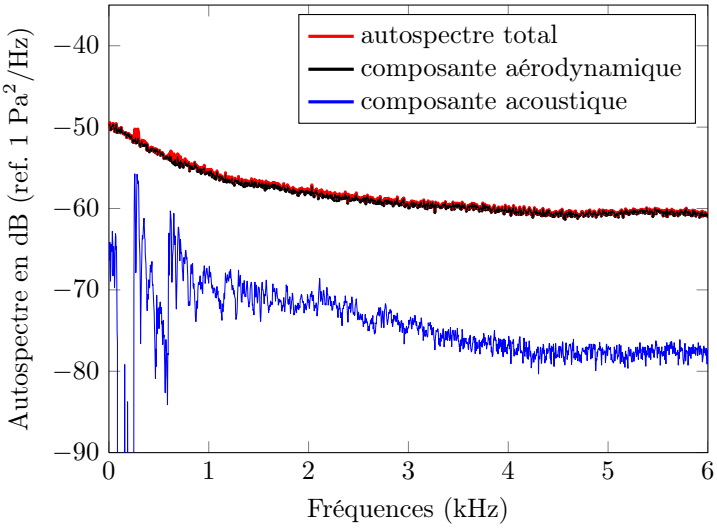


FIG. 1.12 – Spectres en fréquence d'une plaque excitée par une couche limite turbulente (U_∞ = 54 m/s). Les composantes acoustiques et aérodynamiques sont obtenues par optimisation paramétrique [6].

d'onde avec ce type d'approche et il est très difficile de prouver que les bas nombres d'onde mesurés correspondent vraiment à la composante acoustique de l'écoulement et non pas à des sources résiduelles. De plus, ces méthodes requièrent l'utilisation de parois spécifiquement instrumentées qui sont trouées et équipées d'inserts sur lesquels sont connectés les capteurs.

1.1.4.2 Approche vibratoire

La seconde approche expérimentale permettant la séparation des bas et des hauts nombres d'onde est basée sur le filtrage naturel apporté par une structure vibrante. La sensibilité des vibrations au domaine des bas nombres d'onde est alors utilisée pour rehausser le RSB dans cette région où les longueurs d'ondes acoustiques sont proches des longueurs d'ondes naturelles de la structure. Aupperle et Lambert [25] ont exploré cette possibilité en étudiant le cas d'une poutre. Quelques années plus tard, Martin et Leehey [19] ou encore Jameson [26] utilisent les modes d'une plaque ou d'une membrane pour filtrer les pressions pariétales turbulentes. Le filtrage spatial entre l'excitation et la vibration apporté par chaque mode est exprimé théoriquement pour des jeux de conditions aux limites connues (encastrées, libres, supportées...). Les champs vibratoires mesurés permettent alors d'estimer le champ d'excitation à l'origine de ces vibrations. Cependant, il est très difficile, voire impossible, d'obtenir ce type de conditions aux limites expérimentalement et il est très difficile de les identifier. Pour remédier à ce

problème, les auteurs négligent la conversion en nombre d'onde qui se fait entre les hauts nombre d'onde de l'excitation et les bas nombres d'onde du champ vibratoire. Cette approximation pose question, car si la composante aérodynamique est très élevée, les bas nombres d'onde de vibration dus aux hauts nombre d'onde de l'excitation ne sont pas négligeables. Enfin, ce type de technique ne peut être utilisé qu'aux fréquences de résonance des modes pour lesquels il faut d'ailleurs mesurer préalablement leur amortissement.

La partie qui suit présente une méthode inverse vibratoire appelée Résolution Inverse (RI) qui sera utilisée pour l'identification des bas nombres d'onde. Cette méthode qui est simple à mettre en oeuvre et qui n'est pas basée sur une formulation modale, peut-être utilisée pour toutes les fréquences et de manière locale : il n'y a pas besoin de connaître les conditions limites ou les efforts appliqués en dehors du domaine d'intérêt. De plus, la conversion en nombre d'onde entre l'excitation et la vibration n'est pas négligée.

1.2 Les méthodes inverses vibratoires

Cette partie présente la Résolution Inverse (RI), sa variante Filtrée et Fenêtrée (RIFF) puis sa version Corrigée (RIC), qui sont des méthodes inverses vibratoires permettant d'estimer un champ d'excitation appliqué sur une structure à partir d'un champ vibratoire mesuré. Dans un premier temps, le principe général de la méthode RI sera présenté pour les poutres et les plaques. L'exemple simple d'une plaque sur appui simple excitée par une force ponctuelle permettra ensuite de mettre en évidence l'aspect local de la méthode et la nécessité de régulariser ce problème inverse en utilisant les méthodes RIFF ou RIC. Finalement, une discussion est proposée sur l'application de cette technique pour l'identification des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes.

1.2.1 La méthode RI (Résolution Inverse)

1.2.1.1 Principe général

Basée sur une résolution inverse de l'équation du mouvement, la méthode RI (appelée également FAT pour Force Analysis Technique) a été développée par Pézerat et Guyader [27] il y a une quinzaine d'années. Elle permet d'identifier localement des efforts appliqués sur une structure à partir de champs vibratoires mesurés.

Le problème inverse d'une poutre en flexion consiste donc à estimer les efforts appliqués sur celle-ci en fonction du champ de déplacement. Pour cela, on utilise l'équation du mouvement de la structure. Dans le cas d'une poutre excitée en régime harmonique [7],

on a :

$$F(x,\omega) = EI\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} - \rho S\omega^2 w, \tag{1.25}$$

avec $w(x,\omega)$ le champ de déplacement transverse, $F(x,\omega)$ l'effort appliqué, E le module d'Young, I le moment d'inertie, ρ la masse volumique et S la section de la poutre. Pour une plaque, l'équation du mouvement à 2 dimensions s'écrit :

$$F(x,y,\omega) = D\left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2\frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2}\right) - \rho h\omega^2 w, \tag{1.26}$$

où h est l'épaisseur de la plaque, ν le coefficient de poisson et D la rigidité de la structure :

$$D = \frac{Eh^3}{12\left(1-\nu^2\right)}. \tag{1.27}$$

Les dérivées partielles des équations (1.25) et (1.26) sont estimées par différences finies avec un schéma développé au premier ordre et avec un maillage spatial (i,j) régulier [28] :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} \quad \Rightarrow \quad \delta_\Delta^{4x} &= \frac{1}{\Delta^4}[w(x+2\Delta,y) - 4w(x+\Delta,y) + 6w(x,y) && (1.28)\\
&\quad -4w(x-\Delta,y) + w(x-2\Delta,y)], \\
\frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \quad \Rightarrow \quad \delta_\Delta^{4y} &= \frac{1}{\Delta^4}[w(x,y+2\Delta) - 4w(x,y+\Delta) + 6w(x,y) && (1.29)\\
&\quad -4w(x,y-\Delta) + w(x,y-2\Delta)], \\
\frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} \Rightarrow \delta_\Delta^{2x2y} &= \frac{1}{\Delta^4}[w(x+\Delta,y+\Delta) - 2w(x+\Delta,y) && (1.30)\\
&\quad +w(x+\Delta,y-\Delta) - 2w(x,y+\Delta) + 4w(x,y) - 2w(x,y-\Delta) \\
&\quad +w(x-\Delta,y+\Delta) - 2w(x-\Delta,y) + w(x-\Delta,y-\Delta)],
\end{aligned}$$

où Δ correspond au pas spatial. Ainsi, pour mesurer la distribution de force en un point central du schéma, on a besoin de 5 ou 13 points de mesures respectivement pour une poutre ou une plaque (voir Fig. 1.13). La méthode dite de Résolution Inverse (RI) permet alors d'estimer la distribution de force appliquée sur une poutre d'après l'équation (1.25) sous la forme [27] :

$$F^{\mathrm{RI}}(x,\omega) = EI\delta_\Delta^{4x} - \rho S\omega^2 w(x,\omega), \tag{1.31}$$

et de même pour une plaque [29], d'après l'équation (1.26),

$$F^{\mathrm{RI}}(x,y,\omega) = D\left(\delta_\Delta^{4x} + \delta_\Delta^{4y} + 2\delta_\Delta^{2x2y}\right) - \rho h\omega^2 w(x,y,\omega). \tag{1.32}$$

La méthode RI donne comme résultat une distribution de force pour chaque fréquence étudiée. Quelle que soit la nature de l'excitation (forces mécaniques ponctuelles ou réparties, moments, champ de pression...), la solution sera exprimée sous forme d'une distribution dont l'unité est N/m dans le cas des poutres et N/m^2 dans le cas des plaques.

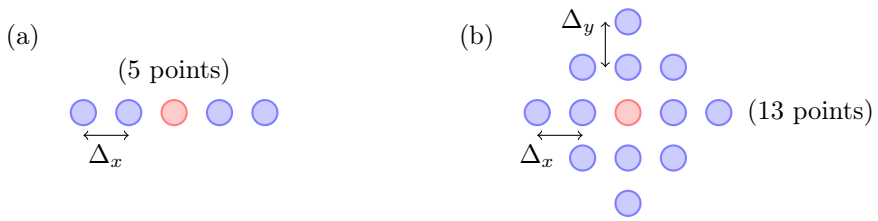


FIG. 1.13 – Schéma aux différences finies permettant d'estimer l'effort en un point central : (a) pour une poutre, (b) pour une plaque.

1.2.1.2 Exemple sur un cas simple : plaque excitée par une force ponctuelle

L'exemple d'une plaque d'aluminium simplement supportée excitée par une force ponctuelle à 400 Hz est étudié dans cette partie (voir Fig. 1.14). Le champ de déplacement est calculé par décomposition modale [7, 29] avec une force F de 1 N :

$$w(x,y,\omega) = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N} \frac{4\sin\left(\frac{m\pi x_0}{L_x}\right)\sin\left(\frac{n\pi y_0}{L_y}\right)\sin\left(\frac{m\pi x}{L_x}\right)\sin\left(\frac{n\pi y}{L_y}\right)}{DL_xL_y\left(\left[\left(\frac{m\pi}{L_x}\right)^2+\left(\frac{n\pi}{L_y}\right)^2\right]^2 - k_f(\omega)^4\right)}, \tag{1.33}$$

où M et N sont les nombres de modes considérés respectivement suivant x et y, L_x et L_y les dimensions de la plaque.

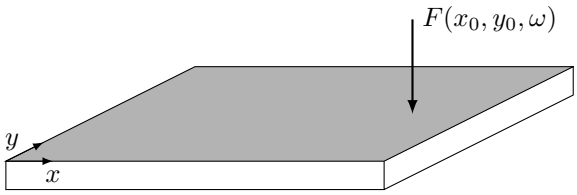


FIG. 1.14 – Schéma d'une plaque simplement supportée et excitée par une force ponctuelle $F(x_0, y_0, \omega)$.

Les paramètres utilisés pour la simulation sont donnés dans le tableau 1.2 et les résultats sont présentés en figure 1.15. Les cartographies (a) et (b) représentent respectivement le champ de déplacement de la plaque excitée par la force ponctuelle à 400 Hz et la distribution de force reconstruite par la méthode. On peut alors très bien localiser la force ponctuelle correspondant au maximum d'amplitude (5000 N/m^2) sur la distribution de force reconstruite. Pour obtenir l'amplitude de la force ponctuelle il faut réaliser une intégration discrète du résultat autour du point d'application :

$$F^{\text{Newton}}(x,y,\omega) = \Delta^2 \sum_{i-N'}^{i+N'}\sum_{j-N'}^{j+N'} F^{\text{RI}}(x+i\Delta, y+j\Delta, \omega), \tag{1.34}$$

force	$F = 1$ N
module d'Young	$E = 70$ GPa
masse volumique	$\rho = 2700$ kg/m^3
coefficient de poisson	$\nu = 0.33$
épaisseur de la plaque	$h = 0.5$ cm
facteur de perte	$\eta = 0.01$
dimensions de la plaque	$L_x = L_y = 1$ m
nombre de modes	$M = N = 100$
discrétisation spatiale	$\Delta_x = \Delta_y = 0.8$ cm
position de la force	$(x_0, y_0) = (0.71 \text{ m}, 0.51 \text{ m})$

Tab. 1.2 – Paramètres utilisés dans la simulation de la plaque d'aluminium excitée par une force ponctuelle à 400 Hz.

où N' est le nombre de points considérés à gauche et à droite du point d'application (x, y). En appliquant cette méthode, on retrouve bien une force de 1 N avec la méthode RI.

Les cartographies (c) et (d) de la figure 1.15 mettent en évidence l'aspect local de la méthode. La distribution de force est identifiée en utilisant seulement une partie du champ de déplacement. Les conclusions restent les mêmes que lorsque le champ total est utilisé. En effet, ce problème inverse a la particularité d'être local, il n'y a pas la nécessité de mesurer le champ total de déplacement, ou même de connaître les conditions limites de la plaque. De plus, la méthode reconstruit seulement les forces appliquées sur la zone d'étude quels que soient les efforts et les conditions limites en dehors de cette région.

Finalement, les figures 1.15 (e) et (f) montrent les résultats de la simulation lorsque le champ de déplacement w est bruité tel que :

$$w_{i,j}^{\text{bruité}} = w_{i,j}^{\text{exact}} \Delta w \; e^{j\Delta_\varphi}, \tag{1.35}$$

avec Δ_w et Δ_φ des variables aléatoires Gausiennes dont les moyennes sont respectivement 1 et 0. Leur écart type fixe le niveau d'incertitude par l'intermédiaire d'un coefficient b :

$$\sigma_{\Delta_w} = b \left| w_{i,j}^{\text{exact}} \right|, \tag{1.36}$$

$$\sigma_{\Delta_\varphi} = \tan^{-1}(b). \tag{1.37}$$

Lorsque le champ de déplacement est bruité, même très faiblement, le problème inverse devient instable et donne un résultat très éloigné de la force appliquée réellement avec des niveaux bien plus importants. Cette sensibilité aux incertitudes est un problème récurrent dans les méthodes inverses. En effet, les dérivées amplifient les variations rapides et donc les hauts nombres d'onde si ce sont des dérivées spatiales. Et pour un problème inverse vibratoire, elles sont d'ordre 4, ce qui accentue considérablement ce phénomène d'amplification. Or, comme le montre la figure 1.16, le module du spectre

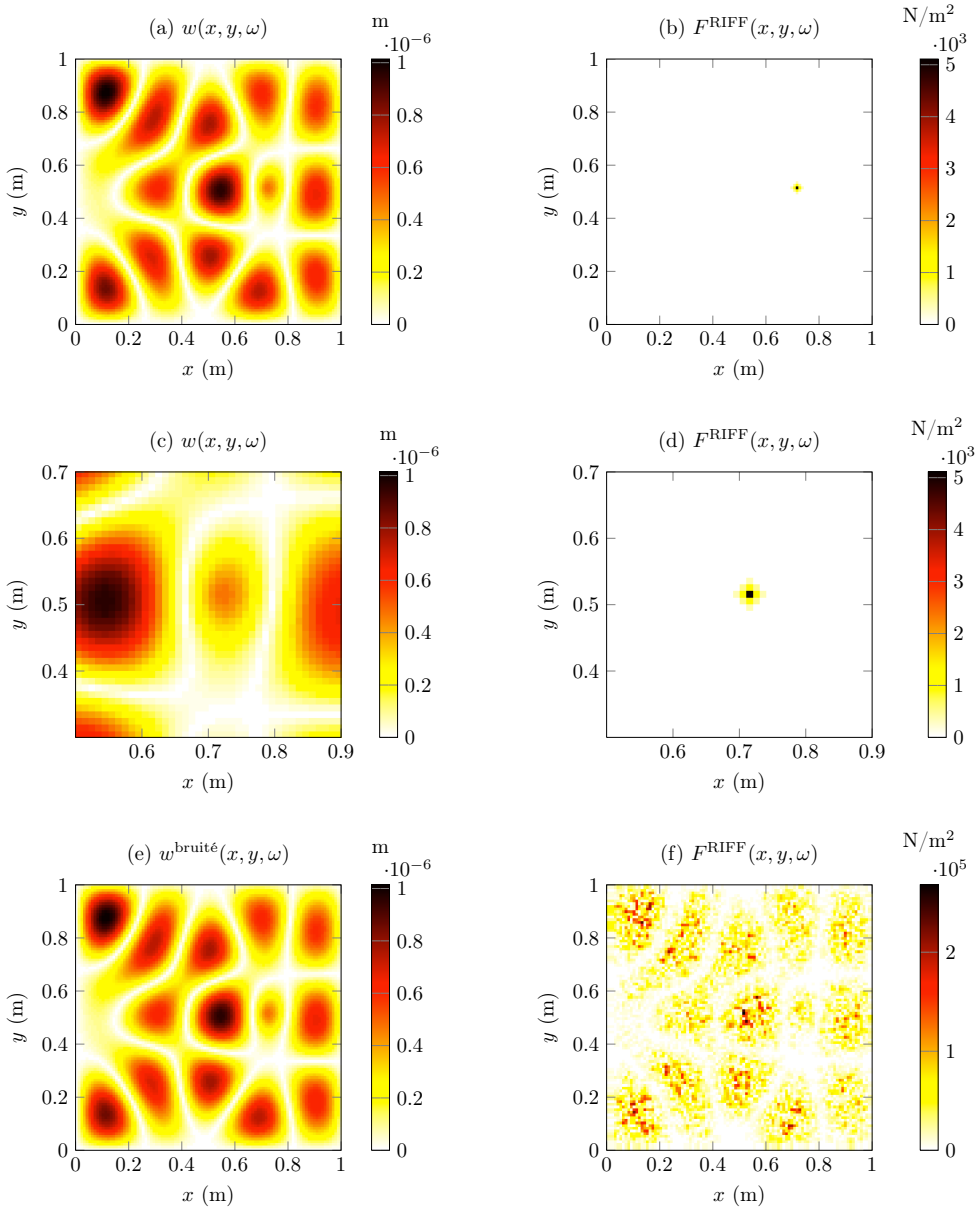


FIG. 1.15 – Les distributions de forces identifiées à 400 Hz par la méthode RI à partir (a)-(b) du champ de déplacement total, (c)-(d) d'une partie seulement du champ de déplacement, (e)-(f) du champ de déplacement bruité ($b = 3$ %).

en nombre d'onde du champ de déplacement décroit très rapidement pour des nombres d'onde supérieurs à k_f, et le RSB est très faible dans cette région de hauts nombres d'onde. Il y a donc une amplification très importante des petites longueurs d'onde liées au bruit et c'est ce qui est à l'origine du caractère instable de la méthode. En d'autres termes, il faut des efforts très importants pour générer ces composantes résiduelles dans les hauts nombres d'onde qui sont très éloignées du nombre d'onde naturel de la structure. Et ce sont ces efforts, qui n'ont pas de sens physique, qui polluent la reconstruction.

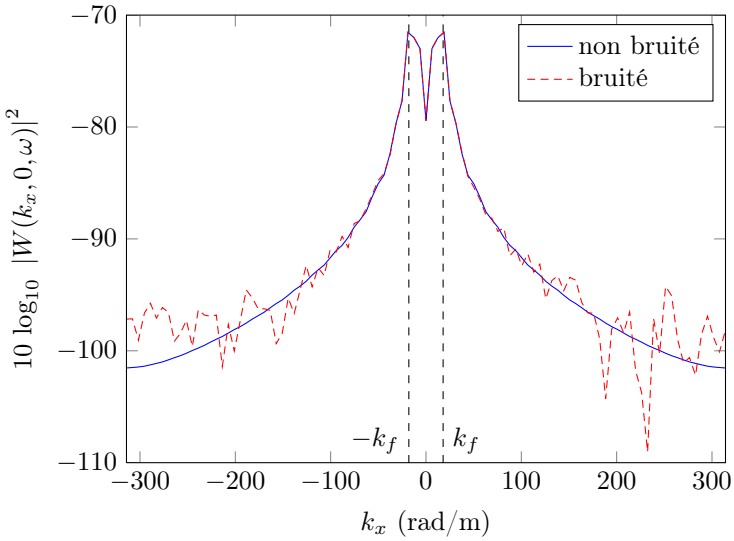


FIG. 1.16 – Spectre en nombre d'onde du champ de déplacement de la figure 1.15 bruité ($b = 3$ %) et non bruité pour une fréquence de 400 Hz.

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

1.2.2 La méthode RIFF (Résolution Inverse Filtrée Fenêtrée)

Dans toutes les méthodes expérimentales, et plus particulièrement dans les problèmes inverses, il faut être conscient que les données ne sont pas connues exactement. Ces incertitudes, qui dans le problème vibratoire se situent essentiellement dans les hauts nombres d'onde, sont fortement amplifiées par le traitement mathématique qu'on impose à ces données. Pour régulariser le problème, un filtrage est appliqué pour enlever ces hauts nombres d'onde. En pratique, c'est un produit de convolution qui est réalisé

entre la distribution de force reconstruite et la réponse finie d'un filtre passe-bas. La régularisation est opérée sur la force (et non sur le déplacement) pour éviter d'injecter la réponse du filtre dans l'équation du mouvement.

La réponse du filtre généralement utilisé est un sinus cardinal pondéré par une fenêtre de Hanning ce qui permet d'avoir une réponse finie [29] :

$$h'(x,y) = \begin{cases} \dfrac{\sin(k_c x)\sin(k_c y)\left[1+\cos\left(\frac{k_c x}{2}\right)\right]\left[1+\cos\left(\frac{k_c y}{2}\right)\right]}{4\pi^2 xy} & \text{pour } x \text{ et } y \in \left[-\dfrac{2\pi}{k_c} : \dfrac{2\pi}{k_c}\right], \\ 0 \text{ sinon,} \end{cases} \tag{1.38}$$

où k_c est le nombre d'onde de coupure du filtre. Cette réponse finie permet ainsi de garder l'aspect local de la méthode. L'opération de filtrage spatial correspond à la convolution discrète entre F^{RI} et la réponse h'.

Ce filtrage permet bien d'enlever les hauts nombres d'onde de la distribution de force. Cependant, les incertitudes ne sont pas nulles aux extrémités du domaine d'étude. Or, cette distribution de force est inconnue au delà de ce domaine, il est donc impossible d'appliquer le filtrage aux limites. Une solution possible est de fenêtrer la distribution F^{RI} avant le filtrage pour annuler les efforts aux bords du domaine et ainsi appliquer le filtrage jusqu'aux limites. Pour pondérer le moins possible la solution obtenue par le problème inverse, on utilise 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 λ_c et qui est égale à 1 sur le reste du domaine (voir Fig. 1.17).

Le choix du nombre d'onde de coupure k_c est primordial dans la régularisation. S'il est trop faible, la distribution reconstruite est très lissée et il y a peu de précision. Au contraire, lorsqu'il est trop élevé la précision spatiale est meilleure mais la force reconstruite est très sensible au bruit. Comme le montre la figure 1.16 il convient de prendre un nombre d'onde de coupure plus élevé que le nombre d'onde de flexion, en dessous de celui-ci les données sont peu affectées par le bruit. Dans sa thèse [28], Pézerat préconise de prendre un nombre d'onde de coupure proportionnel au nombre d'onde de flexion :

$$k_c = a \cdot k_f, \tag{1.39}$$

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

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

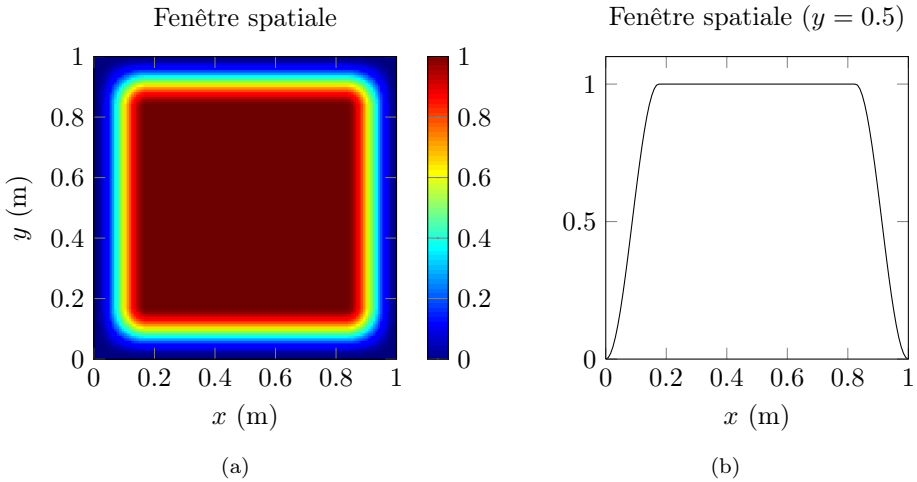


FIG. 1.17 – Fenêtrage spatial utilisé dans la régularisation de la méthode RIFF ($a = 2$).

La figure 1.18 donne les résultats de la régularisation pour différents paramètres de régularisation a sur le cas de la plaque excitée par une force ponctuelle et dont le champ de déplacement a été bruité (voir Fig. 1.15 (e)). Contrairement à la distribution reconstruite non-régularisée F^{RI} (voir Fig. 1.15 (f)), les efforts F^{RIFF} reconstruits après fenêtrage et filtrage permettent une localisation et une identification de la force ponctuelle. Lorsque le coefficient a diminue, l'impact du bruit devient moins important mais la précision devient plus faible. Un compromis intéressant est le cas où $a = 2$, qui est une valeur standard du paramètre de régularisation, généralement utilisée par défaut.

1.2.3 La méthode RIC (Résolution Inverse Corrigée)

Leclère et Pézerat [30] ont récemment proposé une alternative à la régularisation classique de RIFF. L'idée est d'utiliser le filtrage naturel de la méthode apporté par la discrétisation de l'équation du mouvement par différences finies pour régulariser la solution. Les auteurs expriment ce filtrage comme le rapport théorique entre le spectre en nombre d'onde $F^{\mathrm{RI}}(k_x, k_y, \omega)$ de la force reconstruite par l'opérateur inverse de la méthode donné à l'équation (1.32) et celui correspondant à l'excitation réelle $F(k_x, k_y, \omega)$:

$$H^{\mathrm{RI}}(k_x, k_y, \omega) = \frac{F^{\mathrm{RI}}(k_x, k_y, \omega)}{F(k_x, k_y, \omega)} = \frac{\kappa_{2\mathrm{D}}^4 - k_f^4}{\left(k_x^2 + k_y^2\right)^2 - k_f^4}, \tag{1.40}$$

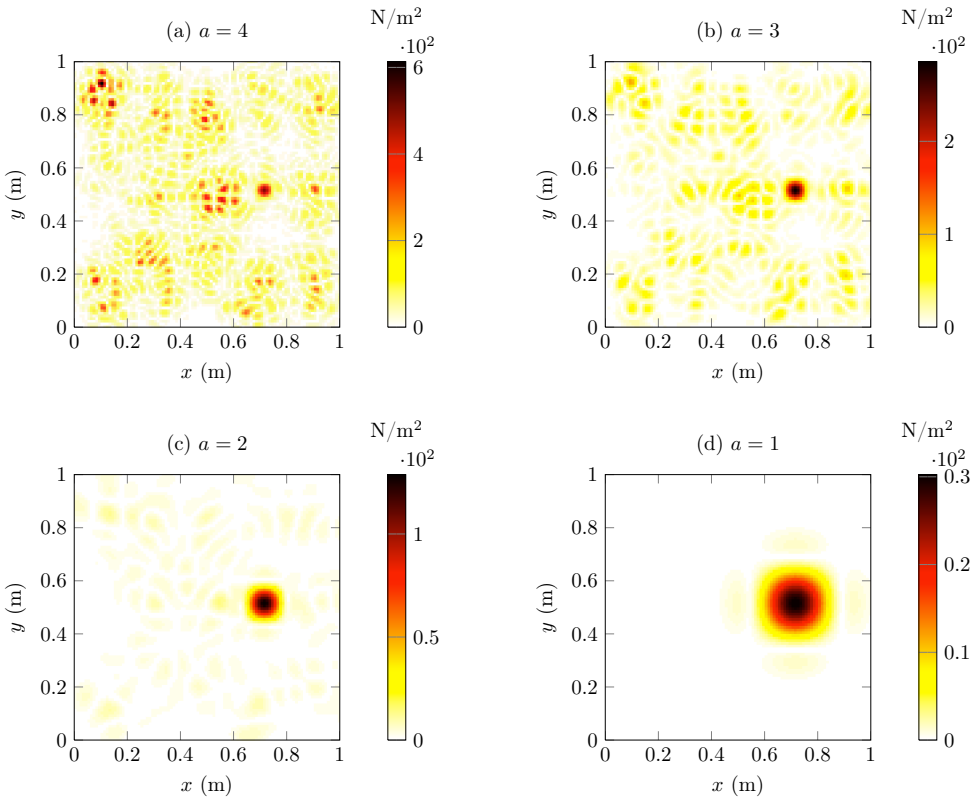


FIG. 1.18 – Distribution de force reconstruite F^{RIFF} à partir du champ de déplacement bruité (voir Fig. 1.15 (e)) pour différentes valeurs de a, le paramètre de régularisation de la méthode RIFF.

avec

$$\begin{cases} \kappa_{2\mathrm{D}}^4 = \dfrac{4\left(1-X\right)^2 + 4\left(1-Y\right)^2 + 8\left(1-X\right)\left(1-Y\right)}{\Delta^4}, \\ X = \cos\left(k_x\Delta\right), \\ Y = \sin\left(k_y\Delta\right). \end{cases} \tag{1.41}$$

Le filtre $H^{\mathrm{RI}}(k_x, k_y, \omega)$ est représenté à la figure 1.19 pour différentes valeurs du nombre de points par longueur d'onde λ_f/Δ. C'est un filtre passe-bas avec une amplification importante, appelée résonance dans la suite, autour du nombre d'onde de flexion k_f, suivi d'un "anti-pic", appelé antirésonance, et de lobes secondaires. Lorsque le nombre de points par longueur d'onde diminue (lorsque la fréquence ou la discrétisation spatiale Δ augmentent), l'amplitude de ces lobes secondaires diminue fortement.

