



HAL
open science

Formation de voies vibroacoustique pour la détection d'une source monopolaire dans une coque cylindrique remplie de fluide lourd : Développements numériques et expérimentaux

Souha Kassab

► **To cite this version:**

Souha Kassab. Formation de voies vibroacoustique pour la détection d'une source monopolaire dans une coque cylindrique remplie de fluide lourd : Développements numériques et expérimentaux. Vibrations [physics.class-ph]. Université de Lyon, 2018. Français. NNT : 2018LYSEI047 . tel-02066872

HAL Id: tel-02066872

<https://theses.hal.science/tel-02066872>

Submitted on 13 Mar 2019

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.



N°d'ordre NNT : 2018LYSEI047

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de l'
Institut National des Sciences appliquées de Lyon

École Doctorale N° EDA162
MEGA de Lyon
(Mécanique, Énergétique, Génie civil, acoustique)

Spécialité de doctorat : Acoustique

Soutenue publiquement le 06/06/2018, par :
Souha KASSAB

Formation de voies vibroacoustique pour la détection d'une
source monopolaire dans une coque cylindrique remplie
d'un fluide lourd : Développements numériques et
expérimentaux

Devant le jury composé de :

Alexandre Girard	Ingénieur de recherche, EDF	Examineur
Nadine Martin	Directrice de recherche, Université de Grenoble	Présidente de Jury
Laurent Maxit	Maître de conférences HDR, INSA Lyon	Directeur de thèse
Manuel Melon	Professeur des universités, Université du Maine	Rapporteur
Frédéric Michel	Ingénieur, CEA	Examineur
Emmanuel Perrey-Debain	Professeur des universités, UTC Compiègne	Rapporteur

LISTE DES ECOLES DOCTORALES

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e étage secretariat@edchimie-lyon.fr Insa : R. GOURDON	M. Stéphane DANIELE Institut de Recherches sur la Catalyse et l'Environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 avenue Albert Einstein 69626 Villeurbanne cedex directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN Ecole-Doctorale.eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Bat Darwin - UCB Lyon 1 04.72.43.28.91 Insa : H. CHARLES Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 06.07.53.89.13 e2m2@univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ediss-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Hôpital Louis Pradel - Bron 04 72 68 49 09 Insa : M. LAGARDE Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax :04 72 68 49 16 Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3 ^e étage infomaths@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie CALABRETTO LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax 04 72 43 16 87 Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry Ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28 Ed.materiaux@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://mega.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/ Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr	Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 Fax : 04.37.28.04.48

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

RESUME

Le présent travail de thèse s'inscrit dans le cadre du développement d'une technique non-intrusive pour la détection acoustique d'une réaction sodium-eau dans le générateur de vapeur (GV) d'un réacteur nucléaire refroidi au sodium (RNR-Na). On désire identifier le bruit vibratoire de cette réaction à partir des mesures d'accélération sur la virole externe du générateur. Les vibrations dues à la fuite peuvent être noyées dans le bruit généré par l'écoulement du sodium ou par d'autres sources d'excitation dans le GV. On s'intéresse à l'apport d'un filtrage spatial par formation de voies pour ce type de système. Ce dernier se caractérise notamment par la présence d'un couplage fort structure-fluide lourd (c.-à-d. virole-sodium) et des modes vibroacoustiques qui apparaissent aux mêmes fréquences d'intérêt pour la détection de la fuite.

Pour réaliser cette étude, nous considérons une maquette expérimentale composée d'une conduite cylindrique reliée à un circuit hydraulique par deux brides très rigides. La source à identifier est simulée par un hydrophone de taille réduite positionné à l'intérieur de la conduite. Le bruit perturbateur est généré par l'écoulement de l'eau dans la maquette, supposé turbulent à partir d'un certain débit. L'antenne est composée de vingt-cinq accéléromètres placés sur la conduite d'essai. L'objectif consiste à traiter simultanément les signaux accélérométriques pour faire ressortir le signal de la source tout en rejetant le bruit dû à l'écoulement.

Dans un premier temps, des modèles numériques qui prennent en compte le couplage fort entre la coque cylindrique, le fluide lourd (c.-à-d. eau) ainsi qu'avec les joints de raccordement de la maquette au circuit hydraulique sont développés. Différents types d'excitation sont considérés pour étudier la réponse vibratoire du système en « signal utile » (c.-à-d. l'excitation acoustique), et en « bruit » (c.-à-d. par des fluctuations de pression pariétale dans la couche limite turbulente). Dans un second temps, les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux obtenus lors d'une campagne de mesures sur la maquette expérimentale pour les mêmes excitations. Dans un dernier temps, les résultats numériques et expérimentaux obtenus sont utilisées comme données d'entrée pour le traitement par formation de voies. Deux variantes sont considérées : la formation de voies conventionnelle (de Bartlett) et une formation de voies optimisée MaxSNR. On s'intéresse aux performances, que l'on cherche à relier aux caractéristiques vibroacoustiques du système.

ABSTRACT

The study detailed in this manuscript has been initiated in a framework aiming to develop non-intrusive detection techniques for sodium water chemical reactions. Its main goal is to uncover the signal of a water leak into sodium, based on the measurements of the vibratory field recorded by the means of accelerometers externally mounted on the heat generator shell. However, such a spectrum is masked by the plant general background noise, especially that generated by heavy fluid flow (c.-à-d. sodium flow) during actual operating times of the power plant. In order to increase the signal-to-noise ratio of the leak, beamforming technique for the acceleration measurements of the mechanical system is considered. The aforementioned system is characterized by a strong non-linear coupling between the heat generator's cylindrical shell and the heavy fluid in motion. In particular, fluid motion and the acoustic emission of the leak seem to excite some Eigen modes of the cylinder, at these same frequencies where the acoustic signature of the leak is at its highest amplitude.

For the purpose of our study, a cylindrical mock-up connected by some very rigid links to a hydraulic circuit is considered. A hydrophone emission excites the mock-up from within and is being accounted for the acoustic leak. Water flows inside the cylinder at turbulent Reynolds number. An array of twenty-five accelerometers is mounted on the mock-up shell using ceramic insulators. The main goal is to combine the twenty-five signals in such a way that allows the increase of the SNR for the acoustic source while rejecting water flow noise. A numerical model representing the cylindrical structure, the rigid links as well as the interior fluid (at rest and in motion) is first conceived under Matlab. These models take into account the strong fluid-structure coupling as well as the connection between the infinite acoustic domain and the rigid links. The "coupled" system is respectively subjected to an acoustic excitation (to study the "source" response) as well as to a turbulent boundary layer excitation (TBL) which allows to study its response to the "noise". Afterwards, measurements are conducted over an experimental mock-up. Response of the mock-up for various types of excitation and for various hydrophone positions are recorded and compared to numerical results. Finally, numerical and experimental results are used as beamforming input data, which allows the analysis the performance of both filtering techniques, theoretically at first (using the numerical values), experimentally at second hand. Two beamforming techniques are applied and compared: classical Bartlett beamforming as well as optimized beamforming for SNR maximization (Max SNR). Comparison of performances is mainly established from the study of the SNR increase, the antenna's gain as well as the spatial ambiguity function values for discrete and wide-band frequencies. Beamforming performance is correlated to vibroacoustic characteristics of the mechanical systems and perspectives are presented on that basis.