Pour améliorer ce filtrage, et minimiser les résonances de la réponse $H^{\mathrm{RI}}(k_x, k_y, \omega)$, les auteurs proposent d'apporter une correction à l'opérateur inverse de l'équation (1.32)

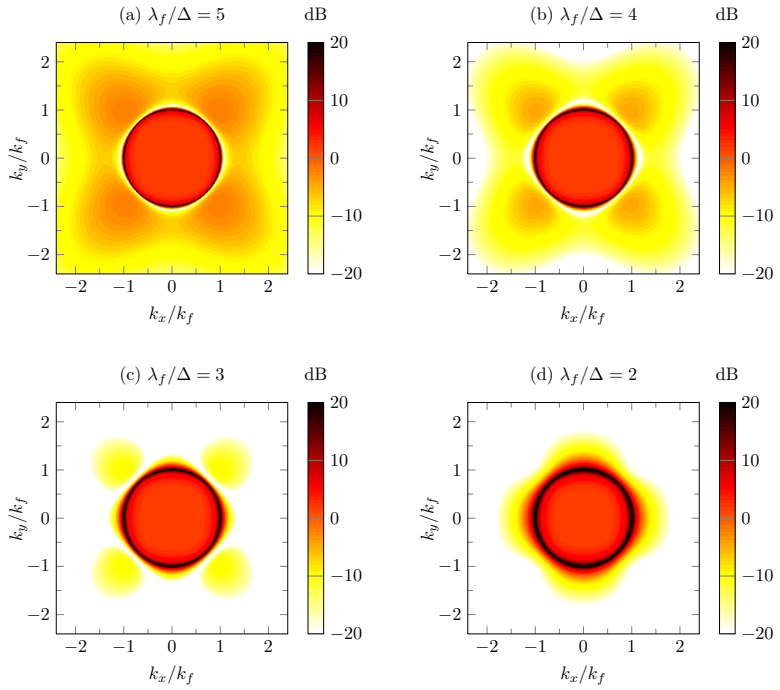


FIG. 1.19 – Réponse H^{RI} dans le domaine des nombres d'onde pour différentes valeurs du nombre de points par longueur d'onde : (a) $\lambda_f/\Delta = 5$, (b) $\lambda_f/\Delta = 4$, (c) $\lambda_f/\Delta = 3$, (d) $\lambda_f/\Delta = 2$.

par l'introduction de 2 coefficients $\tilde{\mu}^4$ et $\tilde{\nu}^4$. On parle alors de la Résolution Inverse Corrigée (RIC), également appelée Corrected Force Analysis Technique (CFAT) :

$$F^{\mathrm{RIC}}(x, y, \omega) = D\left(\tilde{\mu}^4 \delta_\Delta^{4x} + \tilde{\mu}^4 \delta_\Delta^{4y} + 2\tilde{\nu}^4 \delta_\Delta^{2x2y}\right) - \rho h \omega^2 w(x, y, \omega), \tag{1.42}$$

avec

$$\begin{cases} \tilde{\mu}^4 = \dfrac{\Delta^4 k_f^4}{4\left[1 - \cos\left(k_f \Delta\right)\right]^2}, \\ \tilde{\nu}^4 = \dfrac{\Delta^4 k_f^4}{8\left[1 - \cos\left(\frac{k_f \Delta}{\sqrt{2}}\right)\right]^2} - \mu^4. \end{cases} \tag{1.43}$$

Cette correction permet d'aligner la résonance et l'antirésonance de la réponse $H^{\mathrm{RI}}(k_x, k_y, \omega)$ en certains endroits afin de minimiser l'effet de la résonance autour de k_f. L'expression de la réponse $H^{\mathrm{RIC}}(k_x, k_y, \omega)$ est donc

$$H^{\mathrm{RIC}}(k_x, k_y, \omega) = \frac{F^{\mathrm{RIC}}(k_x, k_y, \omega)}{F(k_x, k_y, \omega)} = \frac{\tilde{\kappa}_{2\mathrm{D}}^4 - k_f^4}{\left(k_x^2 + k_y^2\right)^2 - k_f^4}, \tag{1.44}$$

avec

$$\tilde{\kappa}_{2\mathrm{D}}^4 = \frac{4\tilde{\mu}^4 (1-X)^2 + 4\tilde{\mu}^4 (1-Y)^2 + 8\tilde{\nu}^4 (1-X)(1-Y)}{\Delta^4}, \tag{1.45}$$

La réponse $H^{\mathrm{RIC}}(k_x, k_y, \omega)$ est représentée en figure 1.20. Les résonances et antirésonances autour du nombre d'onde de flexion sont bien annulées sauf lorsque le nombre de points par longueur d'onde est égal ou inférieur à 2 où la correction n'est plus valable.

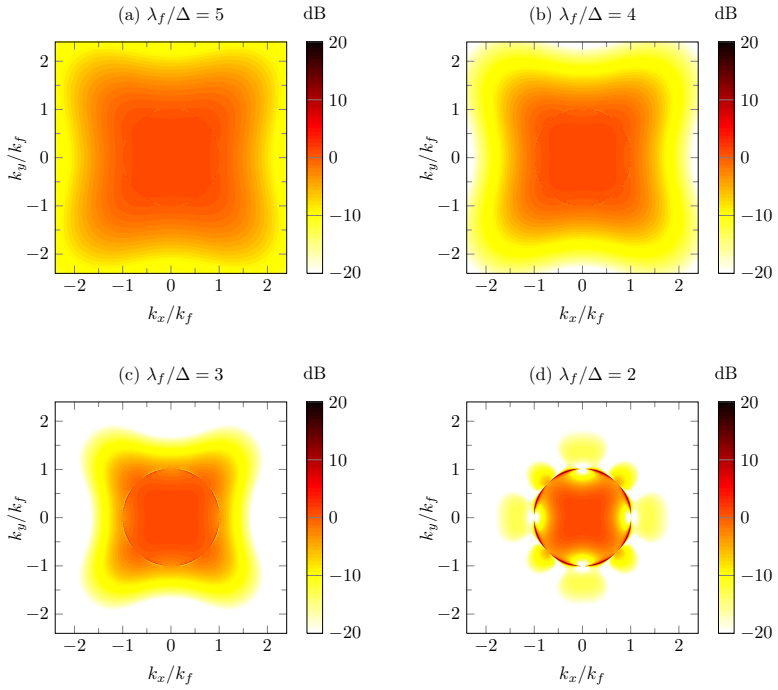


FIG. 1.20 – Réponse H^{RIC} dans le domaine des nombres d'onde pour différentes valeurs du nombre de points par longueur d'onde : (a) $\lambda_f/\Delta = 5$, (b) $\lambda_f/\Delta = 4$, (c) $\lambda_f/\Delta = 3$, (d) $\lambda_f/\Delta = 2$.

Le principe de la méthode RIC est donc d'utiliser ce filtrage pour régulariser la solution du problème inverse. Il faut faire en sorte que le nombre de points par longueur d'onde λ_f/Δ soit supérieur à 2 (limite haute fréquence) pour que la correction reste valable et inférieur à 4 (limite basse fréquence) pour que le filtre soit assez sélectif et qu'il ne prenne pas en compte les hauts nombres d'onde sensibles aux instabilités de mesure. Pour une discrétisation Δ donnée, la méthode a donc une plage de validité fréquentielle :

$$\begin{cases} f^{\min}(\Delta) = \dfrac{\pi}{8\Delta^2}\sqrt{\dfrac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}, \\[2ex] f^{\max}(\Delta) = \dfrac{\pi}{2\Delta^2}\sqrt{\dfrac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}. \end{cases} \tag{1.46}$$

La méthode est testée sur la simulation précédente où une poutre est excitée par une force ponctuelle à 400 Hz. Le champ de déplacement bruité de la figure 1.15 (e) est utilisé pour l'identification de l'effort par les méthodes RI et RIC. Afin d'obtenir une régularisation satisfaisante à cette fréquence, on ne prend que 1 point sur 11 sur le champ de déplacement calculé dans le problème direct. Ainsi la discrétisation spatiale Δ vaut 8.8 cm et λ_f/Δ est égal à 4. Les résultats sont présentés à la figure 1.21. Grâce à la discrétisation adaptée à la fréquence d'étude, le filtrage naturel des méthodes RI et RIC permettent de régulariser la solution inverse et d'identifier l'effort malgré la présence du bruit dans le champ de déplacement. La correction apportée par la méthode RIC permet une reconstruction plus précise, et de minimiser l'impact du bruit.

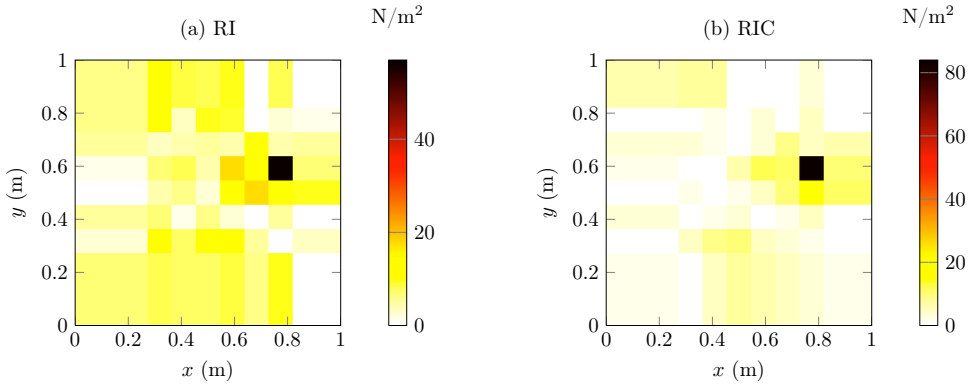


FIG. 1.21 – Distributions de force reconstruite (a) F^{RI} et (b) F^{RIC} à partir du champ de déplacement bruité de la figure 1.15 (e).

Un des principaux avantages de la méthode RIC est que le filtrage régularisant est directement réalisé par l'opérateur inverse corrigé de l'équation du mouvement. Dans la méthode RIFF, le filtrage est réalisé par une convolution spatiale entre la réponse d'un filtre régularisant théorique et l'effort identifié par la résolution inverse. Cette opération requiert donc de faire la reconstruction sur un large nombre de points dans le domaine spatial. Avec la méthode RIC, puisque le filtrage est celui apporté naturellement par la méthode, la régularisation est faite automatiquement lors de la reconstruction en un point. On peut alors utiliser cette méthode pour identifier un effort et régulariser la solution en effectuant la mesure en un seul point (avec une antenne de 13 capteurs vibratoires pour calculer les schémas aux différences finies).

Remarque : Pour ces trois méthodes inverses vibratoires, il est important de noter que le calcul de la distribution de force à partir du champ de déplacement (et non pas l'inverse) donne un point de vue intéressant et non habituel. En effet, le problème inverse peut être vu comme un système linéaire invariant par translation dans le domaine spatial alors que le problème direct (le calcul du déplacement à partir de la distribution de force) ne l'est pas à cause des conditions aux limites. Ceci est possible car seule l'équation du mouvement est considérée ici ; les conditions aux limites apparaissent

dans le calcul de la distribution de force comme des forces ou des moments situés aux bords de la structure. Dans le domaine des nombres d'onde, le fait que le problème étudié soit linéaire invariant par translation implique qu'il n'y ait pas de conversion en nombre d'onde entre la vibration et l'excitation dans le problème inverse. Si le problème n'est pas résolu aux limites, les nombres d'onde dans le champ vibratoire générés par d'autres nombres d'onde du champ d'excitation donnent zéro quand ils sont injectés dans l'équation du mouvement.

1.2.4 Application à l'identification des bas nombres d'onde de pressions pariétales

L'objet de cette étude est de tester différentes variantes de la méthode RIFF pour l'identification des pressions pariétales turbulentes. La première partie de cette section présente une discussion sur le filtrage apporté par la vibration de la plaque dans le cas d'une structure infinie puis dans celui d'une plaque finie. Finalement, une première application de la méthode en condition expérimentale est présentée.

1.2.4.1 Discussion sur le filtrage apporté par la vibration de la structure

L'hypothèse de plaque infinie, bien qu'ayant un sens physique limité, permet de pouvoir expliquer de manière simple le phénomène de filtrage spatial de l'excitation apporté par la plaque vibrante. En effet, sous cette hypothèse, la structure est considérée comme un système spatial linéaire invariant par translation, ce qui permet l'utilisation de la transformée de Fourier spatiale pour exprimer l'équation du mouvement (1.26) dans le domaine des fréquences-nombres d'onde :

$$F(k_x, k_y, \omega) = \left[D\left(k_x^4 + k_y^4 + 2k_x^2 k_y^2\right) - \rho h \omega^2\right] W(k_x, k_y, \omega). \tag{1.47}$$

Ainsi le filtrage $H(k_x, k_y, \omega)$ entre l'excitation $F(k_x, k_y, \omega)$ et la vibration $W(k_x, k_y, \omega)$ est donné par

$$H(k_x, k_y, \omega) = \frac{1}{D|\vec{k}|^4 - \rho h \omega^2}, \tag{1.48}$$

où $|\vec{k}|$ désigne un nombre d'onde dans le plan (k_x, k_y).

L'allure générale de la fonction $H(k_x, k_y, \omega)$ est donnée en figure 1.22. Elle correspond à celle d'un filtre passe-bas d'ordre 4 dont le nombre d'onde de coupure est k_f. La vibration de la plaque infinie constitue donc un filtrage très sélectif de l'excitation puisque l'essentiel de l'énergie du filtre se situe dans les bas nombres d'onde, pour des valeurs de $|\vec{k}|$ inférieures à k_f. Ce filtrage physique explique en partie pourquoi les plaques doivent être sensibles à la composante acoustique d'une couche limite turbulente car $k_{\text{ac}} < k_f$ sur une large bande fréquentielle alors que $k_{\text{conv}} >> k_f$ en moyennes et hautes fréquences.

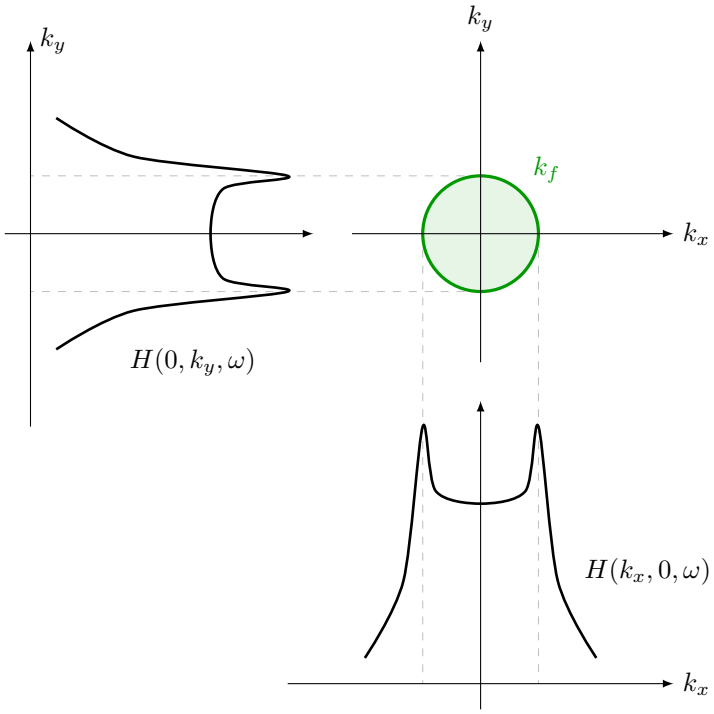


FIG. 1.22 – Schéma du filtrage apporté par la vibration d'une plaque infinie dans le domaine fréquence-nombre d'onde.

Bien que l'hypothèse de plaque infinie ne peut être respectée dans la réalité, elle peut toutefois être retenue dans le cas d'un amortissement très élevé, où les ondes de flexion n'atteignent pas les limites de la structure. Il convient donc maintenant de décrire plus rigoureusement comment les plaques finies apportent également un filtrage physique. Les fonctions propres associées aux modes normés (m, n) de la plaque sont notés ϕ_{mn} et sont la combinaison de 2 fonctions monodimensionnelles suivant x et y telles que :

$$\phi_{mn}(x, y) = \phi_m(x)\phi_n(y). \tag{1.49}$$

Pour une plaque simplement supportée par exemple, ces fonctions sont données par

$$\begin{cases} \phi_m(x) = \sqrt{\dfrac{2}{L_x}} \sin\left(k_m x\right), \\ \\ \phi_n(y) = \sqrt{\dfrac{2}{L_y}} \sin\left(k_n y\right), \end{cases} \tag{1.50}$$

avec $k_m = \frac{m\pi}{L_x}$ et $k_n = \frac{n\pi}{L_y}$. La pulsation de résonance ω_{mn} du mode est donnée par

$$\omega_{mn}^2 = c_f^2 \left(k_m^2 + k_n^2\right). \tag{1.51}$$

D'après l'équation (1.49), la transformée de Fourier spatiale d'un mode ϕ_{mn} qu'on appellera acceptance du mode, est le produit des transformées Φ_m et Φ_n des fonctions de l'équation (1.50) :

$$\Phi_{mn}(k_x, k_y) = \Phi_m(k_x)\Phi_n(k_y). \tag{1.52}$$

La figure 1.23 permet de représenter graphiquement les modes d'une plaque simplement supportée dans le domaine des nombres d'onde. On peut représenter les modes de la plaque par un maillage de points qui correspondent aux maxima des fonctions d'acceptance des modes (m, n) et situés aux coordonnées $\left(\frac{m\pi}{L_x}, \frac{n\pi}{L_y}\right)$ dans le plan (k_x, k_y). Les fonctions $\Phi_m(k_x)$ et $\Phi_n(k_y)$ s'apparentent à des sinus cardinaux avec un lobe principal de largeur $\frac{4\pi}{L_x}$ ou $\frac{4\pi}{L_y}$ et des lobes secondaires 2 fois moins larges. L'amplitude de ces lobes dépend directement des conditions limites de la plaque. Martin [31] donne les valeurs de cette fonction, ou plutôt l'enveloppe représentant l'amplitude des lobes secondaires, pour le mode 5 d'une poutre et pour différentes conditions limites (voir Fig. 1.24).

Dans l'hypothèse où l'amortissement est faible, l'autospectre du champ de déplacement peut s'exprimer sous la forme [19] :

$$S_{ww}(x, y, \omega) = \sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\phi_{mn}^2(x, y)}{\rho h\left[\left(\omega^2 - \omega_{mn}^2\right)^2 + (\beta\omega)^2\right]} \iint_{-\infty}^{+\infty} \left|\Phi_{mn}(k_x, k_y)\right|^2 S_{pp'}(k_x, k_y, \omega)\, \mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_y, \tag{1.53}$$

où β est le coefficient d'amortissement. Il peut être important de noter que la dépendance fréquentielle de cette équation correspond à la réponse fréquentielle modale

$$\left|H_{mn}(\omega)\right|^2 = \frac{1}{\rho h\left[\left(\omega^2 - \omega_{mn}^2\right)^2 + (\beta\omega)^2\right]}, \tag{1.54}$$

et qui montre qu'il y a résonance du mode pour $\omega = \omega_{mn}$, ou encore pour $k_f = \sqrt{k_m^2 + k_n^2}$ d'après l'équation (1.51). Ce cas de résonance est représenté sur la figure 1.23 lorsqu'il y a coïncidence entre le nombre d'onde de flexion k_f et un point représentant un des modes.

L'équation (1.53) permet donc d'évaluer la réponse de la plaque lorsqu'elle est excitée par un champ de pression aléatoire. La réponse modale en un point donné (x, y) dépend donc de la réponse fréquentielle $\left|H_{mn}(\omega)\right|^2$, de la valeur de la fonction propre du mode $\phi_{mn}(x, y)$ et du degré de couplage entre la pression et l'acceptante du mode dans le domaine des nombres d'onde. La réponse totale de la plaque est ensuite la somme de chaque réponse modale.

La figure 1.25 permet d'analyser le terme de couplage de l'équation (1.53) entre l'acceptante d'un mode et l'excitation par écoulement turbulent. Le mode étudié a une

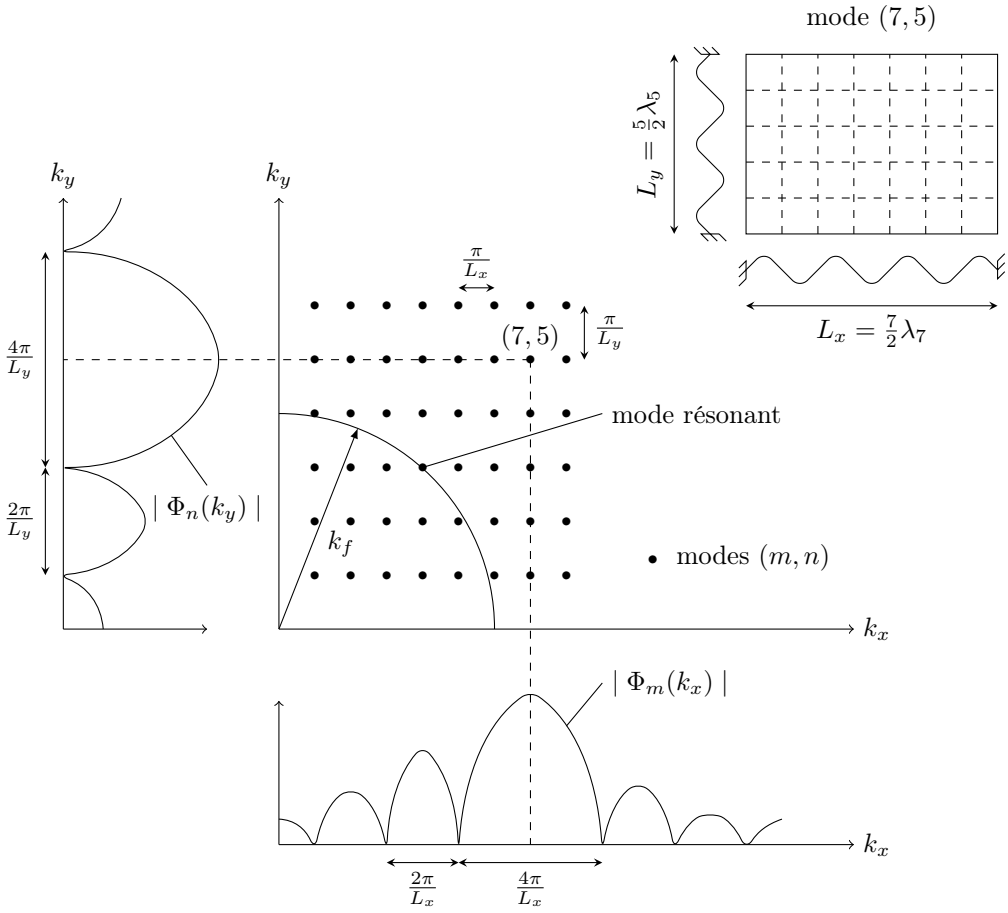


FIG. 1.23 – Représentation des modes (m,n) dans le domaine fréquence-nombre d'onde d'une plaque rectangulaire simplement supportée [1].

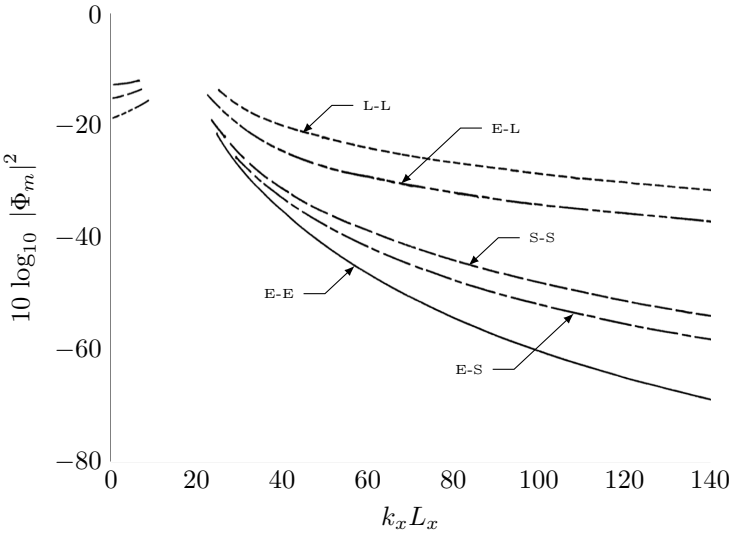


FIG. 1.24 – Enveloppes représentant les amplitudes des lobes secondaires de l'acceptance du mode 5 d'une poutre et pour différentes conditions limites [31] (E : Encastrée, L : Libre, S : Supportée).

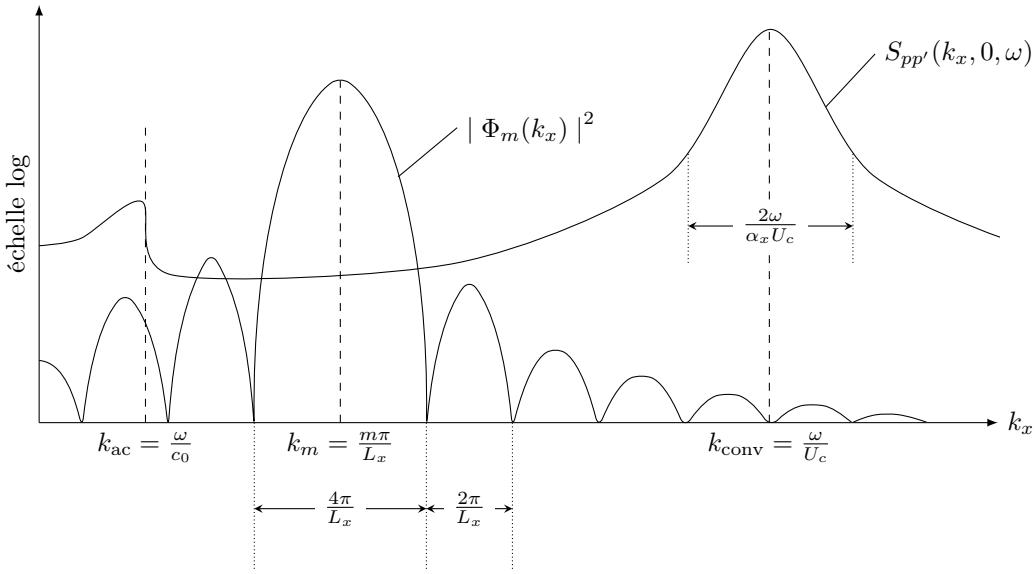


FIG. 1.25 – Illustration du couplage entre l'acceptante d'un mode et le spectre en fréquence-nombre d'onde de pressions pariétales turbulentes (voir Éq. (1.53)).

pulsation de résonance ω_{mn} située entre la coïncidence aérodynamique ω_{conv} et la coïncidence acoustique ω_{ac}. Dans cette bande fréquentielle, les nombres d'onde acoustique k_{ac} et de flexion k_f sont très proches (voir Fig. 1.3)). C'est pourquoi le mode illustré en figure 1.25 a le lobe principal de son acceptante qui est proche de la région acoustique pour représenter un des nombreux modes susceptibles de résonner. Il est important de noter que la gamme fréquentielle pour laquelle il y a coïncidence entre le pic convectif et le lobe principal d'un mode résonnant se situe à des fréquences très basses (quelques dizaines de Hz). Excepté dans cette zone très basses fréquences, on peut constater que le couplage entre les modes résonnants et le pic convectif est très faible. Chaque mode résonnant constitue donc un filtre spatial, qui en moyenne sera très sensible aux excitations dans les bas nombres d'onde et peu sensible au pic convectif. L'excitation par les hauts nombres d'onde constitue une fuite spectrale, elle est due au fait que le système n'est plus invariant par translation. Ce phénomène de fuite spectrale a été étudié précisémment par Hwang et Maidanik [15] pour différentes conditions limites. Ils montrent qu'hormis le cas d'une plaque en conditions libres, la contribution des hauts nombres d'onde à la vibration des modes résonnants est plus faible que celle des bas nombres d'onde.