REMERCIEMENTS

Une thèse, ce n'est pas simple. Pour commencer, ça prend du temps. Quand on l'entame à la sortie de l'Ecole d'Ingénieur dans le monde d'aujourd'hui, ça peut même sembler très long, particulièrement en des moments de grosse frustration. Les plus chanceux d'entre nous évolueront dans tous les domaines de leurs vies, non seulement académiquement et professionnellement, courant ces trois années. Au fur et à mesure que nous passons de chercheurs en herbe à des scientifiques parfaitement conscients de l'étendue de notre ignorance du monde, nous changeons.

Pour ma part, j'ai eu beaucoup de chance...

D'abord, en accueil : pour les chefs des laboratoires qui m'ont accueilli durant cette thèse, à savoir Jean-Philippe JEANNOT au CEA et Etienne PARIZET au laboratoire de Vibrations Acoustique de l'INSA, merci pour votre bienveillance, votre suivi malgré vos occupations et pour votre implication durant la dernière ligne droite:

Ensuite, en encadrement : à mon directeur de thèse, Mr. Laurent MAXIT, pour avoir partagé gracieusement ses connaissances, son temps et avoir usé et abusé de patience pour me permettre de bien finir ce travail, toute ma gratitude. Merci pour tout ce que tu m'as permis d'apprendre, pour ta rigueur scientifique et ta disponibilité.

A Jean-Louis PORTIER, mon premier encadrant CEA et mon chef préféré, pour m'avoir fait confiance et m'avoir guidé tout le long des premiers dix-huit mois de thèse, d'avoir assuré la passation des responsabilités au terme de tes fonctions, et d'avoir veillé sur ce travail même au-delà de ton départ. Je ne te le dirai jamais suffisamment : Merci du fond du cœur.

A Frédéric Michel qui a pris le relais de Jean-Louis au CEA et m'a accompagné jusqu'à la toute fin, pour avoir œuvré et obtenu la prolongation de la thèse, pour ta largesse d'esprit qui n'est égalee que par ton humanisme : mille et un Merci.

A Alexandre Girard, encadrant EDF : pour avoir inlassablement répondu à toutes mes questions, pour m'avoir accueilli à Chatou et pour son engagement sans faille tout le long de la phase de rédaction: Merci infiniment. Merci aussi à Guy d'Urso d'avoir fait le lien entre Alexandre et cette thèse

Merci également à Mr. Christian Latgé, chargé de mission scientifique au CEA, pour son intérêt manifeste pour ce travail dès le début et pour nous avoir fait confiance jusqu'à la toute fin, pour les conversations à propos du Liban aussi : Merci beaucoup Mr. Latgé.

Je remercie par la même occasion tous les ingénieurs, chercheurs, techniciens et personnel administratif du LIET au CEA, pour leur accueil chaleureux, leur jovialité et leur bienveillance. Merci en particulier à Mathieu CAVARO, Pierre CHARVET, Christian LHUILLIER et Michelle BOUFFIER (aussi pluridisciplinaire qu'une déesse Shiva et superhéroïne à ses temps). Merci aussi à la compagnie des thésards, et à Emma LUBEIGT surtout.

J'adresse un grand merci aux ingénieurs et au personnel technique et administratif du Centre Technique d'Areva au Creusot qui m'a permis de mener à bien la campagne expérimentale de la thèse. Je remercie vivement Mr. Thierry MULLER et Mr. Antoine LEROY pour leur intérêt et aide au travail réalisé.

Sans l'ombre d'un doute, j'ai eu beaucoup de chance aussi en collègues LVA-tiens.

A ceux du bureau en face, Minh, Corentin Alias Coco, et Christophe, Belgio-luxembourgeois ou luxembo-belgeois à ses heures, expatrié Canadien, qui ont grandement contribué à améliorer mon sens du second degré : Merci les potos.

Merci à Maxime DANA pour les conversations linguistiques, politiques, photographiques, et culinaires toujours très enrichissantes.

Mes plus vifs remerciements vont à mes collègues de bureau, des plus anciens : Val, Edouard, William, Ting, Philéas à ceux qui ont dû me subir jusqu'aux derniers mois de thèse : Rémi COUSSON (alias Grand chevalier doré) et Gianluigi BROGNA (alias Luigi) : merci à vous tous d'avoir pris votre mal en patience le temps que je finisse de chanter (faux)..et que je soutienne, évidemment.

To the trio of new comers in the winter of 2018, each from a different country, Giorgio, Emmanuel and Cedric: Thank you guys for having been such a joyful addition to the group, for forcing me into coffee breaks that I needed, for going along with my taste for movies, and most importantly for celebrating with me this achievement. It surely would have been less fun without you!

Merci aussi à l'ensemble des doctorants et post-doctorants du premier étage, ainsi qu'à Marjorie et Laurent BROCCOLINI qui étaient les premiers à m'accueillir.

A Raïssa BRANDAO, en la personne de qui non seulement j'avais une collègue mais une amie, une sœur, une confidente et une complice : Merci Raïssa de m'avoir redonné goût à l'insouciance.

A Youssef GERGES, autre libanais du bureau, et unique dans son genre : Merci d'avoir pris soin de nous autres.

Je tiens également à remercier tous les permanents du LVA, enseignants et personnel technique et administratif, pour l'ambiance du travail qui y règne et qui fait du LVA un endroit unique pour faire de la recherche, mais aussi pour apprendre la vie. Je les remercie surtout pour leur choix de doctorants et post-doctorants avec qui j'ai passé des moments inoubliables et qui font qu'on arrive des fois à entendre parler cinq langues différentes dans les mêmes locaux.

Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude envers Benjamin TREVSAN et la famille TAMISIER, grands et petit, pour m'avoir accompagné pendant les moments les plus difficiles de cette épopée et d'y avoir cru sans faille tout le long. Je n'y serai vraisemblablement pas arrivée sans vous.

A mes libanaises de Lyon et aux amis libanais à Paris et à Grenoble, tous qui se connaissent bien, avec qui je partage le même petit grain de folie, et cette vie d'expatrié que nous ne soupçonnions pas encore au Liban : Merci d'avoir été à mes côtés et d'avoir partagé, de près ou de loin, la joie de la soutenance. Ça n'aurait certainement pas été la même chose sans vous.

A Mahoush et Bob, Merci d'avoir pris soin de moi pendant tout ce temps et continuer à veiller sur les enfants KASSAB depuis Saumur. Merci aussi à Issam KASSAB pour s'être toujours rendu disponible pour écouter mes tracas de thésarde même à distance.

Pour les trois personnes qui constituent mon monde, qui m'ont tout appris et sans qui je ne serai rien ou pas grand-chose : ma mère mon père et mon frère : certains moments dans la vie sont un pur bonheur, ne serait-ce que pour la compagnie avec qui nous les partageons. Celui-ci en est un. Je vous aime.