Le filtrage apporté par la vibration de la plaque permettrait donc de rééquilibrer la distribution de l'énergie de l'excitation entre les hauts et les bas nombres d'onde. Ainsi, l'utilisation de données vibratoires permettrait d'avoir un meilleur RSB que les techniques de mesures directes pour identifier les régions acoustiques et intermédiaires des spectres en fréquences-nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes.

1.2.4.2 Première étude expérimentale

Cette section présente une première étude expérimentale pour la mesure de pressions pariétales par la méthode inverse vibratoire RI. Elle a été réalisée en 2009 par Chevillotte *et al.* [32] dans une veine à écoulement et où les turbulences étaient générées par la présence d'un obstacle (voir Fig. 1.26). Une des parois de la veine est constituée d'une plaque vibrante et une antenne de 13 accéléromètres est placée sous cette plaque pour effectuer les mesures qui seront traitées par la méthode RI. La régularisation du problème inverse est réalisée automatiquement par l'écartement entre les capteurs comme dans la méthode RIC. Cependant, la correction apportée par cette méthode n'a pas été utilisée car elle a été développée après cette première étude expérimentale.

Les mesures de pressions sont également réalisées par des microphones affleurants pour 3 vitesses d'écoulements différentes. Les spectres en fréquence obtenus sont présentés en figure 1.27. Pour les résultats RI, la régularisation est valide pour des fréquences supérieures à 900 Hz. Les niveaux mesurés par la méthode RI sont en moyenne 20 dB en dessous de ceux mesurés par les microphones affleurants. On peut faire un rapprochement entre cet écart et celui mesuré par Arguillat [6] dans la même veine à écoulement entre les composantes acoustiques et aérodynamiques (voir Fig. 1.12). De plus, les pics

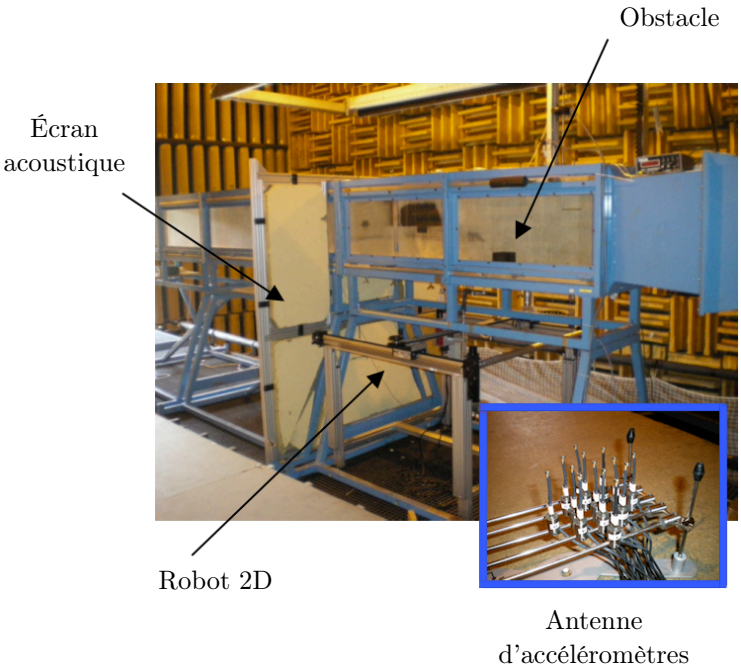


FIG. 1.26 – La veine à écoulement et l'antenne de 13 accéléromètres utilisée pour la mesure des pressions pariétales turbulentes [32].

mesurés par la méthode RI correspondent aux résonances acoustique de la veine à écoulement. La méthode serait donc capable de mesurer une faible composante acoustique dans une excitation par écoulement turbulent.

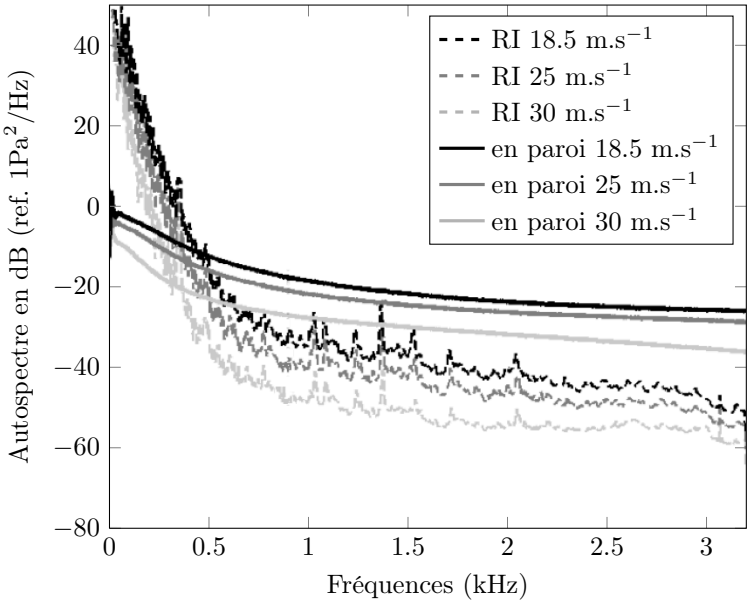


FIG. 1.27 – Spectres des pressions pariétales mesurées par les capteurs affleurants et par la méthode RI [32].

1.3 Axes de travail dégagés

Devant cette revue bibliographique, il apparaît que les paramètres permettant de régler les modèles de pressions pariétales turbulentes dans les bas nombres d'onde restent assez mal connus. En effet, la mesure de la région acoustique et de la région intermédiaire est difficile car la composante aérodynamique est très énergétique.

Il existe peu d'études expérimentales permettant d'identifier réellement ces bas nombres d'onde, et les techniques développées sont difficiles à mettre en place : il faut des structures spécialement instrumentées, avec un très grand nombre de capteurs. De plus, les post-traitements à appliquer sont très couteux numériquement.

Les méthodes vibratoires semblent être adaptées pour mesurer ces régions à bas nombres d'onde. En effet, la vibration est très sensible à la composante acoustique, et chaque mode résonnant représente un filtre passe-bas dans le domaine des nombres d'onde permettant de redistribuer l'énergie de l'excitation vers les bas nombres d'onde.

Dans ce contexte, il est proposé dans cette étude d'utiliser la méthode inverse vibratoire RI et ses variantes RIFF et RIC. Cette méthode a l'avantage d'être locale, il n'y a pas besoin de scanner toute la structure ou de connaître les conditions limites, elle est simple à mettre en place puisqu'elle peut être appliquée sur une structure existante

sans détérioration, et le post-traitement numérique est léger.

Une première étude expérimentale montre qu'elle serait capable d'identifier une faible composante acoustique dans un écoulement turbulent. Pour vérifier cette hypothèse, et pour optimiser cette identification, une étude simulée est proposée au chapitre 2. Dans un contexte de validation, l'avantage des simulations est que l'excitation est bien connue, et ceci permet de vérifier que la méthode identifie bien la composante acoustique excitant la structure.

Chapitre 2

Utilisation de la méthode RIFF sur une plaque excitée par un écoulement turbulent

La méthode RIFF, un problème inverse vibratoire, est proposée pour identifier les bas nombres d'ondes d'un écoulement turbulent excitant une plaque. Les techniques expérimentales habituelles utilisant des antennes de capteurs affleurants ne sont pas capables de séparer les énergies acoustiques et aérodynamiques de l'excitation car la composante aérodynamique a un niveau trop élevé. De plus, par un phénomène de coïncidence spatiale entre les longueurs d'onde acoustiques et vibratoires, la partie acoustique peut être une source très importante de vibration et de rayonnement acoustique.

Dans ce chapitre, des expériences numériques sont réalisées pour tester cette technique. Le cas d'une plaque excitée par un champ de pressions pariétales turbulentes est alors présenté. Les calculs complets du problème direct comprenant la synthèse des signaux d'excitation et le calcul vibratoire sont alors décrits et permettent d'obtenir les signaux vibratoires. Finalement, après avoir testé une méthode d'optimisation de la régularisation de la méthode RIFF sur un cas simplifié, le problème inverse sera appliqué à partir des signaux de déplacements calculés précédemment.

2.1 Problème direct : expérience numérique d'une plaque excitée par une couche limite turbulente

Cette section présente l'expérience simulée qui est implémentée dans le but de tester l'identification des pressions pariétales turbulentes par la méthode RIFF. L'objectif principal de cette simulation est de voir comment le problème inverse permet de mesurer des efforts dont les spectres en fréquence et en fréquence-nombre d'onde correspondent à ceux d'une couche limite turbulente. Ici, la question de la mise en oeuvre n'est pas posée, le nombre de points à mesurer de manière synchrone n'étant pas limité. La résolution complète du problème direct d'une plaque excitée par un écoulement turbulent est proposée ici, avec dans un premier temps la synthèse des signaux d'excitation (modèles et méthode de synthèse) puis le problème direct de vibration. Celui-ci, présenté en figure 2.1, simule les conditions expérimentales par l'intermédiaire d'un bruit ajouté sur les signaux de vibration obtenus dans le domaine temporel.

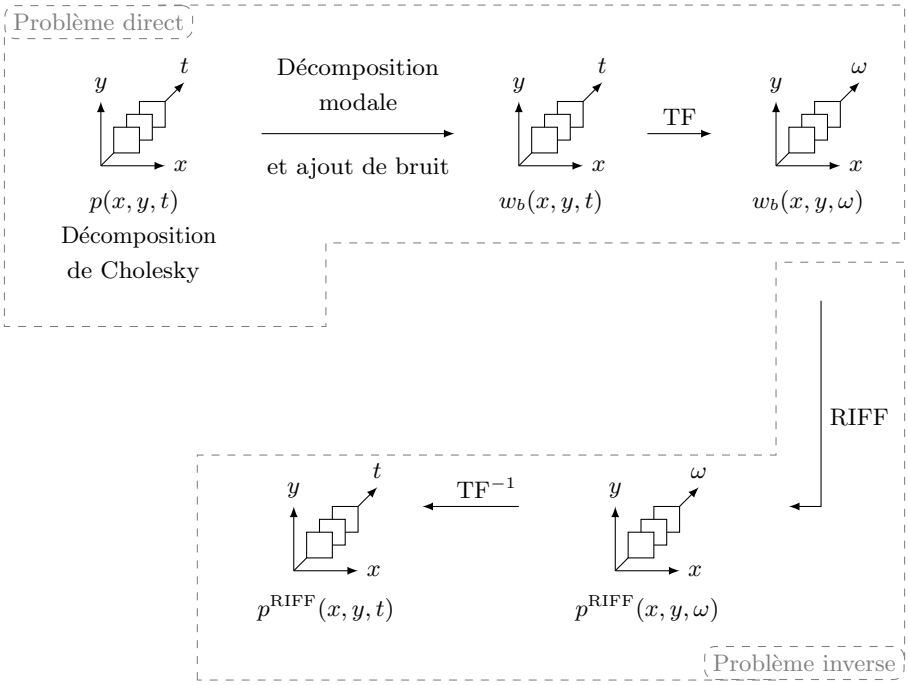


FIG. 2.1 – Synopsis des simulations : l'excitation, les problèmes direct et inverse de vibration. p désigne le champ de pression qui excite la structure, w le déplacement de la plaque et TF la transformée de Fourier.

2.1.1 Modèles retenus pour la synthèse des signaux d'excitation

Dans cette étude, l'origine de l'écoulement turbulent est lié à la présence d'une couche limite turbulente. Il existe beaucoup de modèles de spectres en fréquence pour ce type d'excitation. Ici, c'est le modèle de Goody qui est retenu car en moyenne c'est celui qui semble correspondre au mieux aux données expérimentales (voir section 1.1.3.2) :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{3\tau_w^2 \delta \left(\frac{\omega\delta}{U_\infty}\right)^2}{U_\infty \left(\left[0.5 + \left(\frac{\omega\delta}{U_\infty}\right)^{0.75}\right]^{3.7} + \left[1.1\ R_e^{-0.57} \left(\frac{\omega\delta}{U_\infty}\right)\right]^7 \right)}. \tag{2.1}$$

Il existe également de nombreux modèles de spectres en fréquence-nombre d'onde (voir section 1.1.3.3). Le modèle de Corcos, qui ne prend pas en compte la compressibilité du fluide, a l'avantage d'être très facile à implémenter. Son interspectre, donné à l'équation (1.24), est constitué d'un terme de propagation suivant x (le sens de l'écoulement) et deux exponentielles décroissantes représentant les longueurs de corrélation suivant x et y :

$$S_{pp'}^{\text{aero}}\ (r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega)\ \mathrm{e}^{-\omega \frac{|r_x|}{\alpha_x U_c}}\, \mathrm{e}^{-\omega \frac{|r_y|}{\alpha_y U_c}}\, \mathrm{e}^{j\omega \frac{r_x}{U_c}}. \tag{2.2}$$

Le but de cette étude est de comprendre comment la méthode inverse RIFF identifie les excitations avec un interspectre similaire à celui d'un champ de pressions pariétales turbulentes. L'objectif n'est pas de modéliser finement l'excitation. Ainsi, la composante acoustique de l'écoulement turbulent peut être artificiellement ajoutée au modèle de Corcos en utilisant simplement un champ diffus acoustique dont l'interspectre est défini par [33] :

$$S_{pp'}^{\text{ac}}\ (r_x, r_y, \omega) = A\ S_{pp}(\omega)\ \text{sinc}\left(k_{\text{ac}} \sqrt{r_x^2 + r_y^2}\ \right). \tag{2.3}$$

Le coefficient A représente la relation entre le niveau de la composante acoustique et celui de la partie aérodynamique. De cette manière, l'interspectre total du champ de pressions pariétales peut être modélisé à partir des équations (2.2) et (2.3) :

$$S_{pp'}(r_x, r_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left(\mathrm{e}^{-\omega \frac{|r_x|}{\alpha_x U_c}}\, \mathrm{e}^{-\omega \frac{|r_y|}{\alpha_y U_c}}\, \mathrm{e}^{j\omega \frac{r_x}{U_c}} + A\ \text{sinc}\left(k_{\text{ac}} \sqrt{r_x^2 + r_y^2}\ \right) \right). \tag{2.4}$$

L'intérêt de ce modèle simplifié est de voir comment le problème inverse permet d'identifier une excitation dont le comportement est typique à celui d'un écoulement turbulent pour lequel le niveau de la composante acoustique est beaucoup plus faible que celui de la partie aérodynamique. Le choix du coefficient A peut être discutable, mais dans cette étude sa valeur est fixée à 5% et correspond à un rapport mesuré par Arguillat *et al.* [8] pour un cas particulier de couche limite dans une veine à écoulement. Des simulations supplémentaires ont été réalisées avec des valeurs plus faibles que 5% mais les conclusions présentées par la suite restent les mêmes.

2.1.2 Synthèse de signaux respectant un gabarit d'autospectre de Goody et un gabarit d'interspectre : modèle de Corcos et champ diffus

Cette section décrit comment sont synthétisés les signaux temporels $p(x, y, t)$ dont l'interspectre correspond à celui présenté à l'équation (2.4) et qui est la somme du modèle de Corcos et d'un champ diffus acoustique. Récemment, Ricot *et al.* [34] ont utilisé une méthode de synthèse pour obtenir ce type de signaux. Elle est basée sur une technique de simulation de processus aléatoires multi-corrélés présentée par Wittig et Sihna [35]. Une explication simplifiée de cette méthode est proposée ici :

1. écrire la matrice interspectrale $\mathbf{S}(\omega)$ dont chaque terme est la valeur de l'interspectre $S_{pp'}(r_x, r_y, \omega)$ entre deux points du domaine spatial et calculé à partir de l'équation (2.4). S'il y a M points dans le domaine spatial considéré, $\mathbf{S}(\omega)$ est une matrice de taille $(M \times M)$;

2. factoriser la matrice $\mathbf{S}(\omega)$ par la décomposition de Cholesky :
$$\mathbf{S}(\omega) = \mathbf{H}(\omega)\ \mathbf{H}^H(\omega), \tag{2.5}$$
où $\mathbf{H}(\omega)$ est une matrice triangulaire inférieure et $\mathbf{H}^H(\omega)$ son complexe conjugué ;

3. générer un vecteur $\mathbf{\Gamma}$ de phases aléatoires avec M élements :
$$\Gamma_i = \mathrm{e}^{j2\pi\gamma_i}, \tag{2.6}$$
où γ_i est une variable aléatoire de loi uniforme dans l'intervalle $[0, 1]$. On note que l'espérance de chaque élément de ce vecteur est :
$$\mathrm{E}\left[\Gamma_i\right] = 0\ ; \tag{2.7}$$

4. créer un vecteur $\mathbf{P}(\omega)$ pour une pulsation ω donnée :
$$\mathbf{P}(\omega) = \mathbf{H}(\omega)\ \mathbf{\Gamma}. \tag{2.8}$$
Chaque élément du vecteur $\mathbf{P}(\omega)$ représente la transformée de Fourier à la pulsation ω des signaux temporels $p(x, y, t)$.

5. Finalement, les étapes de 1 à 4 sont réalisées pour chaque fréquence jusqu'à la fréquence de Shannon $f_e/2$. Une transformée de Fourier inverse permet d'obtenir les signaux temporels $p(x, y, t)$ en déduisant les fréquences de $f_e/2$ à f_e par symétrie.

On peut facilement prouver que la matrice interspectrale $\mathbf{S_P}(\omega)$ du champ $\mathbf{P}(\omega)$ de l'équation (2.8) correspond à $\mathbf{S}(\omega)$, la matrice interspectrale du modèle de Corcos associé

à un champ diffus acoustique. En effet, $\mathbf{S_P}(\omega)$ calculée à partir de l'équation (1.18), s'écrit

$$\mathbf{S_P}(\omega) = \mathrm{E}\left[\mathbf{P}(\omega)\ \mathbf{P}^H(\omega)\right]. \tag{2.9}$$

En replaçant $\mathbf{P}(\omega)$ par son expression (2.8), l'équation (2.9) devient

$$\mathbf{S_P}(\omega) = \mathrm{E}\left[\mathbf{H\Gamma}\ [\mathbf{H\Gamma}]^H\right] = \mathrm{E}\left[\mathbf{H}\ \mathbf{\Gamma}\ \mathbf{\Gamma}^H\ \mathbf{H}^H\right] = \mathbf{H}\ \mathrm{E}\left[\mathbf{\Gamma}\ \mathbf{\Gamma}^H\right]\ \mathbf{H}^H. \tag{2.10}$$

D'après l'équation (2.7) et puisque les variables aléatoires γ_i sont indépendantes, l'espérance $\mathrm{E}\left[\mathbf{\Gamma}\ \mathbf{\Gamma}^H\right]$ est la matrice identité $\mathbf{I}$. Finalement, d'après l'équation. (2.5),

$$\mathbf{S_P}(\omega) = \mathbf{S}(\omega). \tag{2.11}$$

Le champ de pression $\mathbf{P}(\omega)$ respecte bien le modèle d'interspectre combinant le modèle de Corcos et un champ diffus.

2.1.3 Résultats de la synthèse

Les résultats de la synthèse sont présentés en figure 2.4 où les spectres en fréquence-nombre d'onde sont calculés par périodogrammes moyennés avec des segments de signaux de 128 points pondérés par une fenêtre de Hann, où le taux de recouvrement est de 50% entre les segments adjacents ce qui permet d'effectuer 14 moyennes. Les valeurs numériques des paramètres de la couche limite turbulente sont données au tableau 2.1 et ceux de la synthèse dans le tableau 2.2. Les paramètres de la couche limite sont issus des données répertoriées par Hwang [9]. Les coefficients α_x et α_y sont donnés dans la littérature [1, 6, 36].

vitesse de l'écoulement	$U_\infty = 50$ m/s
viscosité cinématique	$\nu' = 1.54 \cdot 10^{-5}$ m^2/s
vitesse de convection	$U_c = 35$ m/s
contrainte de cisaillement	$\tau_w = 3$ N/m^2
vitesse de frottement	$u_* = 1.58$ m/s
coefficients de Corcos	$\alpha_x = 8$, $\alpha_y = 1$
épaisseur de couche limite	$\delta = 11.4$ cm

Tab. 2.1 – Valeurs numériques des paramètres de la couche limite turbulente.

dimensions	$L_x = L_y = 0.5$ m
fréquence d'échantillonnage	$f_e = 4$ kHz
discrétisation	$\Delta_x = \Delta_y = 0.4$ cm
nombre d'échantillons	$N = 1000$

Tab. 2.2 – Paramètres spatiaux et temporels de la synthèse.

La figure 2.2 représente l'un des signaux temporels synthétisés, au point central du domaine. Pour 3 temps différents, les champs de pressions synthétisés sont représentés en figure 2.3 lorsque l'excitation est seulement la partie aérodynamique puis seulement la partie acoustique et finalement les deux composantes.

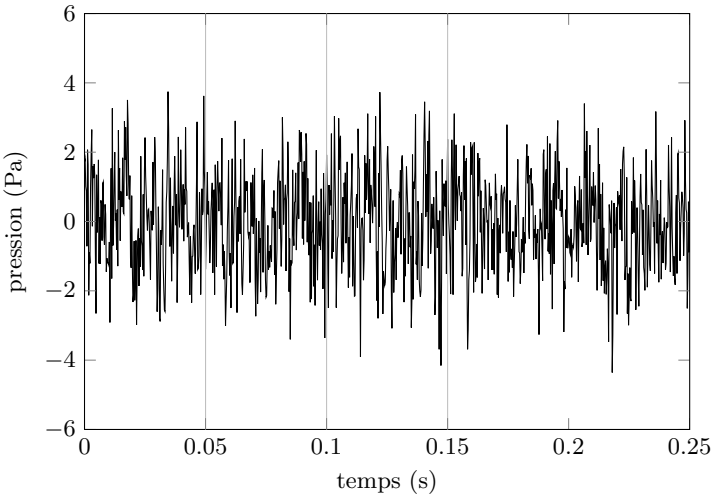


FIG. 2.2 – Signal temporel synthétisé aux coordonnées ($x = 0.25$ m, $y = 0.25$ m). Les lignes verticales correspondent aux temps pour lesquels les champs synthétisés sont représentés en figure 2.3.

Les spectres en fréquence-nombre d'onde de la figure 2.4 calculés à partir des signaux temporels synthétisés correspondent bien au modèle de l'équation (2.4). La partie aérodynamique caractérisée par le pic convectif, s'éloigne dans les hauts nombres d'onde lorsque la fréquence augmente, alors que la composante acoustique représentée par un cercle centré en ($k_x = 0$, $k_y = 0$) s'élargit et excite de plus en plus de nombres d'onde dans les hautes fréquences.

La figure 2.5 montre le spectre des signaux temporels synthétisés et calculés par périodogrammes moyennés avec les mêmes paramètres que précédemment et moyennés sur tout le domaine spatial. La courbe se superpose bien à celle du spectre du modèle théorique de Goody. Ces signaux sont utilisés pour exciter une plaque dans le problème direct vibratoire. Le calcul de la vibration de la structure est présenté dans la partie qui suit.

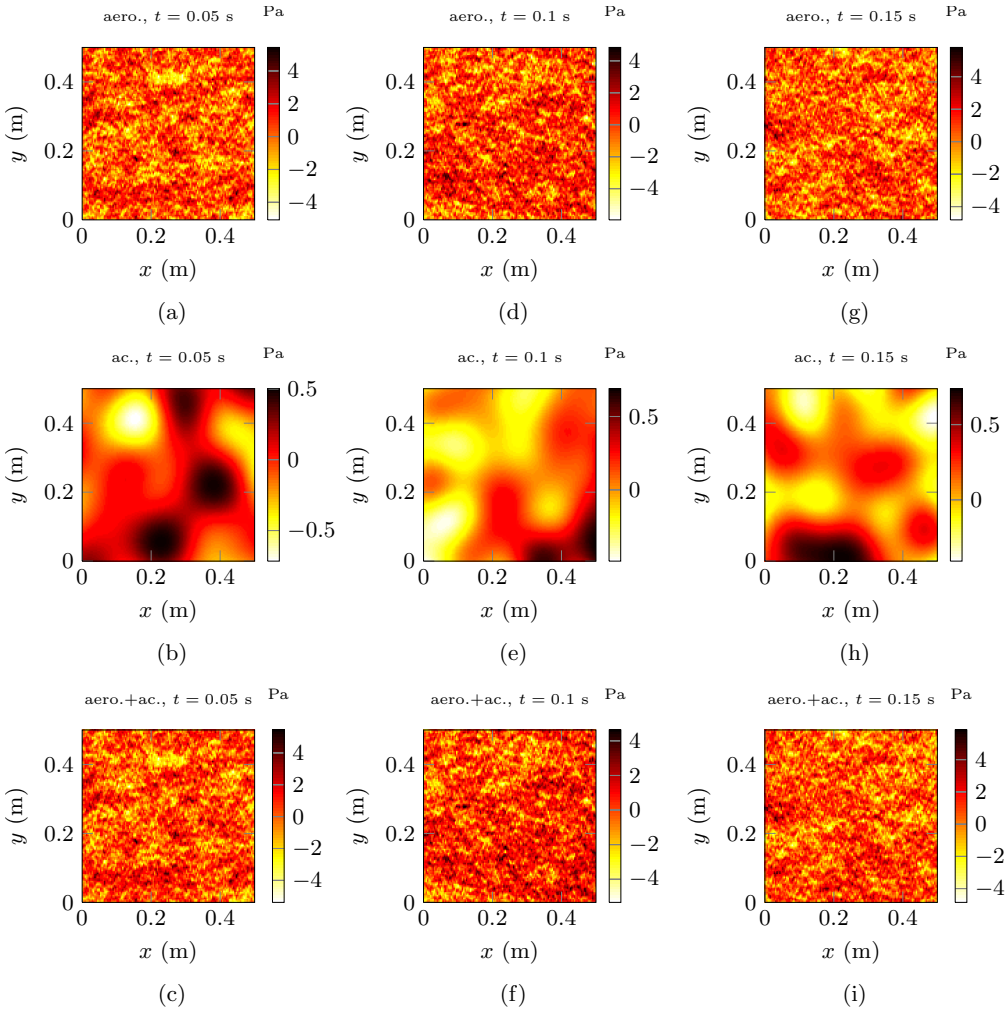


FIG. 2.3 – Champs de pression synthétisés aux temps $t = 0.05$ s (a), (b), (c) ; $t = 0.1$ s (d), (e), (f) ; $t = 0.15$ s (g), (h), (i). Pour chaque temps (chaque colonne), les champs représentés sont ceux de la partie aérodynamique (a), (d), (g) ; de la partie acoustique (b), (e), (h) ; de la combinaison de ces deux composantes (c), (f) ,(i).

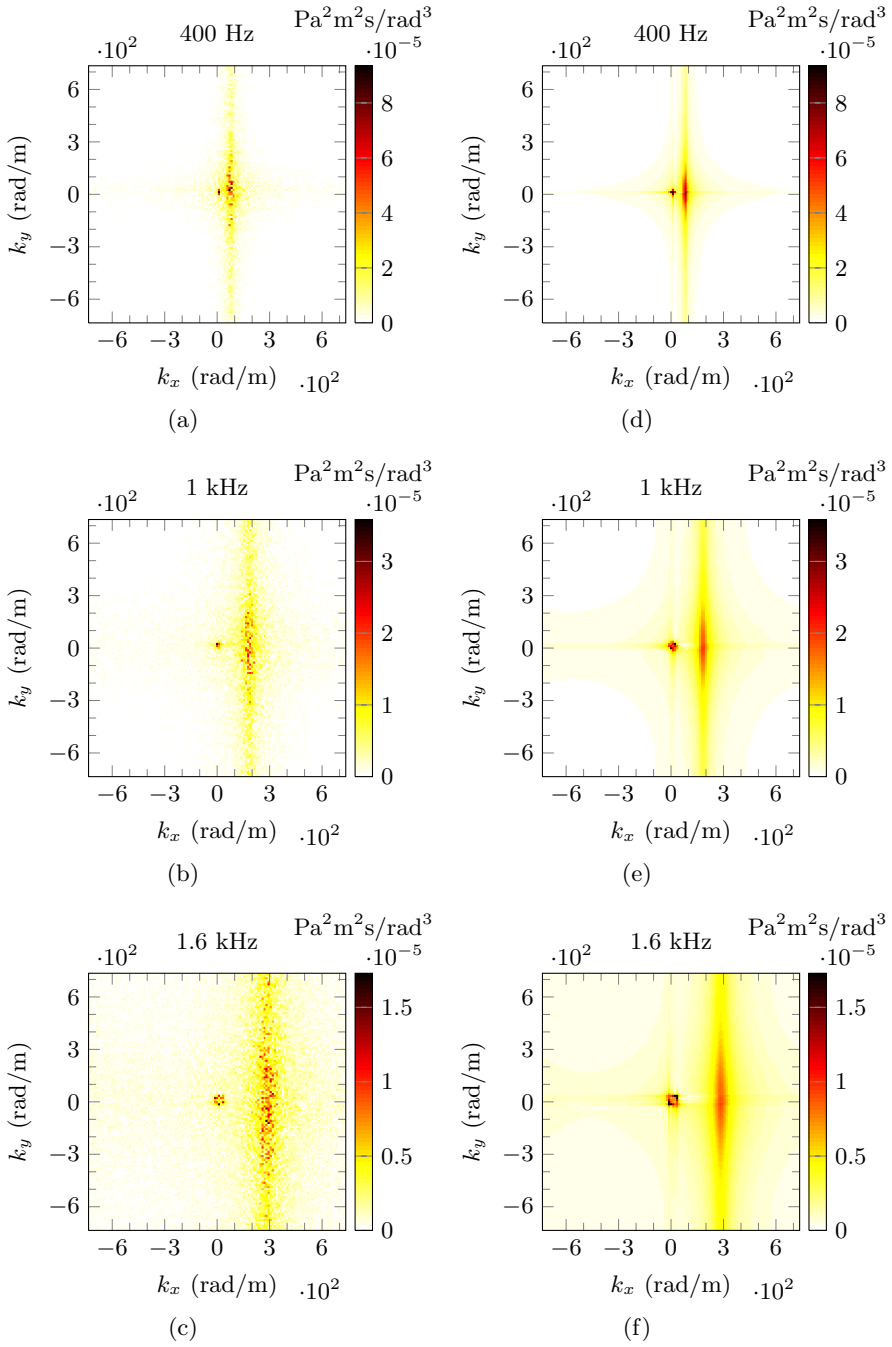


FIG. 2.4 – Spectres en fréquence-nombre d'onde $S_{pp'}(k_x, k_y, \omega)$ des signaux temporels synthétisés et correspondant à la somme du modèle de Corcos et d'un champ diffus acoustique pour 3 fréquences différentes : (a) 400 Hz, (b) 1 kHz et (c) 1.6 kHz. Les spectres théoriques sont représentés pour les mêmes fréquences respectivement en (d), (e) et (f).

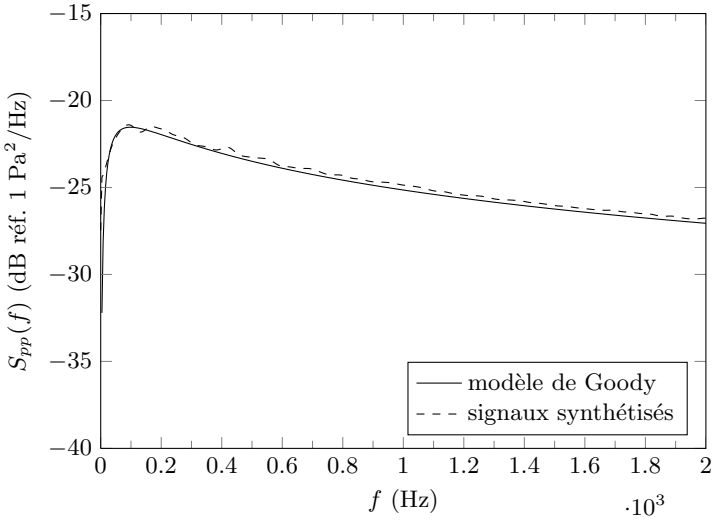


FIG. 2.5 – Comparaison du spectre du modèle de Goody et de celui des signaux temporels synthétisés par la décomposition de Cholesky.

2.1.4 Calcul de la vibration

La décomposition modale, décrite en détail par Guyader [37], est utilisée pour le calcul de la vibration. Soit une plaque rectangulaire simplement supportée dont les dimensions sont L_x et L_y suivant x et y (ces longueurs correspondent à celles du tableau 2.2) et excitée par un champ de pression $p(x, y, t)$. L'équation du mouvement et les conditions limites de ce problème vibratoire sont :

$$\begin{cases} \rho h \dfrac{\partial^2 w}{\partial t^2} + D\left(\dfrac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \dfrac{\partial^4 w}{\partial y^4} + 2\dfrac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2}\right) = p(x, y, t), & (2.12) \\ w(x, y, t) = \dfrac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0 \text{ pour } x = 0 \text{ et } x = L_x, & (2.13) \\ w(x, y, t) = \dfrac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0 \text{ pour } y = 0 \text{ et } y = L_y, & (2.14) \end{cases}$$

La composante acoustique de la pression synthétisée $p(x, y, t)$ que l'on cherche à identifier comprend alors les ondes acoustiques générées par les turbulences, les ondes acoustiques réfléchies et le rayonnement acoustique de la plaque. Le déplacement est décomposé sur les fonctions propres normalisées $\phi_{mn}(x, y)$:

$$w(x, y, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} a_{mn}(t)\ \phi_{mn}(x, y). \tag{2.15}$$

Après projection de l'équation (2.12) sur les fonctions propres $\phi_{mn}(x, y)$ et l'intro-

duction heuristique d'un terme d'amortissement modal ζ_{mn} [37], les coefficients $a_{mn}(t)$ de l'équation (2.15) vérifient

$$\ddot{a}_{mn}(t) + 2\ \zeta_{mn}\ \omega_{mn}\ \dot{a}_{mn}(t) + \omega_{mn}^2\ a_{mn}(t) = \frac{p_{mn}(t)}{\rho h}, \tag{2.16}$$

où $p_{mn}(t)$ est la projection de $p(x, y, t)$ sur les fonctions propres $\phi_{mn}(x, y)$, ω_{mn} est la pulsation naturelle du mode

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{K_{mn}}{\rho h}}, \tag{2.17}$$

avec

$$K_{mn} = D\left(\left(\frac{m\pi}{Lx}\right)^4 + \left(\frac{n\pi}{Ly}\right)^4 + 2\left(\frac{m\pi}{Lx}\right)^2\left(\frac{n\pi}{Ly}\right)^2\right), \tag{2.18}$$

ζ_{mn} est le taux d'amortissement

$$\zeta_{mn} = \frac{\lambda_{mn}}{2\rho h \omega_{mn}}, \tag{2.19}$$

et λ_{mn} l'amortissement généralisé.

Sans perte de généralité, l'amortissement est artificiellement constant avec l'ordre du mode dans le but de simplifier le problème. La réponse impulsionnelle du système défini par l'équation (2.16), qui peut être obtenue par transformée de Laplace est

$$h_{mn}(t) = \begin{cases} \dfrac{\mathrm{e}^{-\zeta\omega_{mn}t}}{\sqrt{1-\zeta^2}\ \omega_{mn}}\ \sin\left(\sqrt{1-\zeta^2}\ \omega_{mn}\ t\right)\ \text{pour } t \geq 0, \\ \\ 0 \text{ pour } t < 0, \end{cases} \tag{2.20}$$

le calcul permettant de l'obtenir étant présenté à l'annexe A. Finalement, les coefficients $a_{mn}(t)$ sont calculés par convolution tels que

$$a_{mn}(t) = \int_0^t h_{mn}(t-\tau)\ \frac{p_{mn}(\tau)}{\rho h}\mathrm{d}\tau, \tag{2.21}$$

et permettent d'obtenir le déplacement de l'équation (2.15). Cette intégrale est estimée numériquement par la méthode des trapèzes.

Le problème inverse testé ici pour identifier les pressions pariétales turbulentes est une technique expérimentale qui requiert une régularisation en présence de bruit. Pour simuler des conditions expérimentales, le déplacement est donc bruité :

$$w_b(x, y, t) = w(x, y, t) + b(x, y, t), \tag{2.22}$$

où $b(t)$ est un signal aléatoire à distribution normale avec une moyenne égale à 0 et un écart-type σ. Ce dernier est ajusté de manière à avoir un RSB donné.

2.1.5 La plaque étudiée : un vitrage automobile

La structure excitée par la couche limite est une plaque en verre d'une épaisseur de 3.85 mm de dimensions 0.5×0.5 m^2. C'est le cas typique d'un pare-brise automobile et les paramètres mécaniques correspondant sont donnés dans le tableau 2.3. Le nombre de modes N_{mn} dans le modèle de plaque dépend du nombre d'onde pour lequel l'acceptance du mode d'ordre le plus élevé est maximum. Celui-ci doit être dans des plus hauts nombres d'onde que la composante aérodynamique.

module d'Young	$E = 70 \cdot 10^9$ Pa
coefficient de Poisson	$\nu = 0.22$
masse volumique	$\rho = 2700$ kg/m^3
taux d'amortissement	$\zeta = 0.05$
épaisseur	$h = 3.85$ mm
nombre de modes	$N_{mn} = 125 \times 125$

TAB. 2.3 – Paramètres de la plaque.

L'évolution des nombres d'onde de flexion, de convection et acoustique en fonction de la fréquence est présentée à la figure 2.6 pour le cas étudié. La coïncidence aérodynamique se situe dans les très basses fréquences ($f_{\text{conv}} = 34$ Hz) car la pente du nombre d'onde de convection k_{conv} est très élevée, alors que la coïncidence acoustique est à la fréquence de $f_{\text{ac}} = 3.2$ kHz, elle est donc presque 10 fois plus grande que f_{conv}. D'après la figure 2.7 la composante aérodynamique s'éloigne rapidement vers les hauts nombres d'onde lorsque la fréquence augmente et la partie acoustique a une forte influence sur la vibration et le rayonnement acoustique de la plaque car les nombres d'onde de flexion et acoustique sont du même ordre de grandeur sur une très large bande fréquentielle.

Les signaux vibratoires obtenus sont représentés en figures 2.8, 2.9 et 2.10 respectivement pour les fréquences 200 Hz, 800 Hz et 1400 Hz. Pour chaque fréquence, les champs d'excitation et de vibration sont représentés lorsque la plaque est excitée par la partie aérodynamique puis par la partie acoustique et finalement par ces deux composantes. Pour ces 3 fréquences, la partie acoustique est très faible dans l'excitation (rapport énergétique de 5% entre les composantes acoustique et aérodynamique) et elle est à peine visible sur les champs de pressions correspondant à une excitation par les deux composantes. Cependant, la contribution à la vibration de la composante acoustique est clairement visible sur les champs vibratoires. Ce phénomène s'accentue lorsque la fréquence augmente, lorsque la plaque devient de moins en moins sensible à l'énergie aérodynamique qui s'éloigne dans les très hauts nombres d'onde. Pour chiffrer le rapport entre la contribution à la vibration de la composante acoustique à celle de la partie aérodynamique, on introduit la vitesse quadratique moyenne de la structure donnée par

$$E_v(\omega) = \frac{1}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} S_{vv}(x, y, \omega) \ \mathrm{d}x \ \mathrm{d}y, \tag{2.23}$$

avec $S_{vv}(x, y, \omega)$ la DSP de la vitesse de la plaque. Alors que le rapport énergétique A entre les deux types d'excitation est de 0.05, celui des vitesses quadratiques moyennes de la plaque excitée par la composante acoustique E_v^{ac} et par la partie aérodynamique E_v^{aero} est de 1.26 à 200 Hz, 8 à 800 Hz et 13.8 à 1400 Hz. La plaque est donc beaucoup plus sensible à l'excitation acoustique à faible niveau qu'à la composante aérodynamique très énergétique.

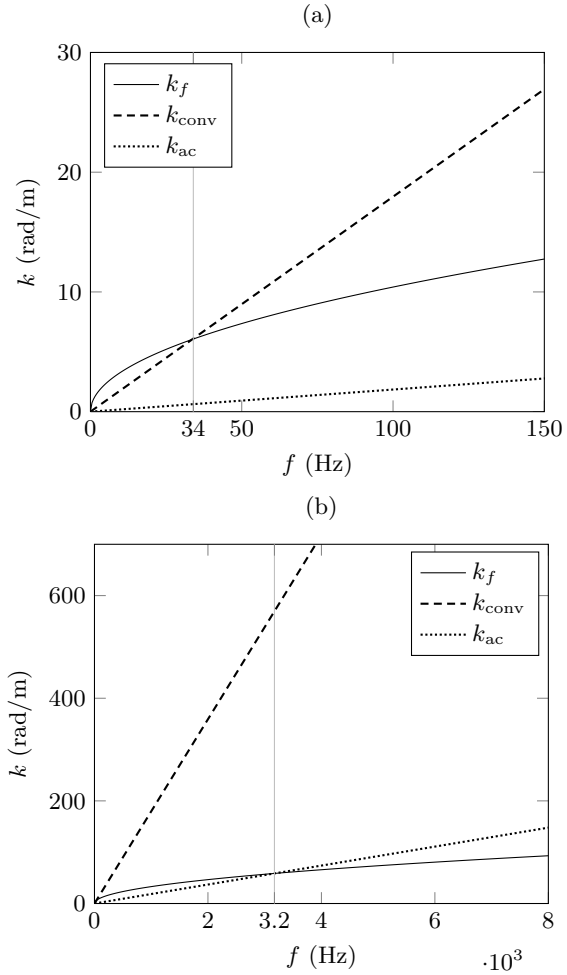
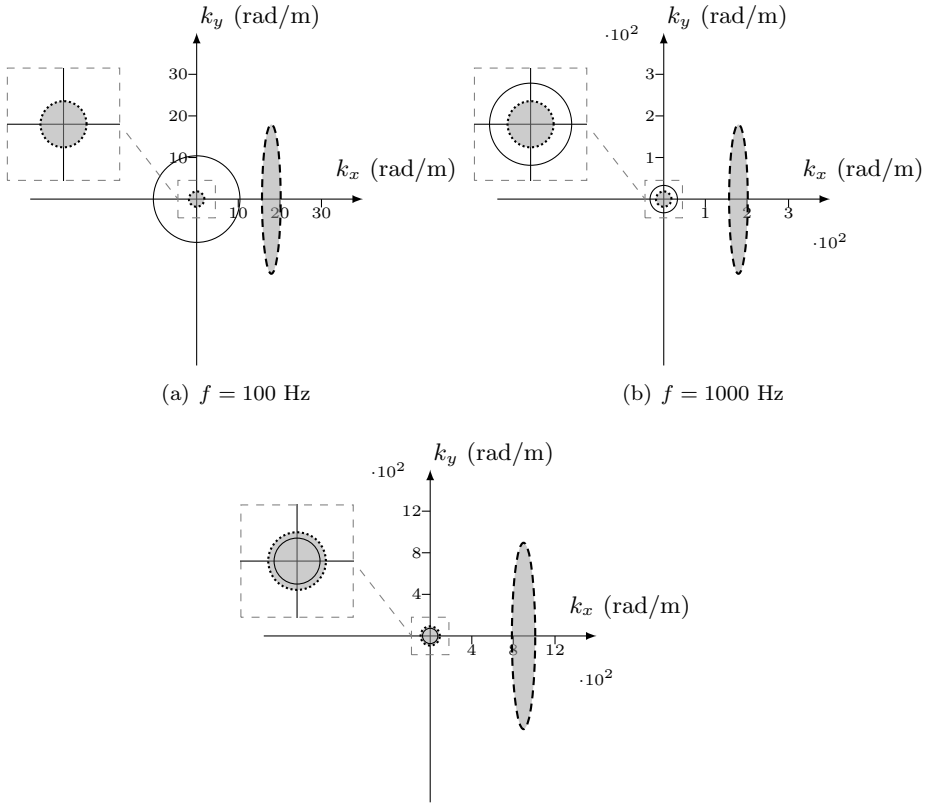


FIG. 2.6 – Nombres d'onde de flexion, de convection et acoustique en fonction de la fréquence pour le cas simulé. Les coïncidences acoustique et aérodynamique (lignes verticales) sont représentées pour : (a) les basses fréquences (de 0 à 150 Hz) ; (b) les hautes fréquences (de 0 à 8 kHz).



(a) $f = 100$ Hz

(b) $f = 1000$ Hz

(c) $f = 5000$ Hz

FIG. 2.7 – Nombre d'onde de flexion (——) et largeurs de bande de la composante acoustique ($\cdots$) et de lapartie aérodynamique (- - -) dans le cas étudié pour (a) $f = 100$ Hz, (b) $f = 1000$ Hz and (c) $f = 5000$ Hz. Les largeurs de bande de la partie aérodynamique sont données par Blake [1] : $\Delta_{k_x} = \frac{2\omega}{\alpha_x U_c}$ and $\Delta_{k_y} = \frac{2\omega}{\alpha_y U_c}$.

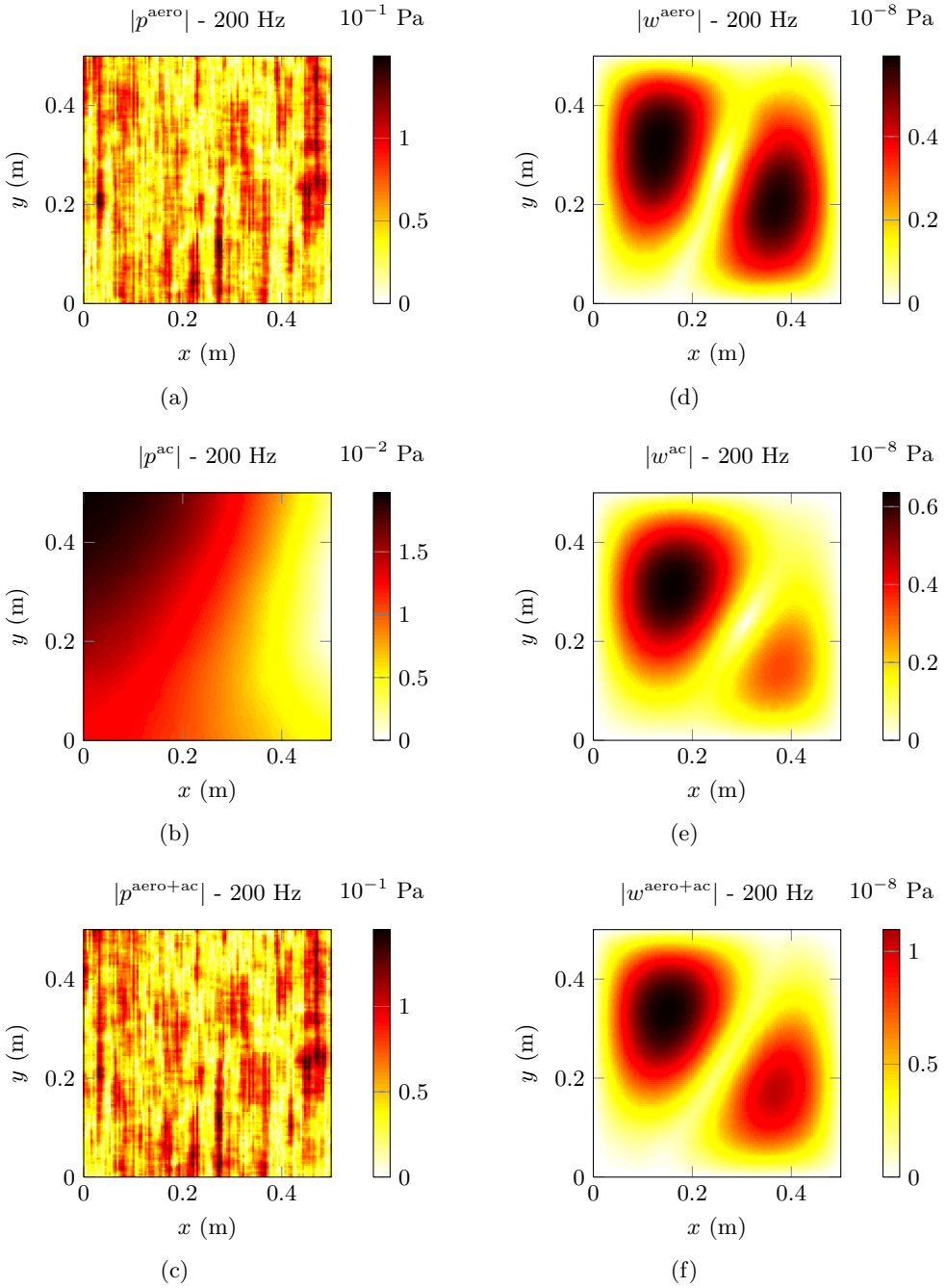


FIG. 2.8 – Champs de pression et de vibration de la plaque excitée par (a)-(d) la partie aérodynamique, (b)-(e) la partie acoustique, (c)-(f) par les deux composantes à 200 Hz.

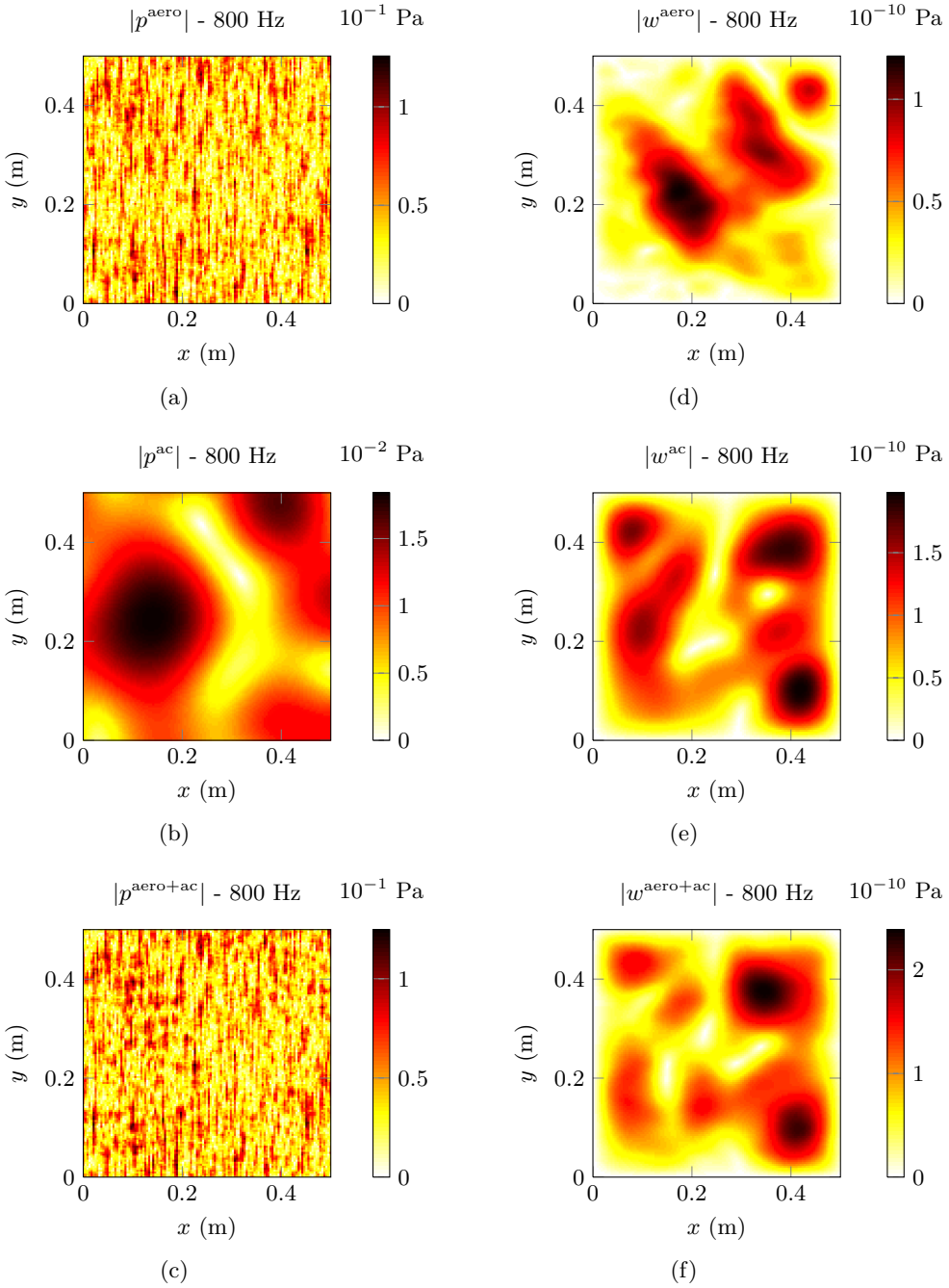


FIG. 2.9 – Champs de pression et de vibration de la plaque excitée par (a)-(d) la partie aérodynamique, (b)-(e) la partie acoustique, (c)-(f) par les deux composantes à 800 Hz.

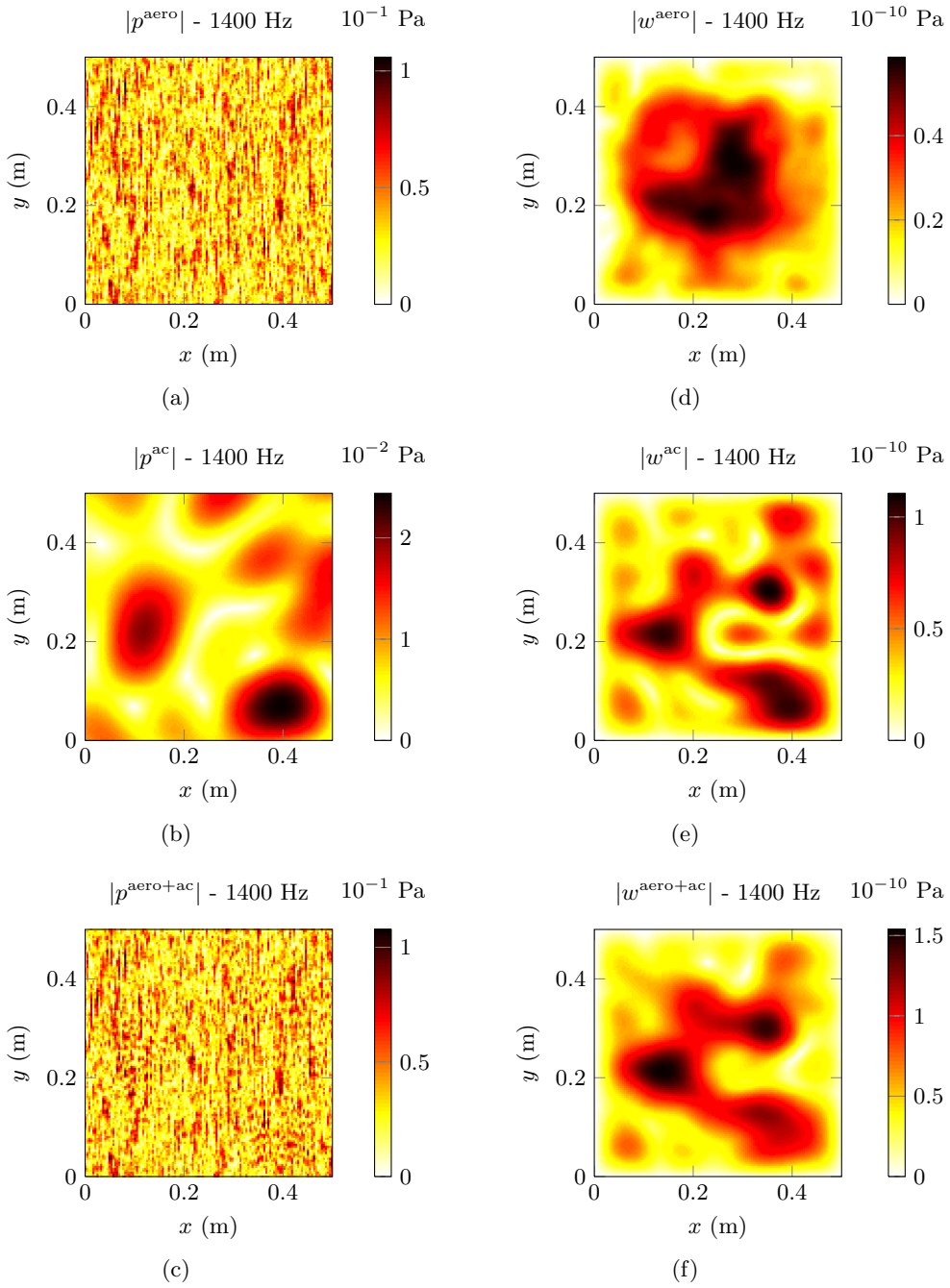


FIG. 2.10 – Champs de pression et de vibration de la plaque excitée par (a)-(d) la partie aérodynamique, (b)-(e) la partie acoustique, (c)-(f) par les deux composantes à 1400 Hz.