TABLE DES MATIERES

LISTE DES ECOLES DOCTORALES	3
RESUME	5
ABSTRACT	6
TABLE DES MATIERES.....	11
TABLE DES FIGURES	14
INTRODUCTION GENERALE	20
CHAPITRE I ÉTAT DE L'ART	28
I.1. SYNTHÈSE DU RETOUR D'EXPERIENCE SUR LA DETECTION ACOUSTIQUE D'UNE RSE.....	28
I.1.A. PRINCIPE DE LA DA ET LIMITATION DES METHODES.....	29
I.1.B. SYNTHÈSE DES RESULTATS DES ESSAIS SUR BOUCLES ET REACTEURS	30
I.2. TECHNIQUES DE TRAITEMENT D'ANTENNE.....	32
I.2.A. PRINCIPE GENERAL DE LA FORMATION DE VOIES.....	33
I.2.B. FORMATION DE VOIES « STATISTIQUEMENT OPTIMISEE ».....	36
I.3. MODELES DE COQUE CYLINDRIQUE.....	38
I.3.A. MODELES DE COQUE « IN VACUO »	38
I.3.B. MODELES DE COQUE EN EAU	40
I.3.C. MODELES DE COQUES AVEC RAIDISSEURS.....	41
I.3.D. METHODES DE SOUS-STRUCTURATION	42
I.4. EXCITATION D'UNE STRUCTURE PAR UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE	44
I.4.A. CARACTERISTIQUES D'UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE.....	45
I.4.B. REPRESENTATION STATISTIQUE DE L'EXCITATION PARIETALE	46
I.4.C. MODELES D'AUTOSPECTRES ET D'INTERSPECTRES DE PRESSION PARIETALE	47
I.5. PLAN DU MANUSCRIT	50
CHAPITRE II MODELISATION VIBROACOUSTIQUE D'UNE COQUE CYLINDRIQUE INFINIE EN EAU COUPLEE A DEUX RAIDISSEURS AXISYMETRIQUES.....	51
II.1. PRESENTATION DU PROBLEME VIBROACOUSTIQUE	51
II.2. MODELISATION DE LA COQUE RAIDIE PAR METHODE DES ADMITTANCES CIRCONFERENCELLES.....	52
II.2.A. PRINCIPE DES ADMITTANCES CIRCONFERENCELLES	53
II.2.B. CALCUL DES ADMITTANCES CIRCONFERENCELLES ET DES DEPLACEMENTS LIBRES DE LA COQUE	54
II.3. APPROCHE SPECTRALE	57
II.3.A. TRANSFORMEE DE FOURIER	57
II.3.B. FORMULATION DU MODELE DE COQUE CHARGEE DE FLUIDE DANS L'ESPACE DES NOMBRES D'ONDE	58
II.3.C. RESOLUTION DE L'EXCITATION DANS L'ESPACE DES NOMBRES D'ONDE	59
II.3.D. CALCUL DES ADMITTANCES ET DEPLACEMENTS LIBRES DE LA COQUE	61
II.3.E. CALCUL DE L'ADMITTANCE DES RAIDISSEURS	62
II.4. CALCUL DES DEPLACEMENTS DE LA COQUE COUPLEE AUX BRIDES	63
II.5. ANALYSE DES RESULTATS NUMERIQUES	64
II.5.A. RESULTATS POUR LA COQUE LISSE	65
II.5.B. RESULTATS POUR LES RAIDISSEURS DEFORMABLES	76
II.5.C. RESULTATS POUR LA COQUE COUPLEE AUX DEUX RAIDISSEURS	73
II.5.D. ANALYSE DE SENSIBILITE	82
II.6. CONCLUSION.....	87
CHAPITRE III MODELISATION DE LA REPONSE VIBROACOUSTIQUE D'UNE COQUE CYLINDRIQUE COUPLEE A DEUX RAIDISSEURS ET EXCITEE PAR UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE.....	88

III.1. MODELISATION DE LA REPONSE VIBRATOIRE D'UNE COQUE CYLINDRIQUE RAIDIE A UNE EXCITATION PAR CLT	88
III.1.A. FORMULATION MATHEMATIQUE GENERALE DANS L'ESPACE SPATIOFREQUENTIEL	89
III.1.B. RESOLUTION DU DEPLACEMENT DANS L'ESPACE DES NOMBRES D'ONDE	91
III.1.C. PRINCIPE DE RECIPROCITE POUR LE CALCUL DES FONCTIONS DE SENSIBILITE ET LA REPONSE DU SYSTEME COUPLE	93
III.2. CONFRONTATION AUX RESULTATS EXPERIMENTAUX DE L'UNIVERSITE DE PENNSYLVANIE	94
III.3. APPLICATION NUMERIQUE	96
III.3.A. ÉTUDE DES AUTOSPECTRES DE PRESSION ET D'ACCELERATION	97
III.3.B. MATRICE INTERSPECTRALE D'ACCELERATION	99
III.3.C. ÉTUDE DE L'INTERSPECTRE D'ACCELERATION EN FONCTION DE LA FREQUENCE	102
III.4. CONCLUSION	104
CHAPITRE IV ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA MAQUETTE	105
IV.1. PRESENTATION DU MONTAGE EXPERIMENTAL	105
IV.1.A. OBJECTIFS DE L'EXPERIMENTATION	105
IV.1.B. DESCRIPTION DE LA VEINE D'ESSAIS	106
IV.1.C. DESCRIPTION DE LA BOUCLE HYDRAULIQUE	106
IV.1.D. SOURCES D'EXCITATION	108
IV.1.E. DESCRIPTION DU MATERIEL D'INSTRUMENTATION ET D'ACQUISITION DE DONNEES	109
IV.2. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	110
IV.2.A. BRUIT AMBIANT VIBRATOIRE DE LA BOUCLE	110
IV.2.B. SOLLICITATION MECANIQUE PAR MARTEAU DE CHOC	111
IV.2.C. SOLLICITATION ACOUSTIQUE PAR HYDROPHONE DANS L'EAU	115
IV.2.D. SOLLICITATION PAR FLUCTUATION DE PRESSION PARIETALE DANS UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE	120
IV.3. CONCLUSION	125
CHAPITRE V ÉTUDE DE LA FORMATION DE VOIES VIBROACOUSTIQUE : INVESTIGATIONS NUMERIQUES	
126	
V.1. DEFINITION DU CAPTEUR DE REFERENCE	127
V.2. FORMATION DE VOIES VIBROACOUSTIQUE EN PRESENCE D'UN BRUIT SPATIALEMENT COHERENT	129
V.2.A. COMPARAISON DES TECHNIQUES EN SORTIE DE FORMATION DE VOIES	131
V.2.B. COMPARAISON DU GAIN ET DU RSB	131
V.2.C. DETECTION D'UNE SOURCE HORS CHAMP DE L'ANTENNE	133
V.2.D. FORMATION DE VOIES EN BANDES LARGES	134
V.3. CARTOGRAPHIES DE LOCALISATION ET COMPARAISON	137
V.3.A. ILLUSTRATION EN BANDES ETROITES	ERROR! BOOKMARK NOT DEFINED.
V.3.B. ILLUSTRATION EN BANDES LARGES	ERROR! BOOKMARK NOT DEFINED.
V.4. OPTIMISATION DE LA FORMATION DE VOIES VIBROACOUSTIQUE : CALCUL POUR N=0	141
V.5. CONCLUSION	143
CHAPITRE VI ÉTUDE DE LA FORMATION DE VOIES VIBROACOUSTIQUE : INVESTIGATIONS EXPERIMENTALES	144
VI.1. TRAITEMENT A PARTIR D'UNE ANTENNE LINEAIRE DE CAPTEURS	144
VI.2. FORMATION DE VOIES POUR LA DETECTION D'UNE SOURCE EXPERIMENTALE	146
VI.2.A. COMPARAISON DES INDICATEURS EN BANDES ETROITES	147
VI.2.B. COMPARAISON EN BANDES LARGES	149
VI.3. CARTOGRAPHIES DANS L'ESPACE DE DETECTION	152
VI.4. AMELIORATION DE LA DETECTION PAR USAGE D'ANTENNE A GEOMETRIE HELICOÏDALE	154
VI.5. ANALYSE DE SENSIBILITE	157
VI.6. CONCLUSION	159
CONCLUSION GENERALE	160
ANNEXE A DETAILS DU CALCUL VIBROACOUSTIQUE	I
ANNEXE B ESTIMATION DES FONCTIONS DE SENSIBILITE A PARTIR DU MODELE DE FLÜGGE	V