2.2 Problème inverse : identification de pressions pariétales turbulentes

La méthode RIFF est testée pour l'identification de pressions pariétales. Cette technique présentée en section 1.2.1 est une méthode inverse vibratoire qui est très sensible au bruit situé dans les hauts nombres d'onde. Pour minimiser l'impact de cette sensibilité, une régularisation par filtrage en nombre d'onde est nécessaire. Le paramètre permettant de régler le niveau de régularisation est le coefficient a qui, comme le montre l'équation (1.39), définit le nombre d'onde de coupure du filtre régularisant comme étant un multiple du nombre d'onde de flexion.

Bien que le choix du coefficient de régularisation a dépende de l'évaluation subjective du bruit de mesure, cette méthode a fait ses preuves et donne de très bons résultats [38]. Cependant, une amélioration de la régularisation est proposée ici dans le but de calculer automatiquement et objectivement le coefficient a optimal pour chaque fréquence.

Une première étude est présentée pour le développement de la méthode d'optimisation de la régularisation. Dans cette partie, l'excitation est uniquement le champ diffus acoustique. Dans une deuxième partie, la méthode d'optimisation proposée est testée sur l'identification de pressions pariétales turbulentes.

2.2.1 Étude préliminaire : identification d'un champ diffus

Une étude préliminaire est proposée pour tester la méthode RIFF pour l'identification d'un champ de pression acoustique. Dans cette partie, seul le champ diffus acoustique est utilisé dans le problème direct. De cette manière, l'interspectre de l'excitation est celui de l'équation (2.3). Cette première configuration permet d'étudier le domaine des hautes fréquences sans la nécessité d'avoir une discrétisation spatiale trop coûteuse et ainsi de réduire les temps de calcul. Le tableau 2.4 donne les nouveaux paramètres de simulation, alors que les paramètres de l'excitation et de la plaque restent les mêmes et correspondent aux données des tableaux 2.1 et 2.3. Dans cette étude, les maillages de la distribution de force et du champ de déplacement sont identiques et les dimensions de la plaque sont de 1×1 m^2.

dimensions	$L_x = L_y = 1$ m
fréquence d'échantillonnage	$f_e = 20$ kHz
discrétisation	$\Delta_x = \Delta_y = 1.5$ cm
nombre d'échantillons	$N = 5000$

Tab. 2.4 – Paramètres spatiaux et temporels de la simulation.

Le résultat présenté en figure 2.11 correspond à l'identification du champ diffus par

l'opérateur inverse de la méthode RI, sans bruit ajouté au champ de déplacement et sans régularisation. Par la suite, cette solution est considérée comme référence et comme la solution optimale (meilleure solution possible). La fréquence critique f_{ac} est représentée par une ligne en pointillés. Jusqu'à cette fréquence (3.2 kHz d'après la figure 2.6), et à partir d'environ 200 Hz, la limite basse associée à la taille de la zone de mesure, la méthode est capable de reconstruire totalement l'énergie acoustique. Mais après cette coïncidence, l'énergie acoustique n'est pas entièrement reconstruite.

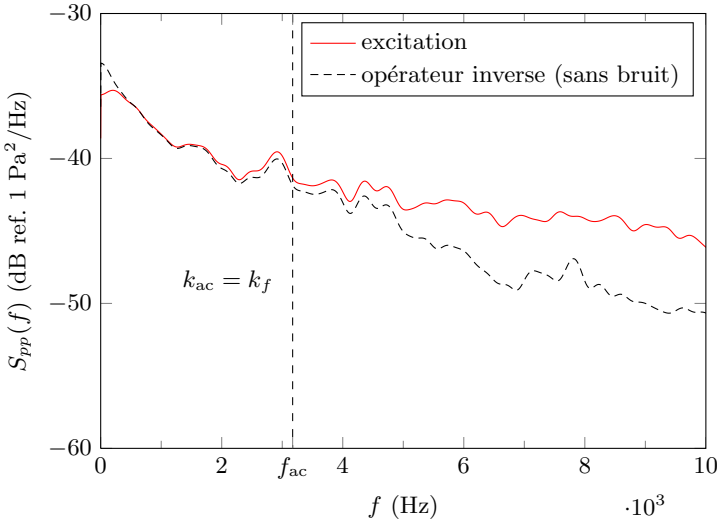


FIG. 2.11 – Densité Spectrale de Puissance (DSP) du champ diffus excitant la plaque et de la pression identifiée par l'opérateur inverse de la méthode RI, sans bruit sur le champ de déplacement (solution de référence de la méthode RIFF).

Mathématiquement, la méthode RI inverse le filtrage de l'excitation apporté par la vibration de la plaque. Cependant l'utilisation du schéma aux différences finies pour estimer les dérivées spatiales dans le problème inverse de l'équation (1.26) introduit une erreur qui se traduit par un filtrage passe-bas en nombre d'onde. Ce phénomène est étudié par Leclère et Pézerat dans la référence [30], où les auteurs montrent que la coupure du filtre associé aux différences finies est très proche du nombre d'onde de flexion k_f. Ceci explique pourquoi RI n'identifie pas le champ diffus après la coïncidence acoustique car l'excitation dans le domaine des nombres d'onde n'est pas totalement localisée à l'intérieur du cercle dont le rayon est le nombre d'onde de flexion k_f. La fonction de transfert de ce filtre, qui coupe plus ou moins les hauts nombres d'onde en fonction de la discrétisation utilisée [30], permet dans notre cas d'identifier la composante acoustique jusqu'à environ 4.5 kHz (au dB près).

Les signaux de déplacement sont maintenant bruités avec un RSB égal à 40 dB. Les distributions de force identifiées par RIFF pour différentes valeurs du coefficient a sont comparées en figure 2.12. La première observation est la grande variabilité entre

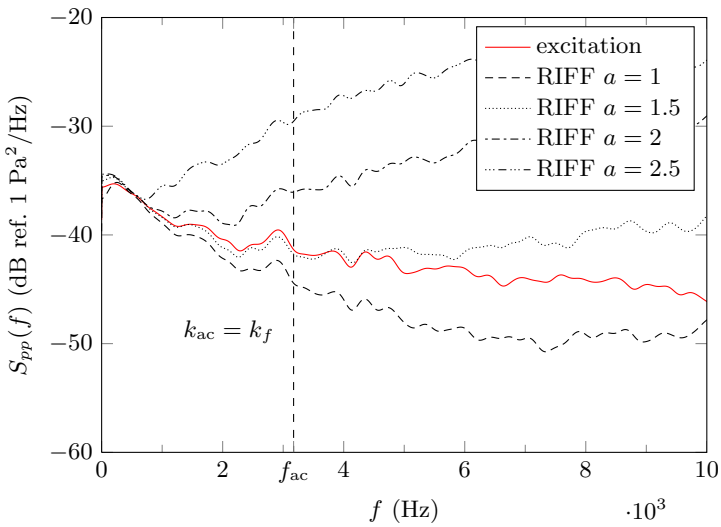


FIG. 2.12 – Influence du paramètre de régularisation a de RIFF sur l'identification du champ diffus excitant la plaque (RSB = 40 dB).

les spectres identifiés avec des valeurs de a différentes. Lorsque la méthode filtre trop sévèrement, c'est-à-dire lorsque $a = 1$ ($k_c = k_f$), l'énergie du champ acoustique est sous-estimée à partir de 1 kHz. Au contraire, la méthode ne filtre pas assez lorsque $a = 2$ ($k_c = 2\ k_f$) et surestime l'excitation à partir de la même fréquence. En effet, l'impact du bruit localisé dans les hauts nombres d'onde est trop important même avec le filtre régularisant. Quand le coefficient a augmente, la méthode prend en compte de plus en plus de hauts nombres d'onde et les instabilités liées au bruit sont amplifiées.

La représentation spatiale des champs reconstruits pour une fréquence donnée en figure 2.13 confirme ces observations. Quand $a = 1$, la régularisation est trop forte et la solution identifiée trop compacte. Au contraire, si $a = 1.8$, la solution a une complexité spatiale élevée et ne ressemble plus tout à fait à la pression d'excitation. Pour évaluer la qualité de la reconstruction, un critère d'erreur spatiale est introduit :

$$e_r(\omega) = \sqrt{\frac{< (|p(x,y,\omega)| - |p^{\mathrm{RIFF}}(x,y,\omega)|)^2 >_s}{< |p(x,y,\omega)|^2 >_s}}, \tag{2.24}$$

où $<>_s$ représente la moyenne sur le domaine spatial. Ce critère est l'erreur totale entre l'excitation et la pression identifiée par RIFF pour une pulsation ω donnée. Quand la régularisation est forte ($a = 1$) l'erreur est importante car le fenêtrage et le filtrage sont à l'origine d'une perte importante d'information. Quand la régularisation est trop faible ($a = 1.8$) l'erreur est également élevée car le bruit contenant des petites longueurs d'onde pollue l'identification. L'idée est alors de trouver un compromis entre ces 2 situations.

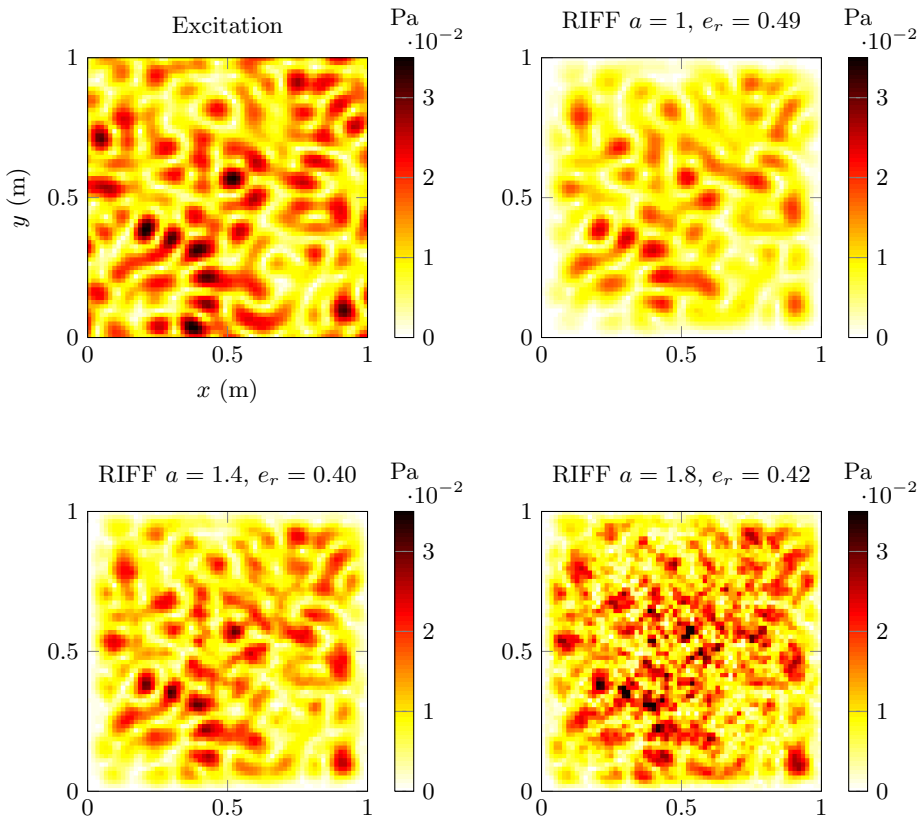


FIG. 2.13 – Influence du coefficient de régularisation a sur les distributions de forces identifiées $|p^{\mathrm{RIFF}}(x, y, \omega)|$ à la fréquence $f = 2400$ Hz (RSB = 40 dB). e_r est le critère d'erreur spatiale défini à l'équation (2.24).

Avec l'objectif de trouver une valeur optimale de a, nous choisissons d'étudier la pression quadratique moyenne E_p qui est la norme L2 des pressions reconstruites divisée par la surface du domaine :

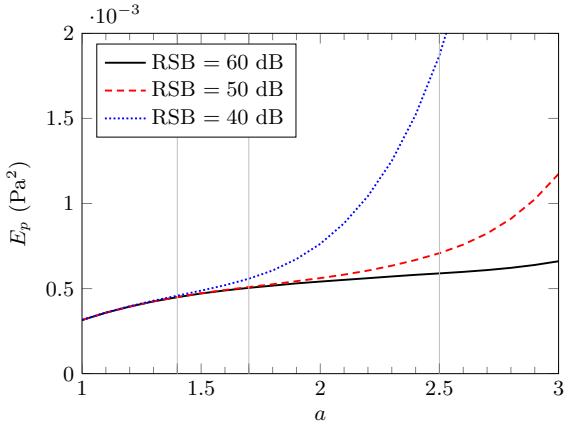
$$E_p = \frac{1}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} S_{pp}^{\mathrm{RIFF}}(x, y, \omega) \ \mathrm{d}x \ \mathrm{d}y, \tag{2.25}$$

avec la Densité Spectrale de Puissance (DSP) $S_{pp}^{\mathrm{RIFF}}(x, y, \omega)$ des pressions identifiées ;

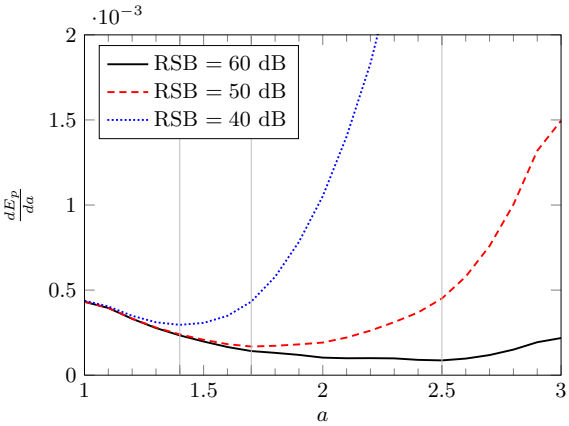
$$S_{pp}^{\mathrm{RIFF}}(x, y, \omega) = \mathrm{E}\left[\left|p^{\mathrm{RIFF}}(x, y, \omega)\right|^2\right]. \tag{2.26}$$

Cet indicateur est l'un des paramètres étudiés dans la régularisation de problèmes inverses ou de problèmes mal-posés telle que dans la méthode de la courbe en L [39] présentée à l'annexe B. Cependant, ces techniques requièrent le calcul d'un résidu par la méthode des moindres carrés, ce qui implique de résoudre le problème direct et donc

de connaître les conditions limites et les excitations en dehors de la zone d'étude. Ici, l'aspect local de la méthode RIFF doit être conservé et contrairement à la méthode de la courbe en L, l'énergie des pressions reconstruites est simplement analysée sans avoir besoin de calculer le problème direct.



(a)



(b)

Fig. 2.14 – (a) Pression quadratique moyenne et (b) sa dérivée en fonction de a pour des distributions de forces identifiées par RIFF à la fréquence $f = 2400$ Hz. Trois niveaux de bruit différents sont appliqués sur le champ de déplacement. Les lignes verticales correspondent aux valeurs optimales de a (minima des dérivées).

Pour une fréquence donnée, le problème inverse est calculé pour différentes valeurs du coefficient a. L'énergie du champ reconstruit E_p est calculée pour chaque cas. Les résultats sont montrés en figure 2.14 (a) pour une fréquence de 2400 Hz (la même que dans la figure 2.13) et pour 3 niveaux de bruit appliqués sur le déplacement. Dans les

trois cas, lorsque a est petit, la solution a une énergie très faible car le filtrage est trop important. Quand a augmente, l'énergie se stabilise avant de s'accroître rapidement. Pour ces valeurs, le bruit pollue l'identification du champ de pression. Finalement, l'optimum est dans la zone où l'énergie est stabilisée, juste avant le changement brusque de courbure. Une solution permettant de le trouver est de détecter le minimum de la dérivée de E_p (voir figure 2.14 (b)). Par exemple, l'optimum est $a = 1.4$ quand le RSB est égal à 40 dB et cette solution semble bien être la meilleure en figure 2.13. Évidemment, plus le RSB est élevé, plus la valeur de l'optimum est grande.

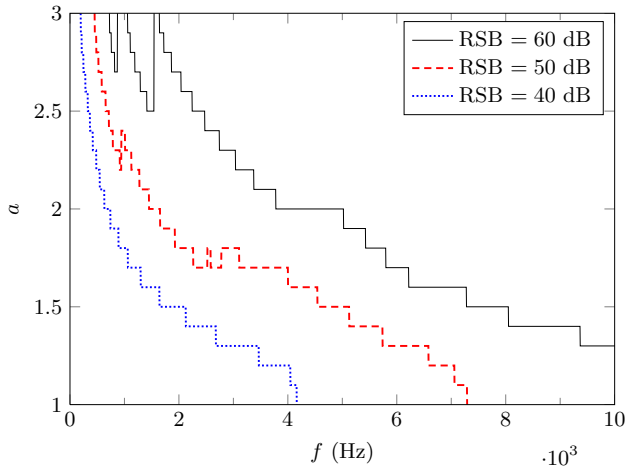


FIG. 2.15 – Valeurs optimales de a en fonction de la fréquence pour 3 niveaux de bruit appliqués sur le champ de déplacement.

La paramètre de régularisation optimal peut être obtenu pour chaque fréquence. Pour cela, le problème inverse est résolu en variant à chaque fréquence le coefficient a et en calculant la pression quadratique moyenne pour chaque valeur différente du coefficient de régularisation. Comme le montre la figure 2.15, si le RSB est faible, la valeur optimale est plus petite dans le but de régulariser correctement le problème inverse. De la même manière, en augmentant la fréquence, le paramètre de régularisation optimal diminue pour réduire l'impact du bruit dans les hauts nombres d'onde.

La figure 2.16 représente les DSP des pressions identifiées par la méthode RIFF optimisée en calculant les pressions quadratiques moyennes E_p. Les coefficients de régularisation sont ceux de la figure 2.15. La première remarque est que les solutions obtenues par optimisation tendent vers la référence (opérateur inverse de la méthode RI sans bruit et sans régularisation). De cette façon, la méthode est capable de reconstruire le champ diffus jusqu'à environ 4.5 kHz avec un RSB de 60 ou 50 dB, et jusqu'à 3.5 kHz pour un RSB de 40 dB (avec une précision de 2 dB). Mais surtout, cette technique d'optimisation avec une analyse de la pression quadratique moyenne E_p et un coefficient de régularisation a qui dépend de la fréquence, assure une identification

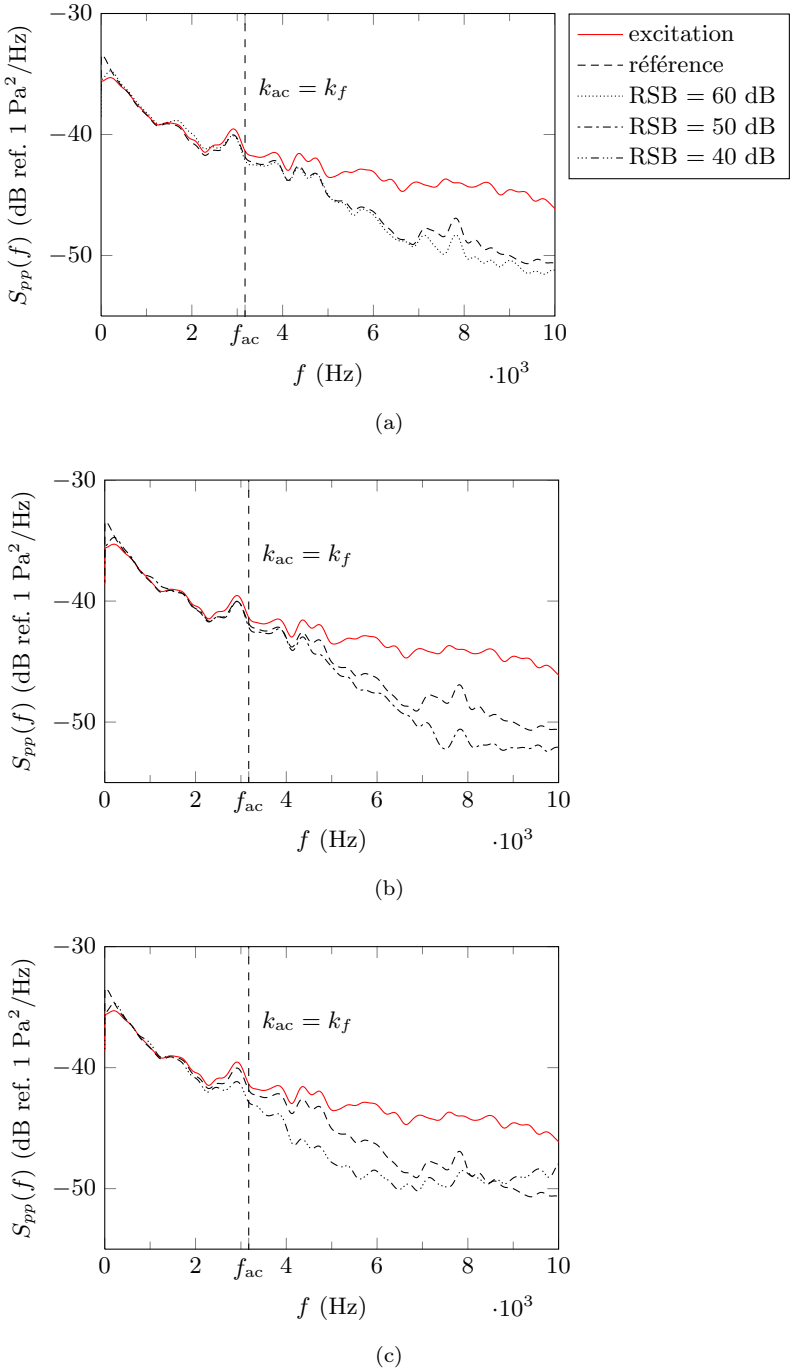


FIG. 2.16 – DSP des champs diffus reconstruits par la méthode RIFF optimisée et pour un RSB égal à (a) 60 dB, (b) 50 dB et (c) 40 dB. Les valeurs optimales du paramètre de régularisation a sont celles présentées en figure 2.15.

complète du champ diffus jusqu'à la coïncidence acoustique. Par exemple, une comparaison entre la figure 2.16 (c) où cette technique est utilisée et la figure 2.12 où le choix du coefficient est arbitraire et indépendant de la fréquence, montre que pour un RSB donné cette technique améliore de manière significative la régularisation de la méthode RIFF.

2.2.2 Identification de pressions pariétales générées par une couche limite turbulente

Dans cette section, l'identification de pressions pariétales turbulentes est étudiée. Une seconde simulation est réalisée où l'excitation est un champ de pression combinant le modèle de Corcos et un champ diffus acoustique. Les paramètres de cette simulation sont donnés dans les tableaux 2.1, 2.2, et 2.3 et les dimensions de la plaque sont de 0.5×0.5 m^2. Les résultats sont représentés en figure 2.17 avec une comparaison des spectres en fréquence-nombre d'onde des signaux d'excitation $p(x, y, t)$ et des pressions identifiées $p^{\mathrm{RIFF}}(x, y, t)$ lorsque le champ de déplacement a un RSB de 40 dB. Grâce au filtrage en nombre d'onde de la méthode, la solution du problème inverse n'identifie pas la composante aérodynamique mais est capable de reconstruire précisément la partie acoustique.

Pour généraliser ces observations, les DSP calculées en un point sont tracées en figure 2.18. Les courbes correspondant à la composante acoustique et à la partie aérodynamique représentent l'excitation obtenue par la synthèse de signaux. La courbe en trait plein correspond au spectre des pressions identifiées par la méthode RI (1.32) sans bruit sur le déplacement et sans régularisation. Cette courbe confirme l'effet de filtrage apporté par la discrétisation de l'opérateur inverse qui isole la partie acoustique à partir de 1.4 kHz. De plus, ce phénomène s'accentue lorsque la fréquence augmente et que la partie aérodynamique s'éloigne vers les hauts nombres d'onde. D'après les résultats présentés dans la section 2.2.1, la méthode serait capable d'isoler et d'identifier la composante acoustique jusqu'à 5 kHz.

Pour des fréquences plus basses, la méthode permet de mesurer la composante acoustique et une partie de l'énergie aérodynamique comprise dans le pic convectif car le nombre d'onde de convection k_{conv} se rapproche du nombre d'onde de flexion k_f (voir Fig. 2.6). En revanche, la méthode RIFF optimisée filtre plus de hauts nombres et n'identifie pas la composante aérodynamique, ce qui permet d'isoler la composante acoustique dans ces basses fréquences. En effet, d'après la figure 2.19, la coupure du filtre de régularisation se situe autour de k_f pour ces fréquences ($a \approx 1$), ce qui explique pourquoi au dessus de la fréquence de coïncidence aérodynamique ($f_{\mathrm{conv}} = 34$ Hz) la méthode RIFF optimisée ne considère pas les petites longueurs d'onde de la partie aérodynamique.

L'intérêt du filtre en nombre d'onde utilisé est non seulement d'isoler la composante mais surtout de supprimer les hauts nombres d'onde très sensibles au bruit. En effet, la figure 2.20 montre que lorsque la méthode RI (sens régularisation) est appliquée sur les

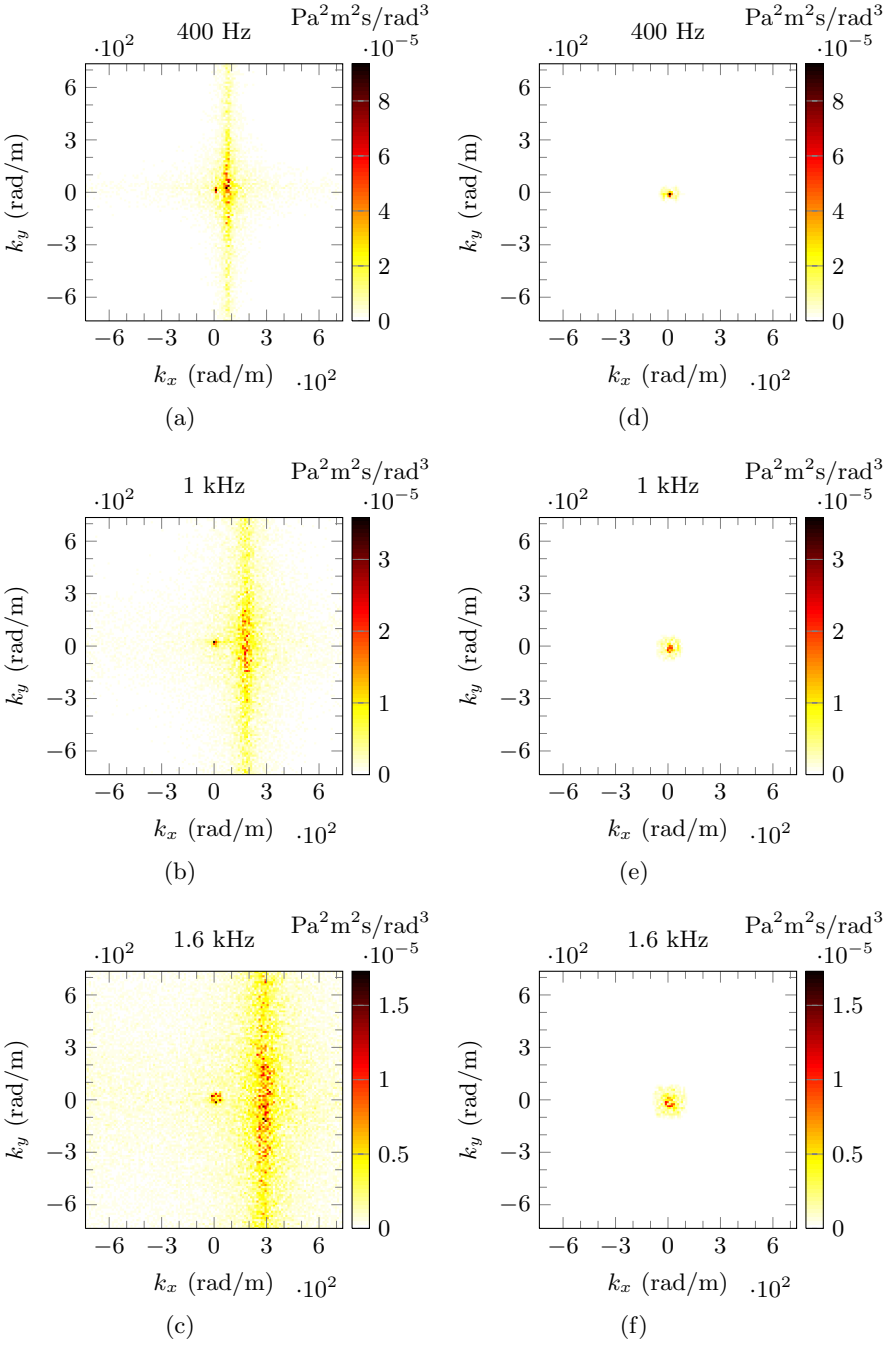


FIG. 2.17 – Les spectres en fréquence-nombre d'onde $S_{pp'}(k_x, k_y, \omega)$ de l'excitation par couche limite turbulente à (a) 400 Hz, (b) 1 kHz, (c) 1.6 kHz et les spectres en fréquence-nombre d'onde $S_{pp'}^{\mathrm{RIFF}}(k_x, k_y, \omega)$ des pressions identifiées par RIFF ($a = 1.5$, RSB = 40 dB) pour les mêmes fréquences (d) 400 Hz, (e) 1 kHz and (f) 1.6 kHz.