ANNEXE C LOI DE COMPOSITION DES NIVEAUX SONORES VII
BIBLIOGRAPHIE X

TABLE DES FIGURES

Figure I.1. Représentation schématique de la transmission des ondes élastiques entre la source (fuite ou injection) et un capteur en paroi. Source [Desc10].....	29
Figure I.2. Comparaison des antennes à un seul et 5 capteurs. Source [Chik10].....	32
Figure I.3. Profil de vitesse et de couche limite au niveau d'une paroi plane	45
Figure II.1. Schéma d'une coque cylindrique remplie d'eau et couplée à des raidisseurs circonférentiels.	52
Figure II.2. Sous-structuration du problème : (a) sous-système α : coque cylindrique chargée d'eau ; (b) β : raidisseur circonférentiel.	53
Figure II.3. Déplacements spectraux maximaux de la coque lisse suivant les ordres circonférentiels En tiret continu : $kf^2 - nr^2$; en -- $k0^2 - nr^2$; en ; - . $-kl^2 - nr^2$	68
Figure II.4. Illustration des déplacements dans l'espace physique pour une excitation mécanique en $(x_e, \theta_e) = (0,0)$. (a) Déplacement radial spatiofréquentiel (b) Enveloppe du déplacement radial maximal en fonction de la fréquence, pour les ordres $n = 0 \dots 4$	69
Figure II.5. Tracé du déplacement radial de la coque lisse pour une excitation acoustique en $x_s, r_s, \theta_s = (1.56m, 0m, 0^\circ)$. (a) Tracé dans l'espace (kx, n) ; (b) Affichage du déplacement radial spatio-fréquentiel pour une excitation par monopôle au centre de la coque.....	71
Figure II.6. Courbes de « dispersion opérationnelles » pour un monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (1.56m, 0.025m, 0^\circ)$	72
Figure II.7. Illustration du déplacement radial pour une coque avec anneaux sous excitation monopolaire en $x_s, r_s, \theta_s = 1.56m, 0.0263m, 0^\circ$	72
Figure II.8. Décomposition du champ de déplacement radial dans l'espace spatio-fréquentiel suivant les quatre premiers ordres circonférentiels.	73
Figure II.9. Admittance circonférentielle en fonction de la fréquence pour différents ordres n.	77
Figure II.10. Niveau de déplacement maximal sur les capteurs pour une génératrice de la coque pincée pour $f = 1 \text{ kHz}$	74
Figure II.11. Illustration du déplacement radial pour une coque « pincée » sous excitation mécanique en $x_e = 1m, \theta_e = 0$. (a) Amplitude ; (b) Phase.....	75
Figure II.12. Contribution aux déplacement radial des ordres circonférentiels $n = 0 \dots 3$. Impulsion en $x_s = 1m, \theta_s = 0$	76
Figure II.13. Illustration du déplacement radial pour une coque avec anneaux sous excitation mécanique en $x_e, \theta_e = 1m, 0^\circ$. (a) Amplitude ; (b) Phase.	78
Figure II.14. Contribution au déplacement radial des ordres circonférentiels $n = 0 \dots 3$ pour la coque avec anneaux. Force radiale en $x_e = 1m, \theta_e = 0$	79
Figure II.15. Illustration de la réponse en déplacement radial de la coque raidie soumise à un monopôle acoustique en $x_s, r_s, \theta_s = (1.56m, 0m, 0^\circ)$. (a) amplitude et (b) phase.	80
Figure II.16. Illustration de la réponse en déplacement radial de la coque avec anneaux pour monopôle acoustique en $(r_s = 0.025m, \theta_s = 0^\circ)$. a) l'amplitude et b) la phase.	80
Figure II.17. Contribution aux déplacements radiaux des ordres circonférentiels $n = 0 \dots 3$ pour la coque avec anneaux pour un monopôle acoustique en $(x_s, r_s = 0.025m, \theta_s = 0^\circ)$	81
Figure II.18. Comparaison de la mobilité de la coque lisse entre deux jeux de paramètres.....	85
Figure II.19. Comparaison de la mobilité pour trois cas d'amortissement de la coque avec anneaux.	86
Figure III.1. La coque cylindrique raidie soumise à un écoulement turbulent	89
Figure III.2. Configuration expérimentale considérée à l'université de Pennsylvanie Source [BoCH10].....	95
Figure III.3. Autospectre d'accélération moyen sur la coque pour une vitesse d'écoulement de $6,1 \text{ m/s}$. Source [BoCH10].	96
Figure III.4. Autospectre d'accélération calculé avec le modèle développé (même configuration que la figure précédente) décomposé suivant les ordres circonférentiels ($n = 2 \dots 5$).	96
Figure III.5. Tracé des autospectres en fonction de la fréquence. (a) Autospectre des fluctuations de pression (Goody) ; (b) Autospectre d'accélération comparé pour coque lisse (trait vert) et coque raidie (trait noir)	98