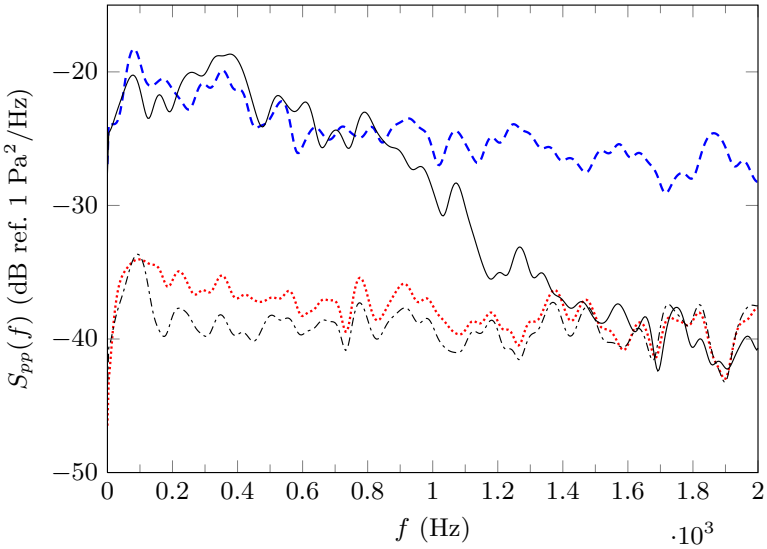


FIG. 2.18 – DSP de l'excitation par couche limite turbulente : les composantes aérodynamique (- -) et acoustique (· · ·) ; les pressions reconstruites par l'opérateur inverse de la méthode RI sans bruit (—) et par la méthode RIFF optimisée (-·-) à partir du champ de déplacement bruité (RSB = 40 dB).

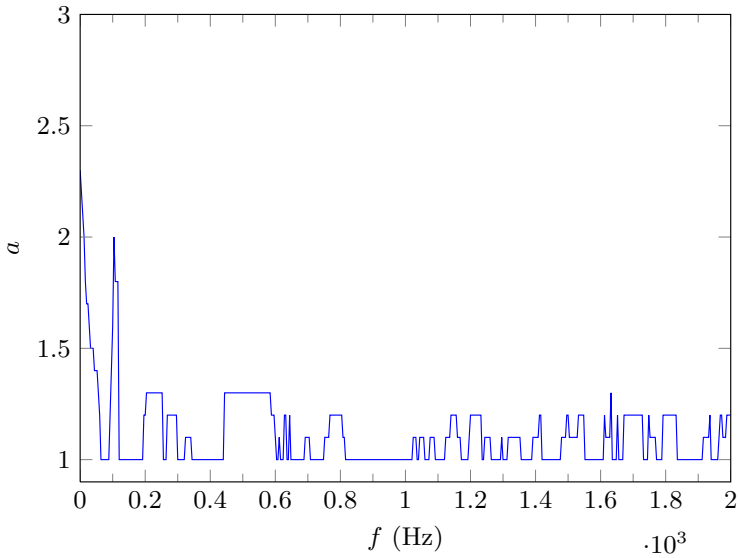


FIG. 2.19 – Valeur optimale de a en fonction de la fréquence (RSB = 40 dB). Ces valeurs sont utilisées dans la méthode RIFF optimisée de la figure 2.18.

signaux bruités, la reconstruction est totalement polluée par l'amplification des petites longueurs d'onde liées au bruit.

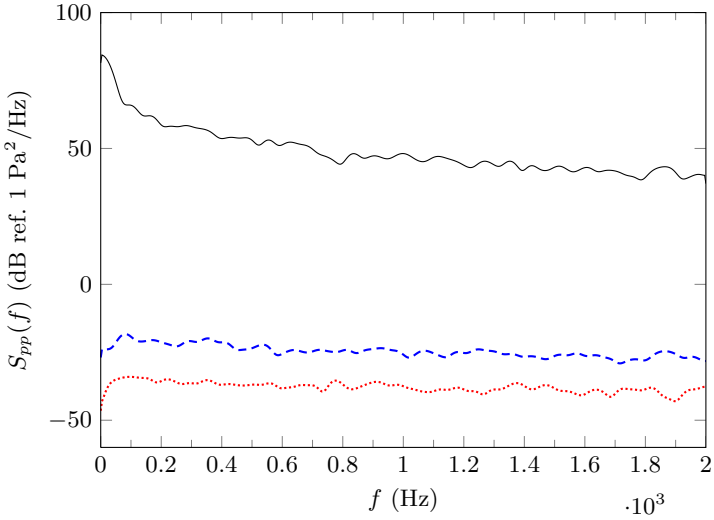
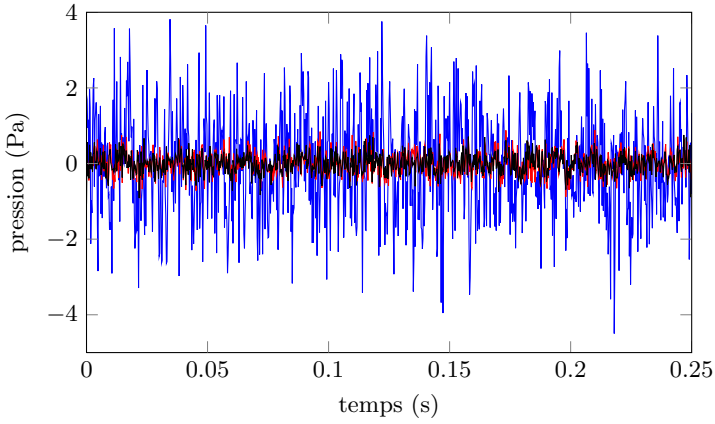


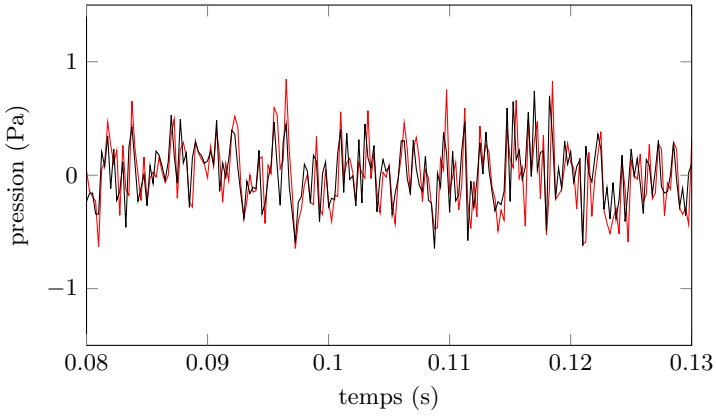
FIG. 2.20 – DSP des composantes aérodynamique (- -) et acoustique (· · ·) ; des pressions reconstruites par RI (—) à partir du champ de déplacement bruité (RSB = 40 dB).

La figure 2.21 montre l'évolution temporelle des deux composantes et de la pression identifiée par la méthode RIFF optimisée au milieu de la plaque. Ce résultat confirme aussi que la méthode permet d'identifier et d'isoler la composante acoustique. La méthode est capable de reconstituer les évènements temporels de cette composante bas nombre d'onde malgré la présence de la partie aérodynamique qui a une amplitude très élevée.

Un des principaux avantages de cette technique expérimentale est que la plaque est très sensible à la partie acoustique. La figure 2.22 montre l'évolution de la vitesse quadratique moyenne E_v en fonction de la fréquence pour la plaque excitée (1) par la composante acoustique, (2) par la partie aérodynamique, (3) par les deux composantes et (4) par la pression identifiée par le problème inverse. En basse fréquence, jusqu'à environ 200 Hz, la vitesse quadratique moyenne de la plaque excitée par la composante aérodynamique est presque égale à celle correspondant à la partie acoustique. Cette dernière est si élevée à partir de 600 Hz, que la vitesse quadratique moyenne de la plaque excitée par les deux composantes est presque égale à celle de la plaque excitée par la partie acoustique. Cette haute sensibilité de la structure à la composante acoustique sur cette large bande fréquentielle fait que la plaque est un très bon capteur, avec un très bon RSB, pour mesurer les bas nombres d'onde de l'excitation.



(a)



(b)

FIG. 2.21 – Evolutions temporelles de la partie aérodynamique (—), de la composante acoustique (—) et de la pression reconstruite par la méthode RIFF optimisée (—) au milieu de la plaque ($x = 0.25$ m, $y = 0.25$ m). La figure (b) est un zoom de la figure (a) sans la composante aérodynamique.

Finalement, la courbe de la figure 2.22 représentant la vitesse quadratique moyenne de la plaque excitée par les pressions identifiées par RIFF montre que la méthode identifie la principale source de vibration : les parties aérodynamique et acoustique dans les basses fréquences et seulement la composante acoustique en hautes fréquences.

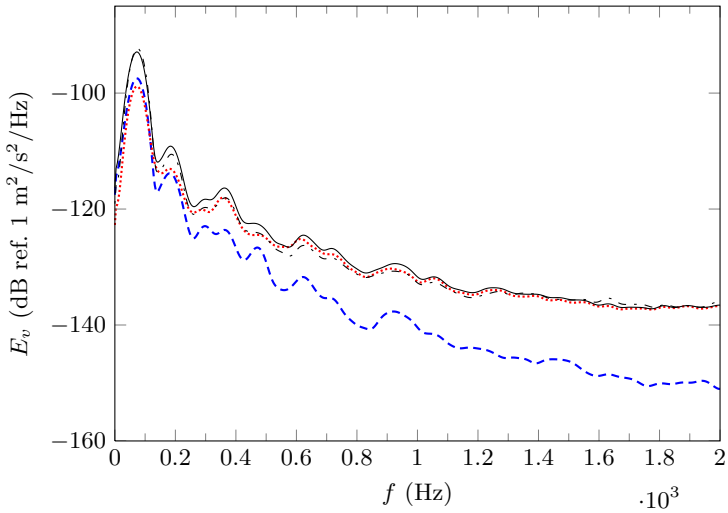


FIG. 2.22 – Vitesse quadratique moyenne de la plaque excitée par la composante acoustique (···), par la composante aérodynamique (- -), par les deux composantes (—) et par la pression identifiée par le problème inverse (-·-).

2.3 Conclusions

Dans ce chapitre, plusieurs expériences numériques sont présentées pour l'identification de pressions pariétales générées par une couche limite turbulente et/ou par un champ diffus. L'excitation, résultant de la synthèse de signaux par décomposition de Cholesky, est issue d'un modèle simplifié combinant le modèle de Corcos et un champ diffus acoustique. Dans ce cas particulier, les résultats montrent clairement que RIFF permet de reconstruire exclusivement les bas nombres d'onde et ainsi la composante acoustique de l'excitation.

Une nouvelle méthode pour l'optimisation de la régularisation de RIFF, basée sur l'analyse de la pression quadratique moyenne des champs reconstruits, est introduite et permet d'améliorer la méthode inverse. De cette manière, la solution optimisée fournit une identification de la composante acoustique jusqu'à la coïncidence acoustique. De plus, cette optimisation ne requiert pas le calcul du problème direct théorique comme dans les méthodes du type courbe en L, et le caractère local de RIFF est préservé (il n'y a pas besoin de connaître les conditions limites et le comportement dynamique de toute la structure).

Pour des problèmes de mesure liés aux fortes décorrélations spatiales présentes dans ce type d'excitation, la mesure de l'effort est réalisé en un seul point par une antenne de 13 accéléromètres. Pour se faire, la méthode RIC est proposée dans le chapitre suivant, ce qui permet d'appliquer la méthode inverse en un seul point avec uniquement 13 accélérations mesurées. Ce prochain chapitre a aussi pour objectif de présenter des résultats expérimentaux qui ont été réalisés dans le cas d'un écoulement décollé.

Chapitre 3

Mise en œuvre de l'identification d'une excitation aéroacoustique par la méthode RIC

Ce chapitre a pour but d'étudier la mise en œuvre expérimentale de la méthode inverse vibratoire pour l'identification de pressions pariétales turbulentes en particulier dans les bas nombres d'onde. En effet, le chapitre précédent basé sur une simulation de couche limite turbulente montre que la méthode RIFF est capable en théorie de mesurer une faible composante acoustique dans ce type d'excitation et ce, même en présence de bruit de mesure. La problématique de l'acquisition des données vibratoires n'a pas été posée dans cette simulation mais elle doit être considérée dans l'étude expérimentale qui suit car les fortes décorrélations spatiales dans le champ de pressions pariétales rendent les mesures vibratoires plus complexes.

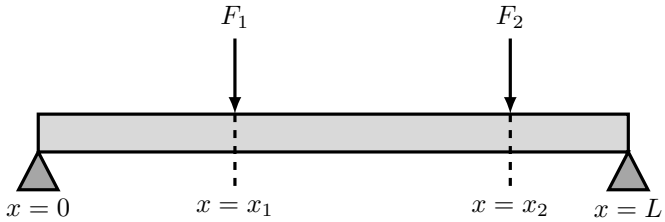


Fig. 3.1 – Schéma d'une poutre excitée par deux forces ponctuelles.

Lorsqu'une structure est excitée par plusieurs efforts corrélés, le deuxième membre de l'équation du mouvement correspond à la somme des distributions de force de chaque excitation. Si une poutre est excitée par deux forces ponctuelles corrélées (deux pots

vibrants alimentés par une même source par exemple), l'équation du mouvement s'écrit alors

$$EI\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} - \rho S\omega^2 w = F_1\delta(x - x_1) + F_2\delta(x - x_2), \tag{3.1}$$

où F_1 et F_2 sont parfaitement corrélées et localisées respectivement en x_1 et x_2 (voir Fig. 3.1). Si les mesures vibratoires ne sont pas synchronisées, il est possible de retrouver la relation de phase entre chaque point du champ de déplacement w en utilisant une référence de phase w_0 mesurée en un point x_0. Pour cela, il faut estimer la fonction de transfert H_1 entre w et la référence w_0 qui peut s'écrire

$$H_1(x,\omega) = \frac{S_{ww_0}(x,\omega)}{S_{w_0w_0}(\omega)}, \tag{3.2}$$

où $S_{w_0w_0}(\omega)$ est l'autospectre de la référence et $S_{ww_0}(x,\omega)$ l'interspectre entre $w(x,\omega)$ et $w_0(\omega)$. La phase de H_1 notée $\varphi\left(H_1(x,\omega)\right)$ peut alors être utilisée pour reconstituer le champ total :

$$w(x,\omega) = \sqrt{S_{w_0w_0}(\omega)\left|H_1(x,\omega)\right|^2}e^{j\varphi(H_1(x,\omega))}. \tag{3.3}$$

Cependant, si les efforts F_1 et F_2 sont décorrélés, le problème se décompose en deux systèmes indépendants :

$$\begin{cases} EI\dfrac{\partial^4 w_1}{\partial x^4} - \rho S\omega^2 w_1 = F_1\delta(x - x_1), \\[2ex] EI\dfrac{\partial^4 w_2}{\partial x^4} - \rho S\omega^2 w_2 = F_2\delta(x - x_2), \end{cases} \tag{3.4}$$

où w_1 et w_2 correspondent aux vibrations de ces deux systèmes. Ces quantités ne sont pas accessibles directement par la mesure car la vibration globale w mesurée est la somme énergétique de w_1 et w_2 :

$$S_{ww} = S_{w_1w_1} + S_{w_2w_2}. \tag{3.5}$$

La phase de $w(x,\omega)$ n'a donc plus de sens, ce qui se traduit d'ailleurs par une chute de cohérence entre $w(x,\omega)$ et la référence de phase $w_0(\omega)$. Pour toutes ces raisons, il n'est pas possible d'utiliser la référence $w_0(\omega)$ pour retrouver la relation de phase entre chaque point du champ de déplacement $w(x,\omega)$, il faut donc mesurer les données vibratoires de manière synchrone.

Les écoulements turbulents sont des excitations avec de très faibles longueurs de corrélation, notamment dans le sens de l'écoulement. Ce type d'excitation peut alors être considéré comme un ensemble d'efforts décorrélés. La mesure du champ vibratoire par une technique de balayage utilisant une référence de phase n'est donc pas adaptée. C'est un problème majeur pour l'application de la méthode RIFF qui requiert l'acquisition du champ de déplacement sur une fenêtre spatiale suffisamment grande pour pouvoir

appliquer la régularisation qui est un filtrage dans le domaine des nombres d'onde. Une solution est de mesurer la vibration de manière synchrone sur une large fenêtre spatiale par une technique de mesure plein champ, mais l'application de ces techniques dans le domaine des vibrations n'est pas encore mature [40, 41, 42, 43, 44] et elle ne constituent pas encore des solutions "sur étagères" pour les industriels.

Dans l'étude expérimentale présentée par la suite, nous proposons une alternative aux mesures plein champ, en utilisant la méthode RIC (voir section 1.2.3), la version corrigée de la méthode RI. En effet, dans cette méthode, la régularisation est gérée par le schéma aux différences finies du problème inverse, il n'y a pas d'opération de filtrage en nombre d'onde en post-traitement. L'identification de l'effort, et plus précisément de son spectre fréquentiel, peut alors se faire ponctuellement avec une antenne de 13 capteurs vibratoires, les 13 mesures étant réalisées simultanément. L'espacement entre les capteurs est adapté en fonction de la plage fréquentielle étudiée.

Dans ce chapitre, la méthode RI est également appliquée (avec le même écartement entre les capteurs) pour voir les différences avec sa version corrigée RIC. La figure 3.2 représente le rapport noté $H^{\text{RI-RIC}}(k_x, k_y, \omega)$ dans le domaine des nombres d'onde entre les réponses des filtres RIC et RI

$$H^{\text{RI-RIC}}(k_x, k_y, \omega) = \frac{F^{\text{RIC}}(k_x, k_y, \omega)}{F^{\text{RI}}(k_x, k_y, \omega)} = \frac{H^{\text{RIC}}(k_x, k_y, \omega)}{H^{\text{RI}}(k_x, k_y, \omega)} \tag{3.6}$$

et pour différentes valeurs du nombre de points par longueur d'onde. Cette réponse est calculée à partir des expressions analytiques des réponses $H^{\text{RIC}}(k_x, k_y, \omega)$ et $H^{\text{RI}}(k_x, k_y, \omega)$ des équations (1.40) et (1.44). Ces courbes montrent que les deux méthodes sont similaires jusqu'au nombre d'onde de flexion k_f et qu'elles présentent de grandes différences pour des nombres d'onde supérieurs à cause de la correction apportée dans la méthode RIC, qui permet d'annuler les singularités autour de k_f présentes dans $H^{\text{RI}}(k_x, k_y, \omega)$.

On peut alors utiliser la connaissance de $H^{\text{RI-RIC}}(k_x, k_y, \omega)$ pour extraire des informations sur le spectre en nombre d'onde de l'excitation avec une identification de la pression en un seul point : si RI et RIC donnent le même résultat, l'énergie excitatrice est nécessairement localisée en dessous de k_f.

Pour tester la méthode RIC, une étude sur la simulation de couche limite turbulente du chapitre 2 est présentée dans une première partie. Une expérimentation est ensuite proposée dans une seconde section où l'excitation est un écoulement décollé.

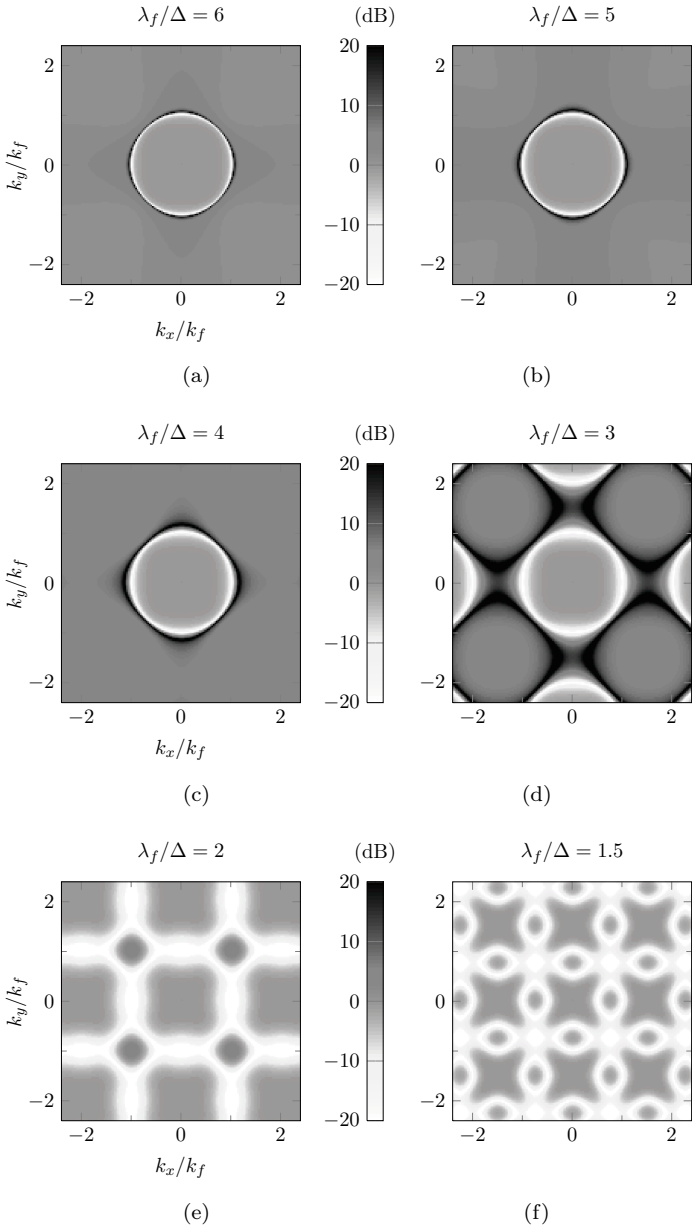


FIG. 3.2 – Réponse $H^{\text{RI-RIC}}(k_x, k_y, \omega)$ entre $F^{\text{RIC}}(k_x, k_y, \omega)$ et $F^{\text{RI}}(k_x, k_y, \omega)$ pour différentes valeurs de $\frac{\lambda_f}{\Delta}$, le nombre de points par longueur d'onde.

3.1 Application de la méthode RIC dans le cas d'une couche limite turbulente (simulation)

Avant d'étudier un cas expérimental, la méthode RIC est testée sur la simulation de couche limite turbulente présentée au chapitre 2. Le champ vibratoire bruité est le même que celui utilisé à la section 2.2.2 où la méthode RIFF était testée. Cette fois-ci l'identification ne se fait qu'en un seul point, au centre de la plaque, en utilisant le schéma aux différences finies de 13 points. L'espacement utilisé entre ces 13 points est un multiple de celui du champ vibratoire calculé : on utilise alors seulement 13 points du champ de vibration pour résoudre le problème inverse RIC.

La méthode RIC permet de régulariser et d'identifier correctement une excitation lorsque le nombre de points par longueur d'onde λ_f/Δ est compris entre 2 et 4 (voir section 1.2.3). Les limites fréquentielles de la méthode pour une discrétisation Δ donnée sont alors (voir section 1.2.3) :

$$\begin{cases} f^{\min}(\Delta) = \dfrac{\pi}{8\Delta^2}\sqrt{\dfrac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}, \\ f^{\max}(\Delta) = \dfrac{\pi}{2\Delta^2}\sqrt{\dfrac{Eh^2}{12\rho(1-\nu^2)}}. \end{cases} \tag{3.7}$$

Le spectre identifié par la méthode est représenté à la figure 3.3 où le pas de discrétisation utilisée est $\Delta = 6.8$ cm. Le domaine de validité de la méthode est donc compris entre 493 Hz et 1971 Hz. Pour ces fréquences, la méthode RIC est alors capable 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 naturel de la structure k_f. Ce filtre a ici deux avantages : il permet de régulariser le problème inverse en enlevant les hauts nombres d'onde pour lesquels la méthode est très sensible et il isole directement la composante acoustique de la partie aérodynamique qui se situe dans des nombres d'onde beaucoup plus élevés que k_f.

Pour comparer les méthodes RI et RIC, le spectre de la pression identifiée par la méthode RI (avec le même écartement Δ) est tracé sur la figure 3.3. Elle surestime la composante acoustique à partir de 1200 Hz environ car lorsque la fréquence augmente, la nombre de points par longueur d'onde λ_f/Δ diminue et l'approximation des dérivées de l'équation du mouvement est de moins en moins bonne. Ceci se traduit par l'amplification des singularités présentes autour de k_f dans la réponse en nombre d'onde $H^{\mathrm{RI}}(k_x, k_y, \omega)$ (voir Éq. (1.40) et Fig. 1.19). Ce résultat montre alors la nécessité d'utiliser la correction de la méthode RIC qui annule ces singularités lorsque le nombre de points par longueur d'onde est faible.

La figure 3.4 présente le spectre identifié par la méthode RIC lorsque le pas de discrétisation Δ vaut 9.6 cm. Cette discrétisation, moins fine que précédemment, permet la

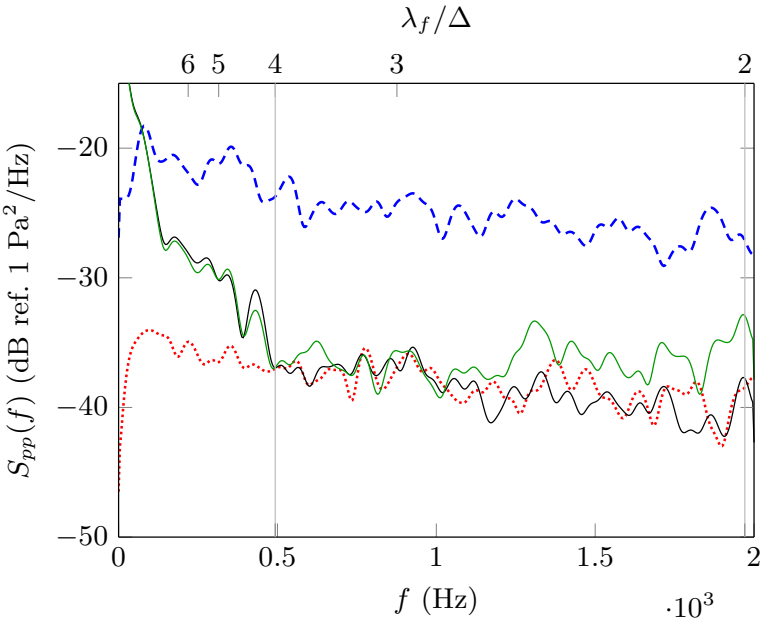


FIG. 3.3 – Autospectres de la composante acoustique (· · ·), de la partie aérodynamique (- -) et de la pression identifiée au centre de la plaque par les méthodes RI (—) et RIC (—) lorsque le pas de discrétisation est $\Delta = 6.8$ cm. Les lignes verticales représentent les limites fréquentielles de la méthode RIC.

reconstruction du spectre de la composante acoustique pour des fréquences plus basses (entre 247 Hz et 989 Hz). L'augmentation de l'espacement Δ et donc la diminution du nombre de points par longueur d'onde dégrade encore plus l'estimation des dérivées de l'équation du mouvement. La méthode RI n'est alors pas capable d'identifier correctement la composante acoustique. La correction apportée dans la méthode RIC est alors indispensable pour mesurer la partie acoustique de l'excitation dans ces fréquences plus basses.