Figure III.6. Décomposition suivant les ordres circonférentiels de l'autospectre d'accélération pour la coque avec anneaux. En bleu: $n = 2$; en vert: $n = 3$; en rouge: $n = 4$.	98
Figure III.7. Matrice interspectrale normalisée des fluctuations de pression pariétale pour $Q = 140 L/s$ pour coque avec anneaux.	99
Figure III.8. Matrice interspectrale normalisée des accélérations pour $Q = 140 L/s$. (a)-(c) :coque lisse ; (b)-(d) :coque avec anneaux.	100
Figure III.9. Matrice interspectrale normalisée des accélérations pour $Q = 140 L/s$ de l'ordre $n = 0$. (a) Coque lisse ; (b) : Coque avec anneaux.	100
Figure III.10. Matrice interspectrale normalisée des accélérations pour $Q = 140 L/s$ en $f = 796 Hz$. Résultats pour le modèle de coque avec anneaux. (a) tous ordres ; (b) : $n=0$.	101
Figure III.11. Mesure du déplacement radial d'une conduite en plastique à partir d'un fil piézoélectrique. Source [MuBr08].	102
Figure III.12. Interspectre d'accélération suivant les fréquences entre le capteur 2 et le capteur x_i de l'antenne. (a) Coque lisse ; (b) Coque avec anneaux.	103
Figure III.13. Interspectres d'accélération pour l'ordre $n = 0$ suivant les fréquences entre le capteur 1 et le capteur en x_i de l'antenne pour la coque raidie. (a) Coque lisse ; (b) Coque avec anneaux.	103
Figure IV.1. Vue de profil (droit) de la section d'essais avec les différents piquages (valeurs affichées en mm). Repère de coordonnées cylindriques en noir.	106
Figure IV.2. Schéma de la boucle hydraulique dans laquelle est établie la veine d'essais. Source D02-ARV-01-092-929, AREVA NP.	107
Figure IV.3. Grille de redressement de l'écoulement. Source Areva NP.	108
Figure IV.4. Aperçu de l'hydrophone B & K 8103 utilisé comme source acoustique [Mori 13]	108
Figure IV.5. Schématisation du montage de l'hydrophone au dispositif mécanique	109
Figure IV.6. Vue de la maquette avec les différents piquages pour insérer l'hydrophone et ligne de capteurs.	110
Figure IV.7. Schéma de la maquette instrumentée avec montage de l'hydrophone dans un piquage.	110
Figure IV.8. Illustration pour le bruit de fond de la maquette sans écoulement des niveaux (a) DSP moyennée des 25 capteurs ; (b) de l'interspectre entre le capteur n^2 et les 25 capteurs de l'antenne.	111
Figure IV.9. Schématisation de l'excitation au marteau de choc sur la section d'essais.	112
Figure IV.10. (a) Densité spectrale de l'excitation par marteau de choc ; (b) Cohérence de l'excitation mécanique sur les 25 capteurs	112
Figure IV.11. Tracé de l'amplitude de la réponse de la coque à une excitation mécanique ponctuelle en fréquence suivant les points de mesure a) simulation numérique ; b) FRF expérimental.	113
Figure IV.12. Tracé de la phase déroulée des déplacements respectifs. a) FRF numérique ; b) FRF expérimental	113
Figure IV.13. Comparaison des fonctions de transfert au point d'excitation (mobilité) en simulation (trait rouge) et en mesures (trait noir) de la coque raidie.	115
Figure IV.14. Densité spectrale de puissance du signal de l'hydrophone en entrée de l'amplificateur	115
Figure IV.15. Cohérence spatiale des sur les capteurs en présence de la source pour différentes configurations d'antenne. (a) Antenne linéaire, source en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.098m, 0^\circ)$; (b) Antenne hélicoïdale, source en $x_s, r_s, \theta_s = (1.31m, 0.098m, 0^\circ)$.	116
Figure IV.16. Autospectre d'accélération du capteur en $x = 1m$ pour deux cas d'écoulement.	117
Figure IV.17. Courbe de la réponse en transmission typique d'un hydrophone B&K de type 8103. Source B&K.	Error! Bookmark not defined.
Figure IV.18. Illustration de la fonction de transfert (FRF) en déplacement en fonction de la fréquence sur les 24 capteurs. (a) Simulation; (b) Mesures. Hydrophone en $x_s, r_s, \theta_s = 0.56m, 0.088m, 0^\circ$.	118
Figure IV.19. Illustration de la fonction de transfert (FRF) en déplacement en fonction de la fréquence sur les 24 capteurs. (a) Numérique ; (b) Expérimental. Hydrophone en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.05m, 0^\circ)$	119
Figure IV.20. Comparaison des fonctions de transfert en déplacement pour une sollicitation acoustique en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.09m, -90^\circ)$ au capteur le plus proche de l'excitation. Simulation : trait rouge. Mesures : trait bleu.	120
Figure IV.21. Illustration des cohérences su bruit d'écoulement sur les capteurs de l'antenne linéaire pour différents débits découlement : (a) $Q_{eau} = 0ls$; (b) $Q_{eau} = 70ls$.	121
Figure IV.22. Tracé des DSP des acquisitions en moyenne pour les 25 capteurs selon les débits. (a) Résultats en modélisation ; (b) Résultats en mesures.	122

Figure IV.23. Matrice interspectrale normalisée des accélérations entre le capteur n°2 et les 25 accéléromètres en fonction de la fréquence. : a) Simulation. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$; b) Mesures.....	123
Figure IV.24. Comparaison des interspectres pour différents types d'excitation: (a) Cohérence spatiale (c.-à-d. interspectre normalisé) pour le bruit d'écoulement avec $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. (b) Excitation au marteau de choc.....	124
Figure V.1. Variation des niveaux du bruit et de la source sur les capteurs de l'antenne suivant les fréquences. (a) Autospectre du bruit CLT, G_{xxCLT} , sur les capteurs de l'antenne pour $Q = 140 \text{ l.s} - 1$;(b) Autospectre du signal de fuite sur les capteurs de l'antenne, G_{xxS} . Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$. Ref dB 10 – 12 ms^2	127
Figure V.2. Niveau du rapport signal-à-bruit en fonction de la fréquence pour les capteurs de l'antenne linéaire. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$	128
Figure V.3. Rapport signal-à-bruit et position du capteur de référence suivant les fréquences. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$. (a) Niveau RSBref en décibels. En tirets noirs : les fréquences d'apparition des ordres $n = 2(f_2 = 364Hz)$ et $n = 3(f_3 = 1072Hz)$ respectivement. (b)Numéro du capteur de référence correspondant à chaque fréquence.	129
Figure V.4. Variation des niveaux en sortie de différentes FV : (a) FV classique ; (b) FV optimisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$	131
Figure V.5. Rapport signal à bruit en fonction de la fréquence. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = 0.56m, 0.0527m, 0^\circ$	132
Figure V.6. Gain effectif en en fonction de la fréquence. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$	133
Figure V.7. Illustration des indicateurs pour une source hors champ d'antenne : (a) RSB ; (b) Gain d'antenne. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (2.56m, 0.0527m, 0^\circ)$	134
Figure V.8. Illustration du RSB des capteurs en bandes larges. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$	135
Figure V.9. Évolution du rapport signal-à-bruit au capteur de référence en fonction de la fréquence. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta) = 0.56m, 0.052m, 0^\circ$	136
Figure V.10. Comparaison des niveaux en sortie de la FV optimisée : (a) FVexp ; (b) FVcroisée optimisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta) = 0.56m, 0.052m, 0^\circ$	136
Figure V.11. Comparaison en sortie de formation de voies : (a) Rapport signal-à-bruit; (b) Gain d'antenne. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56, 0.052, 0^\circ)$	137
Figure V.12. Cartographies des niveaux en sortie de FV dans le plan de détection = 0° : (a) $f = 576 \text{ Hz} - \text{SNR}_{ref} = 0\text{dB}$; (b) $f = 1572 \text{ Hz} - \text{SNR}_{ref} = 12\text{dB}$. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56, 0.052, 0^\circ)$	138
Figure V.13. Illustration de l'augmentation des niveaux mesurés par les capteurs lors de la présence de la source : (a) $f = 576 \text{ Hz} - \text{SNR}_{ref} = 0\text{dB}$; (b) $f = 1572 \text{ Hz} - \text{SNR}_{ref} = 12\text{dB}$. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56, 0.052, 0^\circ)$	139
Figure V.14. Cartographies de localisation sommées sur les fréquences dans le plan $\theta = 0^\circ$. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56, 0.052, 0^\circ)$	140
Figure V.15. Cartographie de localisation par multiplication sur les fréquences : (a) FV appliquée à un signal de bruit d'écoulement; (b) FV appliquée à un signal de source noyée dans du bruit d'écoulement. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Monopôle en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56m, 0.052m, 0^\circ)$	141
Figure V.16. Évolution du capteur de référence en considérant uniquement l'ordre $n=0$. $Q_{eau} = 140 \text{ l/s}$. Monopôle en $x, r, \theta = (0.56 \text{ m}, 0.0527m, 0^\circ)$	142
Figure V.17. Résultats en sortie de différentes FV en considérant l'ordre $n = 0$. (a) RSB pour $n = 0$; (b) Gain pour $n = 0$. $Q_{eau} = 140 \text{ l/s}$. Monopôle en $(x, r, \theta) = (0.56 \text{ m}, 0.0527, 0^\circ)$	142
Figure VI.1. Variation des niveaux du bruit et de la source sur les capteurs de l'antenne suivant les fréquences : (a) Autospectre bruit sur les capteurs de l'antenne ($Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$) ; (b) Autospectre signal de fuite sur les capteurs de l'antenne (eau au repos). Source en $x_s, r_s, \theta_s = 0.56m, 0.0527m, 0^\circ$. Ref dB 10 – 12 ms^2	145
Figure VI.2. Niveau RSB en fonction de la fréquence sur les capteurs de l'antenne linéaire. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = 0.56m, 0.0527m, 0^\circ$	146

Figure VI.3. RSB et numéro du capteur de référence suivant les fréquences. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = 0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ$.	146
Figure VI.4. Comparaison des niveaux en sortie de FV classique pour l'approche expérimentale et croisée:(a) FVexp ; (b) FVcroisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = 0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ$.	148
Figure VI.5. Comparaison des niveaux en sortie de FV optimisée pour l'approche expérimentale et croisée :(a) FVexp optimisée; b FVcroisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = 0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ$.	148
Figure VI.6. Comparaison du rapport signal à bruit en fonction de la fréquence:(a) RSBexp ; (b) RSBcroisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = 0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ$.	149
Figure VI.7. Comparaison du gain en fonction de la fréquence : (a) Gainexp ; (b) Gaincroisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.	149
Figure VI.8. Rapport signal à bruit en fonction de la fréquence. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.	150
Figure VI.9. Comparaison des niveaux en sortie de la FV classique : a) FVexp ; (b) FVcroisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.	151
Figure VI.10. Comparaison des niveaux en sortie de la FV optimisée : (a) FVexp ; (b) FVcroisée optimisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.	151
Figure VI.11. Comparaison en sortie de formation de voies du rapport signal à bruit en sortie de différentes FV: (a) RSBexp ; (b) RSBcroisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.	152
Figure VI.12. Comparaison en sortie de formation de voies du rapport signal à bruit en sortie de différentes FV : (a) Gainexp ; (b) Gaincroisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$...	152
Figure VI.13. Cartographies de localisation sommées sur les fréquences dans le plan ($\theta = 0^\circ$). pour une source au droit de l'antenne: (a) Formation de voies expérimentale ; (b) Formation de voies numérique. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = (0.56\text{m}, 0.052\text{m}, 0^\circ)$. $f \in [4500; 5000\text{Hz}]$.	154
Figure VI.14. Variation des niveaux du bruit et de la source sur les capteurs de l'antenne hélicoïdale suivant les fréquences. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.31\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$. Ref décibels $10 - 12 \text{ m/s}^2$.	155
Figure VI.15. RSB et numéro du capteur de référence suivant les fréquences pour l'antenne hélicoïdale. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $x_s, r_s, \theta_s = (1.31\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.	155
Figure VI.16. Comparaison du rapport signal à bruit en fonction de la fréquence: (a) RSBexp ; (b) Gainexp. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.31\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.	156
Figure VI.17. Comparaison du rapport signal à bruit en fonction de la fréquence. (a) RSBexp ; (b) Gainexp. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.31\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.	156
Figure VI.18. Comparaison du RSB et niveaux en sortie de FV optimisée en fonction de la fréquence pour différentes acquisitions du bruit:(a) RSB du capteur de référence ; (b) Niveaux en sortie de FV optimisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Source en $(x_s = 0.56\text{m}, r_s = 0.052\text{m}, \theta = 0^\circ)$.	158
Figure VI.19. Illustration du RSB et du gain en fonction de la fréquence pour différentes acquisitions du bruit: (a) RSB pour FV optimisée; (b) Gains. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s} - 1$. Position source $x_s = 0.56\text{m}, r_s = 0.052\text{m}, \theta = 0^\circ$.	158

TABLE DES ABRÉVIATIONS

ASTRID	ADVANCED SODIUM TECHNOLOGICAL REACTOR FOR INDUSTRIAL DEVELOPEMENT
BdF	BRUIT DE FOND
BEM	BOUNDARY ELEMENT METHOD
CAA	CIRCUMFERENTIAL ADMITTANCE APPROACH
CEA	COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE ET AUX ÉNERGIES ALTERNATIVES
CLT	COUCHE LIMITE TURBULENTE
CTF	CONDENSED TRANSFER FUNCTION
EBR	EUROPEAN BREEDING REACTOR
FEM	FINITE ELEMENTS METHOD
FRF	FREQUENCY RESPONSE FUNCTION
FV	FORMATION DE VOIES
GAAD	GENERAL ELECTRIC ADVANCED ACOUSTIC DETECTION
GV	GÉNÉRATEUR DE VAPEUR
LMFBR	LIQUID METAL FAST BREEDING REACTOR
LVA	LABORATOIRE DE VIBRATIONS ATOMIQUES
LMVDR	LINEARLY VARIANT MINIMUM VARIANCE DISTORTION-LESS RESPONSE
MSC	MULTIPLE SIDE-LOBE CANCELLER
NAH	NEAR-FIELD ACOUSTIC HOLOGRAPHY
PFR	PLUG FAST REACTOR
PML	PERFECTLY MATCHED LAYER
PTF	PATCH TRANSFER FUNCTION
R&D	RECHERCHE ET DÉVELOPPEMENT
REP	RÉACTEURS À EAU PRESSURISÉE
RNR-NA	REACTEURS A NEUTRONS RAPIDES REFROIDI AU SODIUM
RSB	RAPPORT SIGNAL-À-BRUIT
RSE	RÉACTION SODIUM-EAU

*« If you want to find the secrets of the Universe,
Think in terms of energy, frequency and vibration »*

Nikola TESLA

INTRODUCTION GENERALE

La grande majorité des quelque 435 réacteurs nucléaires actuellement en service dans le monde n'utilise qu'une partie infime de l'uranium naturel, c'est-à-dire l'isotope fissile U_{235} . Celui-ci n'est présent qu'à hauteur de 0,7 % dans l'uranium naturel, presque essentiellement composé de l'isotope U_{238} (environ 99,3 %), d'après [ZaBL11]. La question de la durabilité des ressources en uranium devient alors une question centrale si l'on veut étendre le rôle que peut jouer le nucléaire dans l'approvisionnement en énergie de la planète au cours du temps.

De nombreux pays dans le monde développent des réacteurs de génération IV, dont la plupart (en projet ou en fonctionnement) sont des réacteurs à Neutrons rapides à caloporteur¹ sodium (RNR-Na). L'isotope U_{238} constitue pour les neutrons rapides une matière fertile qui, par absorption d'un neutron non « thermalisé » (énergie d'environ 1 MeV), peut donner naissance à du Plutonium 239 (Pu_{239}), lequel est lui-même fissile sous l'impact d'un autre neutron rapide. Le plutonium, notamment l'isotope Pu_{239} , constitue une matière assez dense énergétiquement : la fission d'un gramme de plutonium libère presque autant d'énergie que la combustion de deux tonnes de pétrole.