Le filtre en nombre d'onde de la méthode RIC est donc très bien adapté pour mesurer la faible composante acoustique d'une excitation aéroacoustique en condition subsonique. Cette méthode, qui ne requiert pas de post-traitement spécifique si ce n'est le calcul des différences finies, a l'avantage d'être simple à mettre en place puisque le filtrage en nombre d'onde s'effectue directement avec une mesure en un seul point. La section qui suit présente une étude expérimentale où la méthode RIC est utilisée pour mesurer une composante dans les bas nombres d'un écoulement décollé.

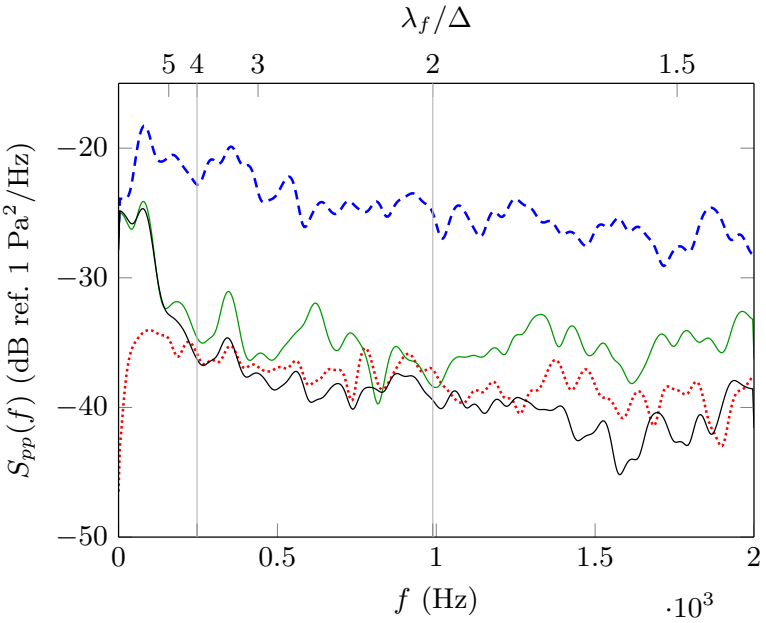


FIG. 3.4 – Autospectres de la composante acoustique (···), de la partie aérodynamique (- -) et de la pression identifiée au centre de la plaque par les méthodes RI (—) et RIC (—) lorsque le pas de discrétisation est $\Delta = 9.6$ cm. Les lignes verticales représentent les limites fréquentielles de la méthode RIC.

3.2 Identification de pressions pariétales générées par un écoulement décollé (expérience)

Cette partie présente une validation expérimentale de l'étude précédente. Pour des raisons pratiques et de disponibilités, l'excitation est un écoulement décollé et non plus une couche limite turbulente qui est plus difficile à maîtriser. Dans ce cas, l'énergie des turbulences est plus élevée et rien ne peut affirmer que les bas nombres d'onde sont mesurables.

3.2.1 Description de la méthode expérimentale

3.2.1.1 Dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées dans la soufflerie subsonique EOLE de l'Institut Pprime (Poitiers, France). L'écoulement de 40 m/s émerge d'une buse convergente de

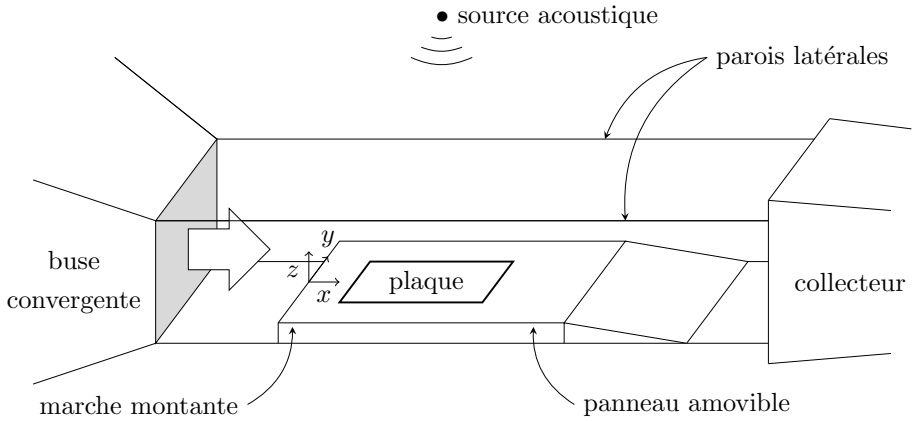


FIG. 3.5 – Dispositif expérimental : la soufflerie avec un écoulement à 40 m/s, la marche montante et la source acoustique additionnelle.

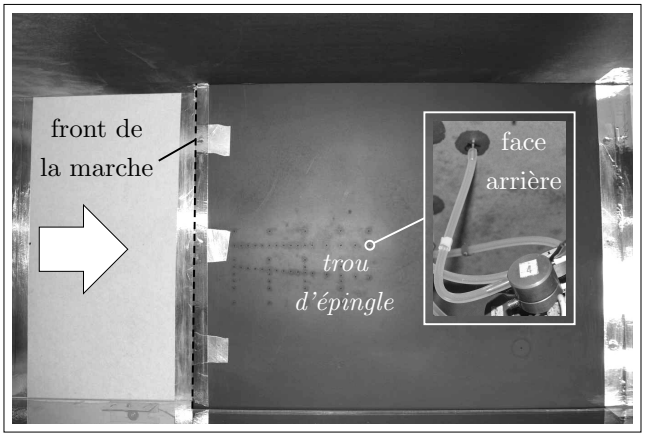
0.46×0.46 m^2 et est guidé à travers un guide ouvert à section carrée situé dans une chambre anéchoïque de $4 \times 3 \times 3$ m^3. La buse convergente est reliée par deux parois latérales à un collecteur 1.2×0.8 m^2. Comme le montre la figure 3.5, les turbulences sont générées par un panneau de 30 mm d'épaisseur qui constitue une marche montante. Ce panneau amovible est :

- soit une plaque rigide instrumentée (figure 3.6 (a)), utilisée pour les mesures de pressions pariétales que l'on nommera « plaque rigide » ;
- soit une plaque vibrante de 0.46×0.25 m^2 montée sur un cadre rigide (Fig. 3.6 (b)) qui sera appelée « vitrage ». En effet, cette plaque est un verre dont la masse volumique ρ, le module d'Young E et le coefficient de poisson ν sont respectivement 2500 kg/m^3, 69 GPa et 0.25.

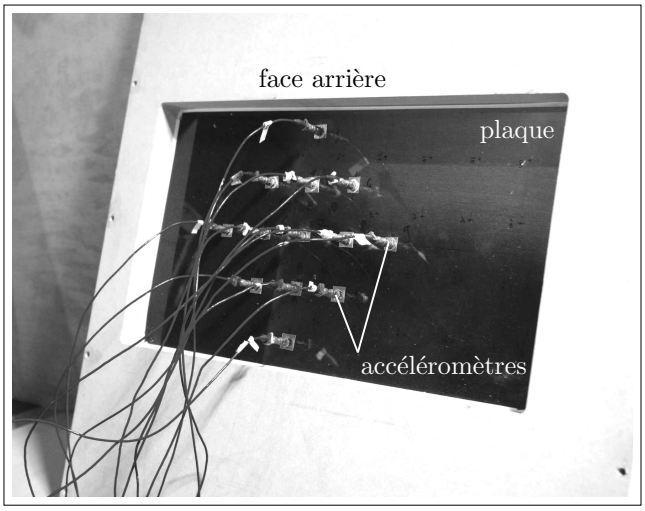
En plus de l'écoulement, une source acoustique (un haut-parleur) est placée au dessus du conduit.

3.2.1.2 Écoulement

La Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) à deux composantes a été utilisée pour mesurer le champ de vitesse à proximité de la paroi ($z = 2$ mm) et dans le plan de symétrie ($y = 0$ mm). Ces mesures ont été réalisées par Rémi Bessis de l'Institut Pprime dans le cadre de sa thèse préalablement aux mesures effectuées ici. Le caractère 2D de l'écoulement dans la direction latérale, améliorée par la présence des parois latérales, est représenté en figure 3.7 (a). La zone de recollement est autour de $x = 10$ cm. Dans le plan de symétrie (Fig. 3.7 (b)), la zone de recirculation est caractérisée par des lignes de courant fermées sur elles-mêmes le long de la marche montante.

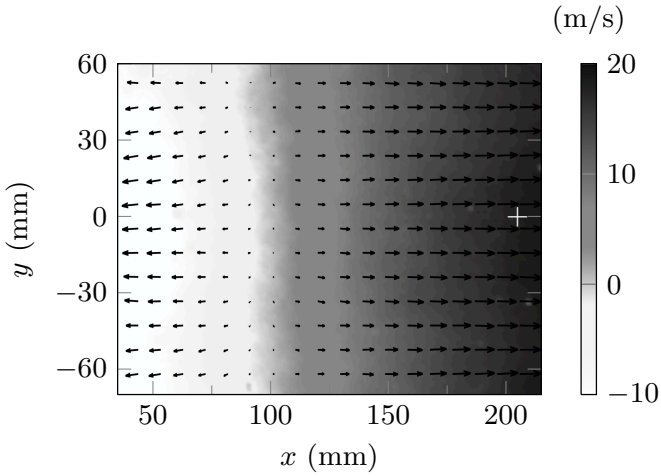


(a)

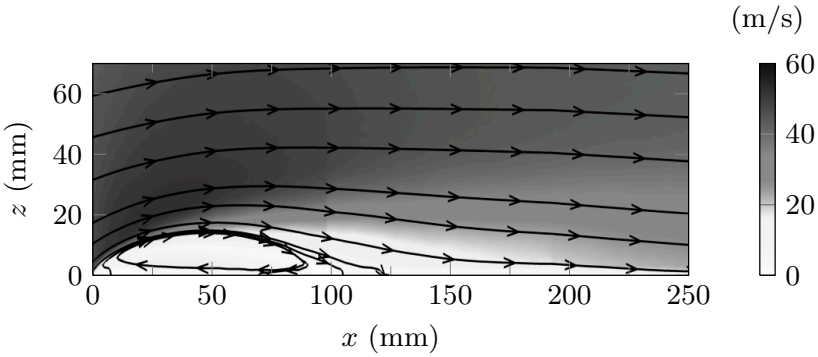


(b)

FIG. 3.6 – Photographies des deux panneaux amovibles avec deux systèmes de mesure différents. (a) Vue de dessus de la plaque rigide munie d'un petit insert d'un diamètre de 1.3 mm (*trou d'épingle*) relié à un capteur de pression à l'arrière du panneau. (b) Vue de la face arrière du vitrage muni d'une antenne de 13 accéléromètres dont le point central correspond à la position du *trou d'épingle* indiqué dans (a).



(a)



(b)

Fig. 3.7 – Résultats de la PIV pour un écoulement de 40 m/s : (a) la vitesse moyenne suivant x à proximité de la paroi ($z = 2$ mm) où les vecteurs indiquent la direction de l'écoulement dans les directions longitudinales et latérales ; (b) la norme de la vitesse moyenne dans le plan de symétrie ($y = 0$ mm) et les lignes de courant. La croix blanche dans (a) correspond au point où les mesures de pression sont réalisées.

3.2.1.3 Dispositifs de mesure de pressions pariétales

Toutes les mesures sont réalisées deux fois avec les deux différents types de plaques instrumentées de façon à identifier la pression en un seul point centré latéralement et situé à 20.5 cm à l'arrière de la marche montante. Ce point est indiqué par une croix sur la figure 3.7 (a). Le premier panneau amovible (plaque rigide) de la figure 3.6 (a) est instrumenté avec un insert d'un diamètre de 1.3 mm (appelé également *trou d'épingle*) relié à un microphone par l'intermédiaire d'un tube à l'arrière du panneau. La réponse en fréquence de ce système a été caractérisée précédemment dans un tube de calibration avec un microphone de référence. Le second panneau amovible (vitrage) de la figure 3.6 (b) est instrumenté avec une antenne de 13 accéléromètres espacés de $\Delta = 4$ cm et positionnés à l'arrière de la plaque de façon à pouvoir effectuer les calculs des schémas aux différences finies des méthodes RI et RIC. Le point central de l'antenne (où est identifiée la pression par les méthodes RI et RIC) correspond à la position du *trou d'épingle* de la plaque rigide (20.5 cm à l'arrière de la marche montante).

3.2.2 Spectres de référence des excitations mesurées sur plaque rigide

Dans cette étude, la fluctuation de pression pariétale peut être générée par : l'écoulement, une excitation acoustique harmonique à 1500 Hz ou large bande (bruit blanc) réalisée à l'aide d'un haut-parleur placé au dessus du conduit. Le niveau des sources acoustiques est réglé de manière à ce que leurs spectres mesurés avec la plaque rigide (microphone déporté) soient plus faibles que celui des pressions pariétales turbulentes à chaque fréquence. Les spectres de références de ces excitations sont tracés en figure 3.8. Ils ont été obtenus avec une fréquence d'échantillonnage égale à 25.6 kHz. Les moyennes sont réalisées sur 359 blocs de 0.1667 s avec un taux de recouvrement de 50% pour les mesures avec le sinus ou sur 959 blocs de 0.0625 s avec le même taux de recouvrement avec le bruit blanc. Sur cette même figure on peut remarquer que des harmoniques apparaissent lorsque l'excitation est sinusoïdale (3 kHz, 6 kHz...). Ces harmoniques sont liées aux non-linéarités du haut-parleur.

3.2.3 Spectres des signaux vibratoires mesurés sur vitrage

Avant d'appliquer le problème inverse, les signaux de vibration au point central de l'antenne RI sont présentés dans cette section. La plaque est successivement excitée par une des deux sources acoustiques, par l'écoulement de 40 m/s et par les deux types d'excitation. Les spectres de ces signaux vibratoires sont tracés en figure 3.9 lorsque la source acoustique est harmonique (1500 Hz). Bien que l'amplitude de l'excitation due au signal sinusoïdal soit 11 dB en dessous de celle de l'écoulement turbulent à 1500 Hz

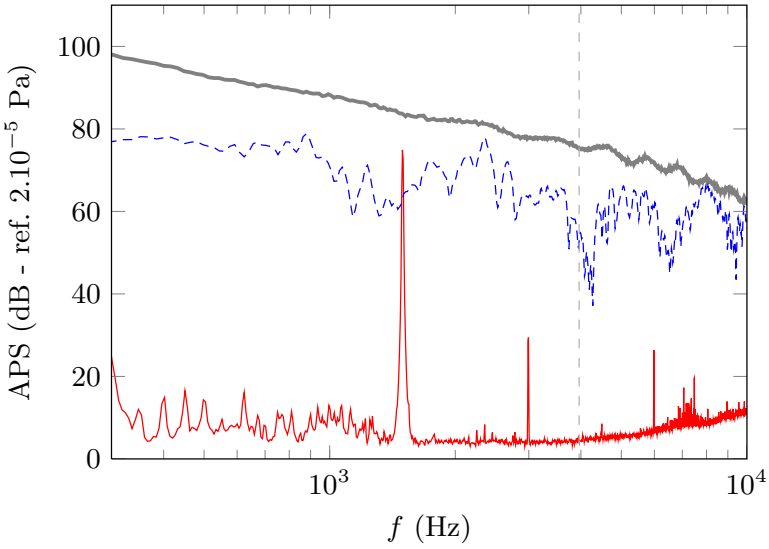


FIG. 3.8 – Autospectres (APS, Auto Power Spectra) des excitations aérodynamiques (—) (écoulement à 40 m/s) et acoustiques mesurés par le microphone déporté : sinus de 1500 Hz (—) et un bruit blanc (- -). La ligne verticale en pointillés correspond à la fréquence de coïncidence acoustique où $k_f = k_{ac}$.

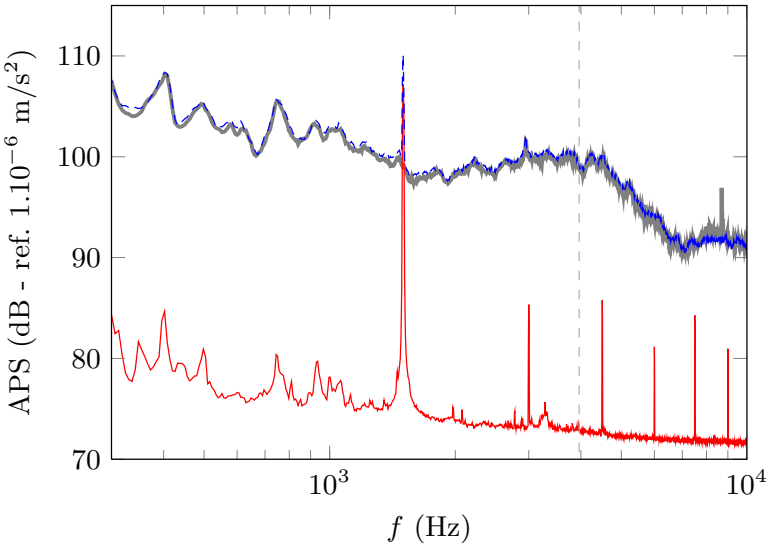


FIG. 3.9 – Autospectres des signaux d'accélération d'une plaque excitée par un écoulement à 40 m/s (—), par un sinus de 1500 Hz (—) et par les deux types d'excitation (- -). La ligne verticale en pointillés correspond à la coïncidence acoustique.

(Fig. 3.8), la vibration de la plaque excitée par la source purement acoustique est 8 dB au dessus de la courbe représentant la vibration de la plaque excitée par l'écoulement. Quand les deux composantes excitent la plaque, la source acoustique est donc la principale source de vibration à cette fréquence. En plus des harmoniques 3 kHz et 6 kHz, qui étaient visibles sur les pressions pariétales mesurées (Fig. 3.8), les harmoniques 4.5 kHz, 7.5 kHz et 9 kHz sont également présents dans le spectre vibratoire sous excitation acoustique car la plaque est particulièrement sensible aux excitations acoustiques pour des fréquences supérieures à sa fréquence critique (voir Fig. 1.3 (c)).

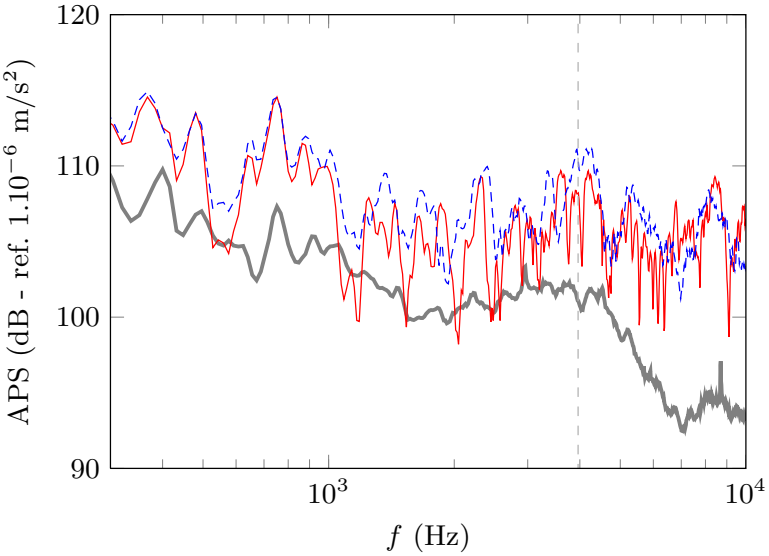


FIG. 3.10 – Autospectres des signaux d'accélération de la plaque excitée par l'écoulement à 40 m/s (—), par le bruit blanc (—) et par les deux types d'excitation (- -). La ligne verticale en pointillés représente la coïncidence acoustique.

Ce sont exactement les mêmes observations pour la figure 3.10 où la source acoustique est large bande et pour toutes les fréquences étudiées. Ces résultats mettent en évidence que la plaque, dans une configuration subsonique, est très sensible à une composante acoustique avec un faible niveau et peu sensible à une composante aérodynamique élevée.

3.2.4 Spectres obtenus par le problème inverse

Dans cette partie, les méthodes RI et RIC sont utilisées pour identifier les spectres des sources acoustiques sans l'écoulement dans un premier temps et avec l'écoulement à 40 m/s dans un deuxième temps.

3.2.4.1 Sans l'écoulement

La plaque est excitée par la source acoustique harmonique à 1500 Hz. Les spectres de la source acoustique (le même qu'à la figure 3.8), et ceux des pressions identifiées par RI et RIC sont montrés en figure 3.11. Les deux méthodes identifient le pic à 1500 Hz avec une précision de 1 dB et aussi l'harmonique à 3 kHz. Pour les autres pics, leurs fréquences sont au dessus de la fréquence de coïncidence acoustique, l'excitation contient alors de l'énergie autour du nombre d'onde naturel de la plaque k_f. C'est exactement dans cette région des nombres d'onde que les filtrages des deux approches RI et RIC diffèrent considérablement. C'est la raison pour laquelle les deux post-traitements identifient les pics mais donnent des valeurs différentes.

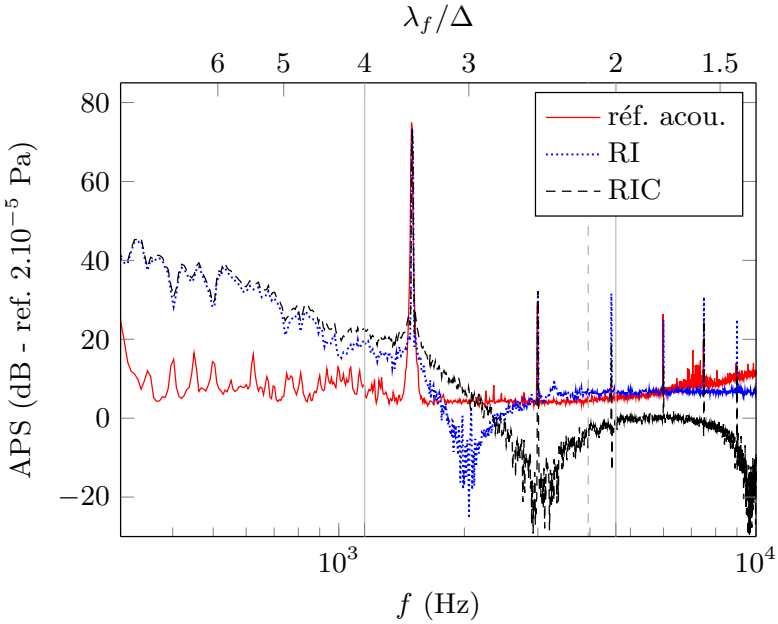


FIG. 3.11 – Autospectres de la référence acoustique, des pressions identifiées par RI et RIC lorsque la plaque est excitée par une source acoustique sinusoïdale. Les lignes verticales indiquent le domaine de validité des problème inverses, et la ligne verticale en pointillés correspond à la coïncidence acoustique.

La structure est ensuite excitée par la source acoustique large bande (Fig. 3.12). En basses fréquences lorsque $\frac{\lambda_f}{\Delta} > 4$ ($f < 1153$ Hz), les problèmes inverses identifient le spectre de l'excitation mais restent sensibles au bruit et des différences de 10 dB sont observables. Pour des fréquences plus élevées (entre environ 1 et 3 kHz), les deux méthodes sont capables de mesurer le spectre de la source acoustique même si quelques différences entre les deux courbes demeurent (inférieures à 5 dB). Juste avant la coïncidence acoustique, k_{ac} devient plus grand que le nombre d'onde de flexion, il y a donc

de l'énergie acoustique autour de k_f dans le plan (k_x, k_y). RI et RIC ne donnent donc pas les mêmes résultats (voir Fig. 3.2), RI amplifie l'erreur pour $k = k_f$ et surestime systématiquement le résultat. De plus, lorsque $\frac{\lambda_f}{\Delta} < 2$ ($f > 4613$ Hz), les méthodes sont très sélectives [30] et n'identifient que l'énergie des sources incluses dans le cercle de rayon k_f (avec leurs différences pour $k = k_f$). C'est pourquoi elles ne mesurent pas entièrement l'excitation acoustique à ces fréquences

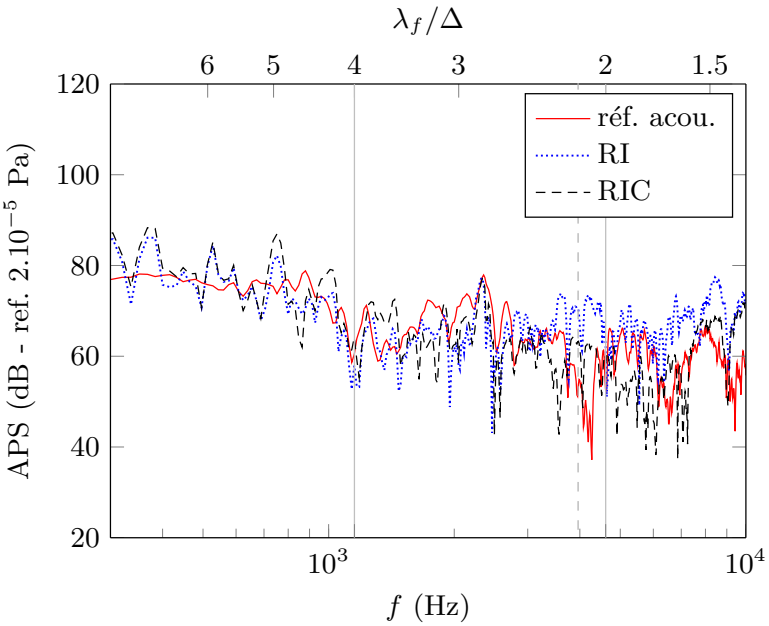


FIG. 3.12 – Autospectres de la référence acoustique, des pressions identifiées par RI et par RIC lorsque la plaque est excitée par un bruit blanc acoustique. Les lignes verticales indiquent le domaine de validité des problème inverses, et la ligne verticale en pointillés correspond à la fréquence critique du vitrage.

3.2.4.2 Avec écoulement

Les deux expériences précédentes sont réalisées une seconde fois avec l'écoulement. Lorsque la source acoustique est harmonique (en figure 3.13), le pic à 1500 Hz n'est pas visible sur le spectre mesuré par le microphone déporté puisqu'il est complètement noyé dans le bruit aérodynamique. Avec les méthodes RI et RIC, le pic est observable. Ceci est possible car les filtrages des deux méthodes isolent les composantes situées en dessous de k_f. L'utilisation de données vibratoires améliore en plus le RSB dans les bas nombres d'onde pour la mesure de cette faible composante acoustique (voir section 3.2.3). En terme d'amplitude, RIC est capable de mesurer précisément le pic à 1500 Hz. En dehors de ce pic, les résultats obtenus entre 2 kHz et 3 kHz (où les

deux méthodes sont valides) contiennent nécessairement la composante acoustique car cette bande fréquentielle est située en dessous de la fréquence de coïncidence à 4 kHz. Cette composante acoustique peut être générée par les turbulences et le rayonnement acoustique de la plaque. Le fait que RI et RIC donnent des résultats différents indique qu'il existe de l'énergie autour du nombre d'onde naturel de la structure, même si les fréquences sont inférieures à la fréquence de coïncidence. Ceci peut s'expliquer par le fait que les pressions correspondant à la région intermédiaire du spectre en fréquence-nombre d'onde (entre les régions acoustiques et convectives [1]) ne sont pas négligeables.

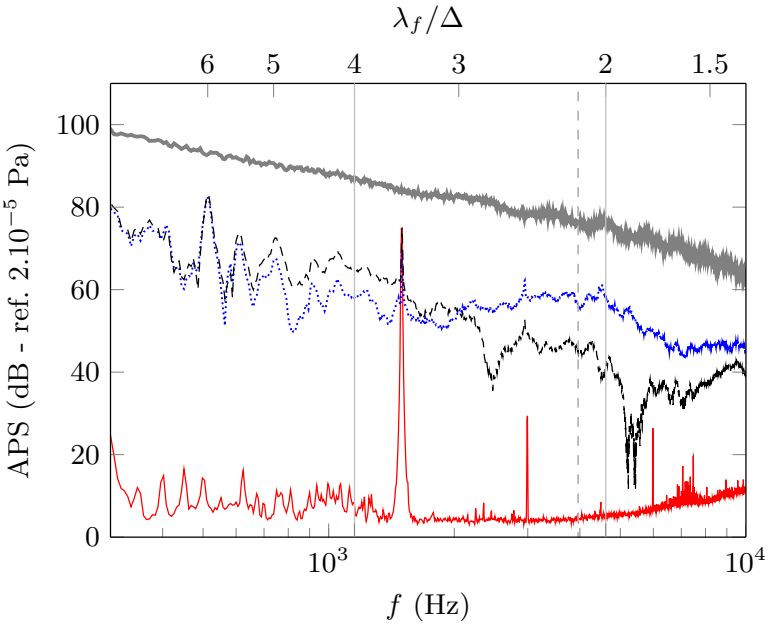


FIG. 3.13 – Autospectres de la référence acoustique (—), de la pression mesurée par le microphone déporté (▬), de celles identifiées par RI (···) et par RIC (- -) pour la plaque excitée par un écoulement de 40 m/s et par une source acoustique sinusoïdale. Les lignes verticales indiquent le domaine de validité des problèmes inverses, et la ligne verticale en pointillés correspond à la coïncidence acoustique.

La figure 3.14 montre les résultats obtenus lorsque la source acoustique est un bruit blanc. Les mêmes observations peuvent être faites, le capteur de pression déporté mesure un niveau très élevé qui correspond essentiellement à la composante aérodynamique. RI et RIC donnent des niveaux proches de celui de la source acoustique dans le domaine de validité des méthodes, alors même que le niveau de la source acoustique est très faible par rapport à celui de la partie aérodynamique. De plus, les résultats obtenus par RI et RIC donnent des résultats similaires entre 2 et 3 kHz. On peut en conclure que l'information située autour du nombre d'onde naturel k_f est négligeable et que les deux méthodes identifient ici seulement la composante acoustique complète car ce domaine de

fréquence est en dessous de la fréquence de coïncidence (4 kHz). Autour de la fréquence critique, il est clair que RI et RIC diffèrent et que RI surestime le niveau.

Il est intéressant de souligner que l'analyse des résultats obtenus par les deux méthodes de post-traitement RI et RIC permet de conclure sur la manière dont est distribué l'information dans le domaine des nombres d'onde autour du nombre d'onde naturel k_f, alors que l'identification est réalisée en un point seulement.

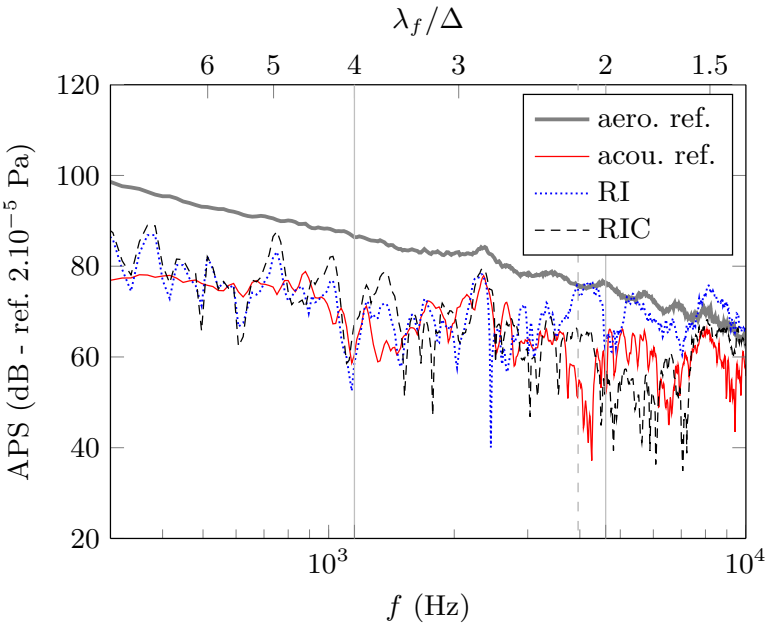


FIG. 3.14 – Autospectres de la référence acoustique, de la pression mesurée par le microphone déporté, de celle identifiée par RI et RIC pour la plaque excitée par un écoulement de 40 m/s et par un bruit blanc acoustique. Les lignes verticales indiquent le domaine de validité des problème inverses, et la ligne verticale en pointillés correspond à la coïncidence acoustique.

3.3 Conclusions

Ces résultats expérimentaux confirment les conclusions obtenues précédemment dans le cas des simulations (voir chapitre 2) en particulier la possibilité de mesurer et d'isoler une faible composante acoustique dans un écoulement turbulent par la méthode inverse vibratoire. La mise en œuvre de cette méthode pour l'identification de pression pariétale est aujourd'hui possible en utilisant la régularisation apportée par le schéma aux différences finies et en utilisant un nombre de points de mesure restreint.

De par la connaissance des réponses théoriques des méthodes RI et RIC dans le domaine des nombres d'onde, on est capable non seulement de régulariser le problème inverse, mais également d'isoler les bas nombres d'onde et d'analyser le contenu du spectre en nombre d'onde des pressions pariétales par une mesure en un seul point.

La mise en oeuvre a été étudiée sur plusieurs cas tests : sur la simulation de couche limite turbulente, et dans l'étude expérimentale pour des excitations acoustiques déterministes ou aléatoires de faibles amplitudes, ou pour un écoulement turbulent (écoulement décollé). Pour la couche limite turbulente et les excitations acoustiques seules, la méthode RIC identifie correctement l'excitation acoustique (composante acoustique de la couche limite ou totalité de l'énergie pour les excitations acoustiques).

Pour l'écoulement décollé, l'analyse des différences entre les résultats obtenus par les méthodes RI et RIC a permis de conclure qu'il existe une énergie non négligeable (en terme d'excitation vibratoire) entre la région acoustique et la domaine convectif.

L'utilisation de la différence finie comme moyen de régularisation est certes très intéressante, car elle rend possible une mise en oeuvre facile de la méthode, mais la gamme de validité en fréquence est restreinte. Pour un problème industriel, l'utilisation de plusieurs antennes avec plusieurs écartements semble alors nécessaire.

Conclusion

Les simulations et expérimentations présentées dans ce document répondent à l'objectif principal de cette étude qui était de proposer une méthode de mesure fiable, simple à mettre en place et capable de mesurer les bas nombres d'onde des pressions pariétales turbulentes. Les deux variantes RIFF et RIC de la méthode inverse vibratoire RI ont été utilisées pour identifier ces pressions à partir de mesures vibratoires. La différence entre ces deux méthodes vient de la manière dont est régularisé le problème inverse vibratoire qui est très sensible au bruit de mesure dans les hauts nombres d'onde.

Que ce soit dans la simulation de couche limite turbulente ou dans l'étude expérimentale de l'écoulement décollé, les vibrations calculées ou mesurées montrent clairement qu'une faible composante acoustique dans un écoulement turbulent peut être la principale source de vibration. Le rapport entre les énergies acoustiques et aérodynamiques de l'excitation est donc très différent voire même inversé en comparaison avec le rapport des énergies vibratoires engendrées par chacune des deux composantes. Cette haute sensibilité des structures vibrantes à la composante acoustique font des méthodes inverses vibratoires des alternatives très intéressantes aux techniques de mesures usuelles basées sur des antennes de capteurs de pression. Celles-ci sont en effet incapables de mesurer les faibles énergies acoustiques noyées dans le bruit de mesure.

Une optimisation de la régularisation de la méthode RIFF a été proposée dans le chapitre 2 de ce document. Pour cela, l'énergie des pressions identifiées est analysée pour déterminer un paramètre de régularisation optimal. Celui-ci détermine la valeur du nombre d'onde de coupure du filtre passe-bas en nombre d'onde qui permet d'enlever les hauts nombres d'onde contaminés par le bruit de mesure. Cette technique est testée en simulant une plaque excitée par une couche limite turbulente où les données vibratoires ont été bruitées. Les résultats montrent que la méthode RIFF optimisée permet d'identifier le spectre en nombre d'onde de l'excitation dans le domaine des bas nombres d'onde qui sont généralement très difficiles à mesurer. Elle est également capable de mesurer le spectre en fréquence d'une faible composante acoustique située dans cette région de bas nombres d'onde.

Pour compléter cette étude sur la méthode RIFF et sur les écoulements turbulents, il serait intéressant de refaire ces simulations lorsque les signaux d'excitation sont synthétisés à partir du modèle de Chase [45]. Ainsi, une méthode pourrait être développée pour estimer les paramètres qui caractérisent les bas nombres d'onde de ces pressions pariétales et qui restent méconnus aujourd'hui. Pour les applications expérimentales, les fortes décorrélations spatiales présentes dans ce type de champ de pression empêchent l'utilisation de techniques de mesures à balayage. Il faudra alors coupler la méthode RIFF à une technique de mesure plein champ telle que l'holographie acoustique temps-réel [40, 46, 47, 48], l'holographie optique numérique [41] ou encore la photogrammétrie [44].

L'application de ces méthodes de mesure plein champ dans le domaine des vibrations étant à ce jour encore au stade expérimental, il est proposé au chapitre 3 d'utiliser la méthode RIC. En effet, celle-ci peut-être utilisée pour identifier la pression pariétale en un seul point car elle utilise le filtre naturel apporté par l'écartement entre les capteurs et le schéma aux différences finies. Après avoir vu que la méthode RIC permet effectivement d'identifier la composante acoustique de la couche limite turbulente simulée au chapitre 2, l'étude se porte sur une validation expérimentale où l'excitation est un écoulement décollé ou une faible composante acoustique générée par une source additionnelle (un haut-parleur). Lorsque la plaque est excitée par ces deux types d'excitation, la méthode RIC est capable de régulariser la solution, d'isoler et de mesurer la composante acoustique et ceci avec une mesure en un seul point. La comparaison des résultats obtenus par les méthodes RI et RIC proposée dans cette étude offre un nouveau point de vue quant à l'allure des spectres en nombre d'onde des pressions mesurées en un seul point. De cette manière, lorsque l'excitation est seulement l'écoulement décollé, les différences observées entre les deux méthodes prouvent qu'il existe une énergie non négligeable en terme d'excitation vibratoire dans la région intermédiaire des nombres d'onde (entre le pic convectif et la région acoustique).

Enfin, la méthode RI et ses variantes ont un avantage qui peut être primordial dans certains domaines des transports : elle peut être appliquée sur la face interne de la structure qui n'est pas en contact avec l'écoulement. Que ce soit pour des raisons d'étanchéité, d'aérodynamisme, ou de durée de vie des capteurs, ces méthodes vibratoires semblent donc adaptées au domaine fluvial et au secteur aérospatial. Pour pouvoir appliquer ces méthodes dans ces différents secteurs, il faudra toutefois étendre l'étude aux coques [49] mais aussi aux structures complexes constituées de matériaux multicouches. Pour cela, il sera possible d'utiliser une formulation en éléments finis de la méthode inverse vibratoire [50]. Il faudra également prendre en considération les effets de couplage entre l'excitation, la vibration et le rayonnement acoustique de la structure qui ne sont pas négligeables dans les applications fluviales car l'eau est un fluide lourd. Enfin, en condition supersonique, on identifiera plutôt la composante aérodynamique (voir Fig. 1.3). Dans ce cas, la méthode devient concurrente à la mesure de pression pariétale par des microphones. Son principal avantage est qu'elle est facile à mettre en œuvre et elle peut être utilisée en vol sur la vraie structure.

Annexe A

Réponse impulsionnelle modale d'une plaque

Cette annexe présente le calcul des réponses impulsionnelles modales d'une plaque dans le cadre de la méthode par décomposition modale. Soit l'équation 2.16 que respecte chaque coefficient modal $a_{mn}(t)$:

$$\ddot{a}_{mn}(t) + 2\ \zeta_{mn}\ \omega_{mn}\ \dot{a}_{mn}(t) + \omega_{mn}^2\ a_{mn}(t) = \frac{p_{mn}(t)}{\rho h}, \tag{A.1}$$

La réponse impulsionnelle $h_{mn}(t)$ de cette équation vérifie :

$$\ddot{h}_{mn}(t) + 2\ \zeta_{mn}\ \omega_{mn}\ \dot{h}_{mn}(t) + \omega_{mn}^2\ h_{mn}(t) = \delta(t), \tag{A.2}$$

où $\delta(t)$ est la fonction de dirac égale à 1 pour $t = 0$ et égale à 0 pour toutes les autres valeurs de t. Pour trouver la solution $h_{mn}(t)$, on applique une transformée de Laplace notée $L[\ ]$, définie par :

$$L\left[h_{mn}(t)\right] = H_{mn}(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} h_{mn}(t) e^{-pt} dt. \tag{A.3}$$

et qui possède les propriétés suivantes :

$$\begin{cases} L\left[\delta(t)\right] = 1, \\ L\left[\dot{h}_{mn}(t)\right] = pH_{mn}(p) - h_{mn}(0), \\ L\left[\ddot{h}_{mn}(t)\right] = p^2 H_{mn}(p) - ph_{mn}(0) - \dot{h}_{mn}(0). \end{cases} \tag{A.4}$$

La solution recherchée est une réponse impulsionnelle avec une condition initiale nulle :

$$h_{mn}(0) = 0. \tag{A.5}$$

D'après les relations (A.4) et (A.5), l'équation (A.2) peut s'écrire

$$p^2 H_{mn}(p) + 2\ \zeta_{mn}\ \omega_{mn}\ p\ H_{mn}(p) + \omega_{mn}^2\ H_{mn}(p) = 1. \tag{A.6}$$

La transformée de Laplace de $h_{mn}(t)$ est donc donnée par

$$H_{mn}(p) = \frac{1}{p^2 + 2\ \zeta_{mn}\ \omega_{mn}\ p + \omega_{mn}^2}, \tag{A.7}$$

et peut s'écrire sous la forme

$$H_{mn}(p) = \frac{1}{\left(p + \zeta_{mn}\ \omega_{mn}\right)^2 + \left(1 - \zeta_{mn}^2\right)\omega_{mn}^2}. \tag{A.8}$$

D'après les identités remarquables suivantes

$$\begin{cases} L\left[e^{-\alpha t} f(t)\right] = F(p+\alpha), \\ L\left[\sin(\alpha t)\right] = \dfrac{\alpha}{p^2 + \alpha^2}, \end{cases} \tag{A.9}$$

on peut déduire l'expression de $h_{mn}(t)$, la transformée de Laplace inverse de $H_{mn}(p)$ de l'équation (A.8) :

$$h_{mn}(t) = \frac{\mathrm{e}^{-\zeta_{mn}\omega_{mn}t}}{\sqrt{1 - \zeta_{mn}^2}\ \omega_{mn}}\ \sin\left(\sqrt{1 - \zeta_{mn}^2}\ \omega_{mn}\ t\right). \tag{A.10}$$

Annexe B

Méthode de la courbe en L

Cette section présente la méthode de la courbe en L [39] utilisée dans les problèmes inverses pour optimiser la régularisation des solutions calculées. D'une manière générale un problème inverse s'apparente à un problème mal posé mis sous la forme

$$\mathbf{Y} = \mathbf{AX}, \tag{B.1}$$

où on cherche à calculer $\mathbf{X}$ à partir des mesures $\mathbf{Y}$ et de la connaissance du filtre $\mathbf{A}$. L'inversion de l'opérateur $\mathbf{A}$ permet d'obtenir la solution au problème inverse $\mathbf{X}$ mais celle-ci sera très instable et très sensible au bruit contenu dans $\mathbf{Y}$. En effet, les petites perturbations en entrée du problème inverse, pourront alors provoquer de grandes variations en sortie. Il convient donc de régulariser la solution $\mathbf{X}$ et ceci par la méthode de régularisation de Tikhonov [51] où une contrainte $\mathbf{C}$ est ajoutée sur la solution recherchée afin d'assurer sa stabilité. La solution régularisée est obtenue en minimisant une fonction coût J définie par

$$J = ||\mathbf{AX} - \mathbf{Y}||_2^2 + \lambda \, ||\mathbf{CX}||_2^2 \, , \tag{B.2}$$

où λ est le paramètre de régularisation. De manière générale, on prend $\mathbf{C} = 1$, et la méthode revient donc à minimiser d'une part l'énergie du résidu $||\mathbf{AX} - \mathbf{Y}||_2^2$ afin d'assurer que $\mathbf{X}$ soit bien une solution de l'équation (B.1) et d'autre part l'énergie de la solution $||\mathbf{X}||_2^2$. Le paramètre λ défini alors dans quelles proportions ces 2 minimisations sont réalisées.

La solution régularisée $\mathbf{X}_\lambda$ est donc obtenue en minimisant la fonction coût, en résolvant donc l'équation

$$\frac{\partial J}{\partial S} = 2 \left(\lambda \mathbf{X}_\lambda + |\mathbf{A}|^2 \, \mathbf{X}_\lambda - \mathbf{AY} \right) = 0, \tag{B.3}$$

soit

$$\mathbf{X}_\lambda = \frac{1}{\left(1 + \lambda \left|\mathbf{A}\right|^{-2}\right)} \frac{\mathbf{Y}}{\mathbf{A}}. \tag{B.4}$$

La régularisation de Tikhonov agit donc comme un filtre passe-bas sur la solution obtenue par simple inversion de l'opérateur $\mathbf{A}$.

La méthode la plus répandue pour calculer une valeur optimale du coefficient de régularisation λ est la méthode la courbe en L. Elle consiste à tracer en échelle logarithmique la norme de la solution régularisée $||\mathbf{X}_\lambda||_2$ en fonction de la norme du résidu $||\mathbf{A}\mathbf{X}_\lambda - \mathbf{Y}||_2$. La courbe obtenue (voir figure B.1) est en forme de L puisque :

- lorsque λ est faible, la régularisation est négligeable, le résidu $||\mathbf{A}\mathbf{X}_\lambda - \mathbf{Y}||_2^2$ est petit mais la solution $\mathbf{X}_\lambda$ est instable et son énergie $||\mathbf{X}_\lambda||_2^2$ est élevée,
- lorsque λ est élevé, la régularisation est importante, le résidu $||\mathbf{A}\mathbf{X}_\lambda - \mathbf{Y}||_2^2$ est grand mais l'énergie $||\mathbf{X}_\lambda||_2^2$ est faible.

Le compromis entre ces deux extrêmes se situe alors au creux de la courbe en L et permet de définir le paramètre de régularisation λ optimal.

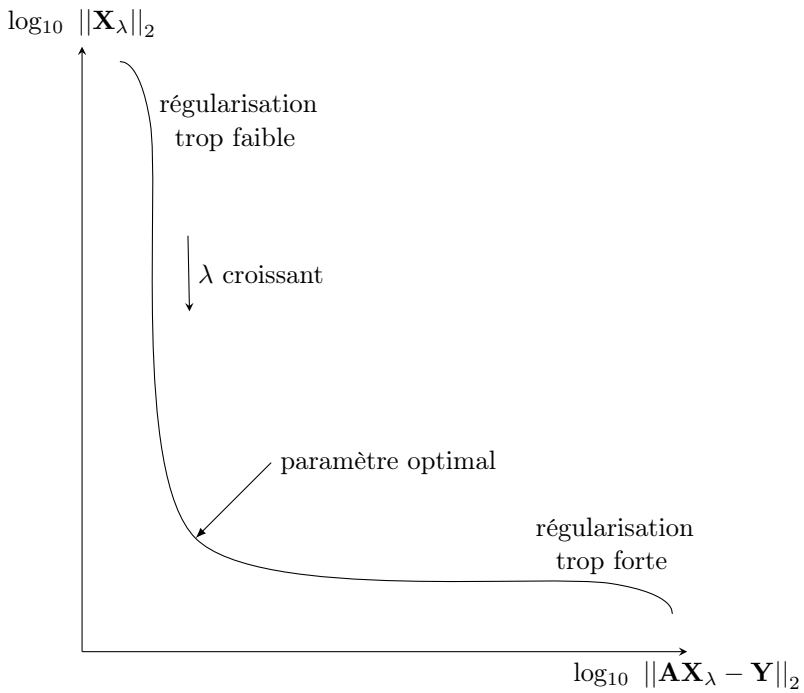


Fig. B.1 – Courbe en L.

Références

[1] W. K. Blake : *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, Vols. 1 and 2.* Academic Press, New York, 1986.

[2] 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.

[3] H. Schlichting et K. Gersten : *Boundary-Layer Theory.* Physic and astronomy. MacGraw-Hill, 2000.

[4] M. K. Bull : Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers : Some reflections on forty years of research. *Journal of Sound and Vibration*, 190(3):299 – 315, 1996.

[5] 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.

[6] 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.

[7] J.-L. Guyader : *Vibrations des milieux continus.* Lavoisier, 2002.

[8] 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.

[9] 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.

[10] 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(6):627–631, 1991.

[11] 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.

[12] M. S. Howe : *Acoustics of fluid-structure interactions*. Cambridge monographs on mechanics. Cambridge University Press, 1998.

[13] M. Goody : Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. *AIAA journal*, 42(9):1788–1794, 2004.

[14] R. F. Bergeron, Jr. : Aerodynamic sound and the low-wavenumber wall-pressure spectrum of nearly incompressible boundary-layer turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 54(1):123–133, 1973.

[15] Y. F. Hwang et G. Maidanik : A wavenumber analysis of the coupling of a structural mode and flow turbulence. *Journal of Sound and Vibration*, 142(1):135–152, 1990.

[16] G. M. Corcos : Resolution of pressure in turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 35:192–199, 1963.

[17] J. E. Ffowcs Williams : Boundary-layer pressures and the corcos model : a development to incorporate low wavenumber constraints. *Journal of Fluid Mechanics*, 125(1):9–25, 1982.

[18] D. M. Chase : Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *Journal of Sound and Vibration*, 70(1):29–67, 1980.

[19] 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.

[20] A. O. Borisyuk et V. T. Grinchenko : Vibration and noise generation by elastic elements excited by a turbulent flow. *Journal of Sound and Vibration*, 204(2):213–237, 1997.

[21] 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.

[22] 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.

[23] W. K. Blake et D. M. Chase : Wavenumber-frequency spectra of turbulent boundary layer pressure measured by microphone arrays. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 47:92, 1970.

[24] 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.

[25] 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.

[26] P. W. Jameson : Measurement of the low-wavenumber component of turbulent boundary layer pressure spectral density. volume 1, pages 192–198. Turbulence in Liquids, 1977.

[27] C. Pézerat et J.-L. Guyader : Two inverse methods for localization of external sources exciting a beam. *Acta Acustica*, 3(1):1–10, 1995.

[28] C. Pézerat : *Méthode d'identification des efforts appliqués sur une structure vibrante, par résolution et régularisation du problème inverse.* Thèse de doctorat, INSA, 1996.

[29] C. Pézerat et J.-L. Guyader : Force analysis technique : reconstruction of force distribution on plates. *Acta Acustica united with Acustica*, 86(2):322–332, 2000.

[30] Q. Leclère et C. Pézerat : Vibration source identification using corrected finite difference schemes. *Journal of Sound and Vibration*, 331:1366–1377, 2012.

[31] N. C. Martin : *Wavenumber filtering by mechanical structures.* Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology, 1976.

[32] F. Chevillotte, Q. Leclere, N. Totaro, C. Pézerat, P. Souchotte et G. Robert : Identification d'un champ de pression pariétale induit par un écoulement turbulent à partir de mesures vibratoires. Congrès Français d'Acoustique, 2010.

[33] H. Nélisse et J. Nicolas : Characterization of a diffuse field in a reverberant room. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 101:3517–3524, 1997.

[34] D. Ricot, A. Hekmati et P. Druault : Analysis of the vibroacoustic behavior of a plate excited by synthesized aeroacoustic pressure fileds. ACOUSTICS 2012, Nantes.

[35] 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.

[36] N. Totaro : *Caractérisation de sources aérodynamiques et sous-structuration pour la méthode SEA.* Thèse de doctorat, 2004.

[37] J.-.L. Guyader : *Vibration in Continuous Media.* ISTE, 2006.

[38] C. Pézerat, T. Loyau et J.-L. Guyader : Characterisation of vibration sources on a set of plates using the RIFF techniques. *Noise Control Engineering Journal*, 50(2):50, 2002.

[39] P. C. Hansen : Analysis of discrete ill-posed problems by means of the l-curve. *SIAM review*, pages 561–580, 1992.

[40] S. Paillasseur, J.-H. Thomas et J.-C. Pascal : Regularization for improving the deconvolution in real-time near-field acoustic holography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 129(6):3777–3787, 2011.

[41] J. Poittevin, P. Picart, F. Gautier et C. Pézerat : Is high-speed digital holography the ultimate tool for vibration analysis ? Marrakech, Morocco, 2013. MEDYNA 2013 (Euro-Mediterranean Conference on Structural Dynamics and Vibroacoustics).

[42] P. Picart, J. Leval, F. Piquet, J.-P. Boileau, T. Guimezanes et J.-P. Dalmont : Tracking high amplitude auto-oscillations with digital fresnel holograms. *Optics Express*, 15(13):8263–8274, 2007.

[43] P. Cobelli, P. Petitjeans, A. Maurel, V. Pagneux et N. Mordant : Space-time resolved wave turbulence in a vibrating plate. *Physical review letters*, 103(20): 204301, 2009.

[44] E. Simonetto et C. Pézerat : Feasibility of the deformation analysis of a plate subjected to vibrations using recent computer vision methods. Paris, France, 2010. ISPRS Technical Commission III Symposium on Photogrammetry Computer Vision and Image Analysis.

[45] P. Chainais et M. Pachebat : Simulation de champs de pression turbulente en paroi par des processus aléatoires. GRETSI, Groupe d'Etudes du Traitement du Signal et des Images, 2009.

[46] J.-H. Thomas, V. Grulier, S. Paillasseur et J.-C. Pascal : Real-time near-field acoustic holography for continuously visualizing nonstationary acoustic fields. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128(6):3554–3567, 2010.

[47] Vincent Grulier, Sébastien Paillasseur, Jean-Hugh Thomas, Jean-Claude Pascal et Jean-Christophe Le Roux : Forward propagation of time evolving acoustic pressure : formulation and investigation of the impulse response in time-wavenumber domain. *J Acoust Soc Am*, 126(5):2367–78, Nov 2009.

[48] C. Pézerat, Q. Leclère, N. Totaro et M. Pachebat : Identification of vibration excitations from acoustic measurements using near field acoustic holography and the force analysis technique. *Journal of Sound and Vibration*, 326(3-5):540 – 556, 2009.

[49] M. C. Djamaa, N. Ouelaa, C. Pézerat et J.-.L. Guyader : Reconstruction of a distributed force applied on a thin cylindrical shell by an inverse method and spatial filtering. *Journal of sound and vibration*, 301(3):560–575, 2007.

[50] C. Renzi : *Identification expérimentale de sources vibratoires par résolution du problème Inverse modélisé par un opérateur éléments finis local.* Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2013.

[51] A. Tikhonov : Solution of incorrectly formulated problems and the regularization method. *Soviet Math. Dokl.*, 5:1035–1038, 1963.

Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes

Damien Lecoq

Ce travail a pour but de proposer une technique de mesure permettant d'identifier les bas nombres d'onde de pressions pariétales dues à des écoulements turbulents subsoniques. En effet, les caractéristiques de ces excitations vibroacoustiques dans ces nombres d'onde sont mal connues alors qu'ils peuvent être des sources principales de vibration et de rayonnement acoustique dans des problèmes d'ingénierie qui concernent essentiellement le secteur industriel des transports. Cette méconnaissance vient du fait que la composante acoustique de l'excitation qui est située dans les bas nombre d'onde, a une amplitude très petite devant celle de la composante aérodynamique et que l'énergie d'origine acoustique se trouve noyée dans le bruit de mesure lorsqu'on utilise des capteurs de pression.

L'objectif de cette thèse est d'étudier comment la méthode inverse vibratoire de Résolution Inverse (RI) et ses variantes RIFF (Filtrée Fenêtrée) ou RIC (Corrigée) permettent d'identifier ces bas nombres d'onde. L'intérêt d'utiliser de telles méthodes inverses vibratoires est que la structure est utilisée comme capteur. Ainsi, les composantes responsables des vibrations, se situant dans les bas nombres d'onde, peuvent être mieux identifiées ou extraites puisqu'elles sont naturellement filtrées par la dynamique de la structure.

Dans un premier temps, la méthode RIFF est testée dans le cas de simulations d'une couche limite turbulente. Les résultats obtenus permettent de mettre en évidence comment cette méthode identifie l'excitation dans les bas nombres d'onde. La méthode peut ainsi paraître particulièrement intéressante, puisqu'elle permet d'extraire une composante très faible, mais fortement responsable des vibrations et du bruit rayonné par la plaque et pratiquement impossible à observer en utilisant des microphones affleurants.

Dans un deuxième temps, la mise en oeuvre de ces techniques est étudiée en appliquant la méthode RIC. Cette approche permet de diminuer drastiquement le nombre de capteurs et de rendre la méthode inverse utilisable avec les moyens actuels. La méthode est ainsi testée sur la simulation d'une couche limite turbulente et sur une expérimentation en soufflerie où l'écoulement turbulent est généré par une marche montante. La proposition d'un indicateur permet alors d'identifier si les composantes acoustiques et aérodynamiques sont fortement séparées et si les résultats obtenus par la méthode RIC correspondent uniquement à la composante acoustique ou non.