L'intérêt immédiat d'un RNR est son aptitude à utiliser sans limitation le plutonium produit par le parc nucléaire de manière à assurer une meilleure utilisation du minerai d'uranium comme combustible. De plus, il permet d'étendre les réserves de combustible de manière très significative, éloignant ainsi tout risque de pénurie pour plusieurs siècles. Par ailleurs, un RNR offre la possibilité de réaliser la transmutation des déchets nucléaires pour lesquels il existe des difficultés de gestion à très long terme (comme le stockage des déchets de haute activité à vie longue tels que le strontium, le césium, l'américium, etc.). Enfin, le rendement énergétique d'un tel réacteur peut être meilleur que celui d'un réacteur à eau pressurisée (REP), puisque la température maximale atteinte dans le cycle eau-vapeur peut être nettement plus élevée (jusqu'à 540°C pour un RNR contre moins de 300°C pour un REP).

Ainsi, les neutrons rapides se présentent comme le complément idéal des réacteurs à eau actuellement en opération, pour assurer conjointement un nucléaire durable, tout en optimisant le cycle du combustible et la gestion de l'ensemble des déchets.

¹ Désigne le liquide réfrigérant

Les réacteurs à neutrons rapides en France et dans le monde

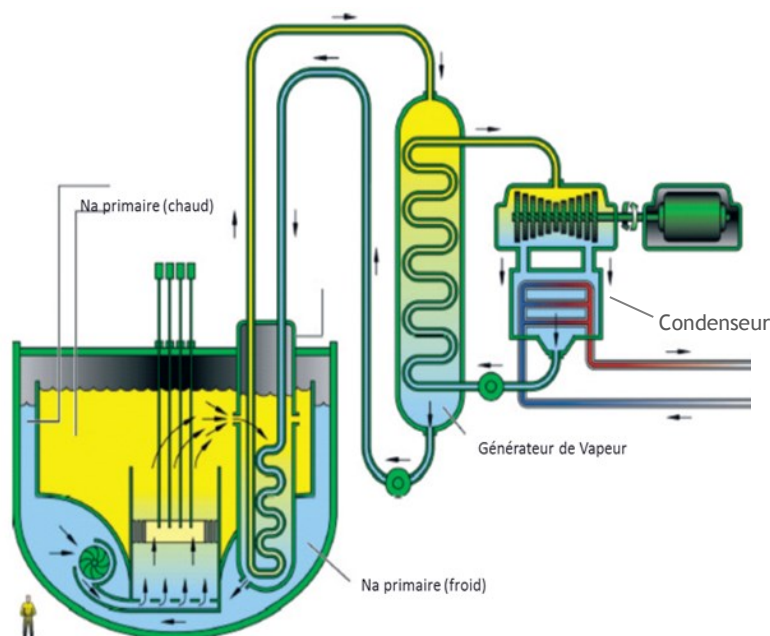
Vingt-deux réacteurs à neutrons rapides furent construits et opérés dans le monde entier durant les cinq dernières décennies. Parmi les programmes de réacteurs rapides d'une grande envergure, nous pouvons citer à titre d'exemple les réacteurs EBR I et II aux États-Unis, PFR au Royaume-Uni, ainsi que Phénix et Super Phénix en France. Des avancées spectaculaires ont été réalisées dans ce domaine par le passé, ce qui a encouragé les développements futurs. L'investissement mondial réalisé à ce jour dans le développement et la démonstration de l'aspect unique et innovant de cette technologie, notamment en ce qui concerne les RNR aux métaux liquides, dépasse globalement les 50 \$ milliards [Inte07]. La recherche menée pendant les précédentes décennies a amélioré notre compréhension de ces réacteurs, poussant ainsi l'avancée scientifique dans multiples domaines et enrichissant l'état de l'art dans plusieurs aspects de la technologie des composants de réacteurs, notamment en matière de surveillance et de sécurité des centrales nucléaires. Les RNR en cours de développement promettent un niveau considérablement élevé de sûreté en vue de leur commercialisation, notamment après l'accident survenu le 11 mars 2011 à la centrale de Fukushima au Japon.

Une des conséquences de Fukushima fût certainement l'évolution de la vision des principaux acteurs du nucléaire (tel que la Chine, la Russie, la France, l'Inde) quant au rôle irremplaçable des réacteurs d'expérimentation dans une vision complète de sûreté des centrales, au vu des tests analytiques qui peuvent y être menés, mais aussi les expériences intégrales reproduisant la réalité au plus près, qui permettraient de faire progresser nos connaissances en la matière. D'importants projets de R&D pour la technologie des réacteurs à neutrons rapides sont alors mis en place en Chine (CEFR), en Inde (PFBR), ainsi qu'en Russie avec le réacteur BN-800 qui constitue le dernier ajout à cette liste.

En France, le projet ASTRID (Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration) est principalement destiné à la création d'une unité nucléaire qui répond aux objectifs établis pour la génération IV des réacteurs. Le cahier de charges de ce projet qui regroupe plusieurs partenaires mobilise des expertises dans des domaines variés et implique des études innovantes en matière d'architecture du corps de réacteur, des pompes électromagnétiques du circuit secondaire, des systèmes de surveillance ainsi que des systèmes de conversion d'énergie.

L'option initialement considérée pour cette conversion, le générateur de vapeur sodium-eau, est au centre de ces travaux de thèse. Malgré le choix de l'option sodium-gaz pour l'échangeur de chaleur, le projet ASTRID maintient depuis l'an 2010 la section R&D destinée au développement des techniques d'identification, d'instrumentation et de conception d'un générateur de vapeur sodium-eau, dans une optique de renforcement de la sûreté et l'efficacité d'un tel composant.

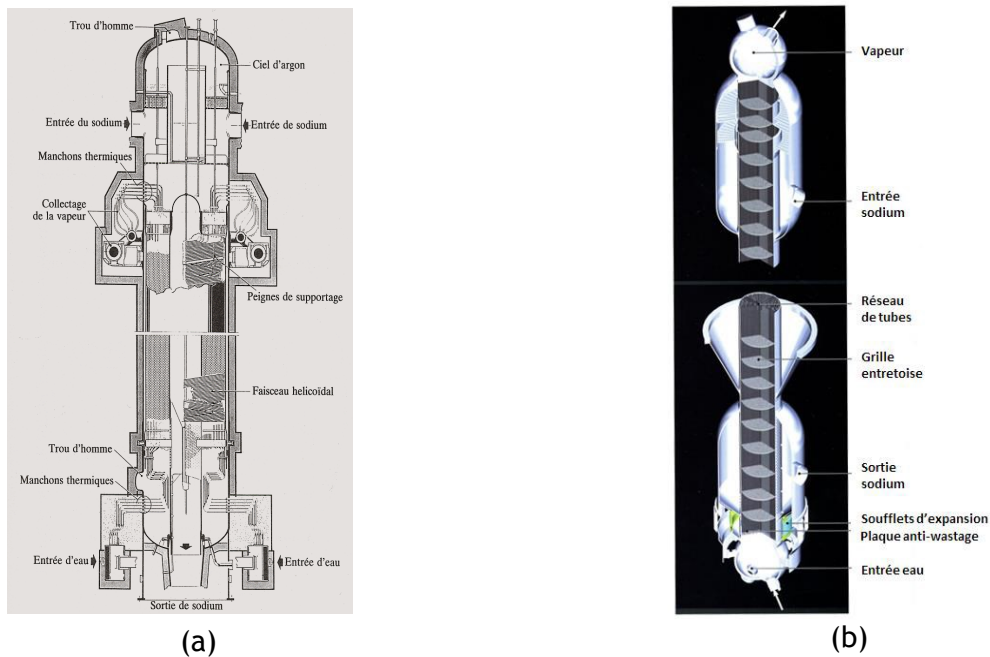
Le générateur de vapeur sodium-eau



A. Schématisation d'un réacteur nucléaire refroidi au sodium

Typiquement, un réacteur nucléaire à caloporteur sodium est composé de quatre circuits (voir figure A):

- Dans la cuve du circuit primaire, la chaleur est générée par les fissions des noyaux d' U_{235} et Pu dans les assemblages combustibles et transmis au sodium liquide.
- Ce sodium transmet sa chaleur à un second circuit (en sodium également) via l'échangeur primaire. Le sodium chaud en sortie de l'échangeur primaire pénètre dans le générateur de vapeur à une température d'environ $540^{\circ}C$ et une pression d'environ 3 bars .
- La chaleur du sodium secondaire est transférée à l'eau liquide du circuit tertiaire à l'intérieur du générateur de vapeur (GV). La vapeur d'eau ainsi produite est à une pression d'environ 180 bars et une température de l'ordre de $530^{\circ}C$. Elle fournit l'énergie mécanique nécessaire pour entraîner les turbines générant l'énergie électrique.
- Le dernier circuit a pour but de refroidir l'eau du tertiaire en sortie des turbines à travers un condenseur. En sortie du celui-ci, l'eau du tertiaire est progressivement réchauffée par des soutirages turbine avant le retour dans le GV.

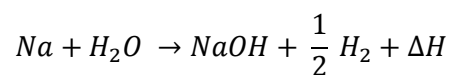


B. Vue de coupe d'un générateur de vapeur avec différentes configurations pour le faisceau de tubes : a) hélicoïdale ; b) droite. Source [Desc10].

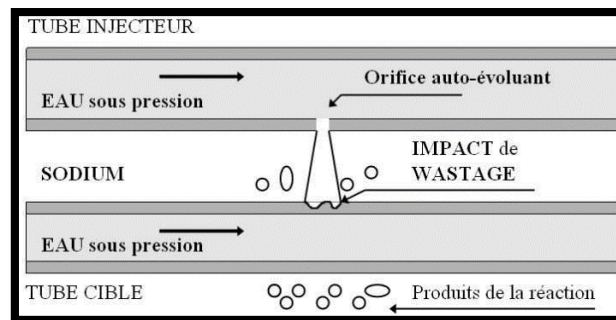
Généralement, un générateur de vapeur sodium-eau est constitué d'une « virole » (terme employé pour désigner l'enveloppe externe) qui comprend un réseau de plusieurs centaines de tubes. Sur le schéma du GV prévu pour EFR, nous pouvons observer plusieurs plaques entretoises destinées à maintenir les tubes dans la virole et à réduire les vibrations de ceux-ci pendant l'écoulement de l'eau et du sodium. Le faisceau de tubes peut épouser une géométrie en U comme pour la figure B.b ou en hélice, comme c'est le cas pour le GV de Super Phénix (figure B. a). Le principe reste cependant toujours le même : le sodium chaud ($T_e^{\text{Na}} = 525^\circ\text{C}$) en provenance du circuit secondaire pénètre par la partie supérieure du GV et circule de haut en bas avec un débit de près de 3,3 t/s (valeur pour SPx) autour d'un faisceau de plusieurs centaines de tubes de faible diamètre ($\phi = 20\text{mm}$), transmettant ainsi sa chaleur à l'eau véhiculée à l'intérieur de ces derniers. Cet échange calorifique s'effectue à travers une épaisseur assez fine d'acier inoxydable (2 mm pour SPx). De ce fait, le générateur de vapeur constitue le principal endroit présentant un réel risque de fuite entre le sodium et l'eau, au vu des contraintes mécaniques et thermiques considérables auxquelles son faisceau de tubes est assujéti.

La réaction sodium-eau : risques et conséquences

Au niveau du GV, les parois des tubes d'échange de chaleur où circule l'eau constituent la seule barrière physique entre ce dernier et le sodium. Ainsi, un défaut d'étanchéité au niveau de ces parois pourrait permettre le passage de l'eau vers l'écoulement du sodium, ce qui conduirait à la mise en place d'une réaction chimique entre le sodium et l'eau. :



Une telle réaction est aussi caractérisée par une température élevée, pouvant théoriquement atteindre 1390°C (équivalent à un dégagement de chaleur de près de $\Delta H = 162 \text{Kj/mol}$). Comme l'hydroxyde de sodium (soude) produit par une telle réaction est très corrosif pour les aciers utilisés dans la conception des générateurs de vapeur, un phénomène d'érosion/corrosion appelé phénomène de « wastage » peut alors apparaître sur les tubes adjacents et provoquer une rupture en chaîne de ces tubes, augmentant ainsi la gravité des conséquences de la fuite [Baq95]. Nous illustrons ce phénomène à la figure C.



C. Illustration de l'impact du phénomène de « wastage » sur les tubes d'une génératrice de vapeur.

On classe généralement les fuites d'eau dans le sodium en fonction de leur débit ou de leur diamètre comme dans le tableau suivant [KYJK10] :

Microfuite	$Q < 0.1 \text{ g/s}$
Fuite primaire (« <i>small leak</i> »)	$0.1 \text{ g/s} < Q < 1 \text{ g/s}$
Fuite secondaire (« <i>intermediate leak</i> »)	$1 \text{ g/s} < Q < 1 \text{ kg/s}$
Fuite tertiaire (« <i>large leak</i> »)	$Q > 1 \text{ kg/s}$

Tableau I-1 : Classification des fuites d'eau dans le sodium suivant leur débit massique

Spécifications des besoins

Nous avons vu que l'évolution rapide d'une fuite d'eau dans le sodium peut entraîner des dommages conséquents à l'intérieur du GV, ce qui peut poser des problèmes pour l'exploitation du réacteur. Les exigences de sûreté imposent le maintien de l'intégrité de l'enveloppe externe du générateur de vapeur en cas d'une réaction sodium-eau afin d'éviter toute aggravation des conséquences de l'incident.

La méthode de détection à envisager doit de ce fait répondre à des critères et contraintes diverses, à commencer par la rapidité et la fiabilité de la détection, y compris dans un environnement bruité. La rapidité de la réponse est calculée depuis le temps d'apparition d'une fuite jusqu'au moment de sa détection.

Pour ASTRID, les réflexions sur le cadre d'application de la détection acoustique DA et les critères qu'elle devra respecter s'inspirent de celles du projet européen EFR. Plus précisément, il s'agit de détecter une fuite d'eau dans le sodium à des stades précoces de celle-ci (débit $\sim 1 \text{ g/s}$) en moins de 10 secondes. Le bruit de fond très important et potentiellement variable de l'installation en fonctionnement risque de mettre en défaut un dispositif de détection basé sur le dépassement du seuil de l'énergie vibratoire. La visualisation directe par des techniques classiques est également difficile en raison de l'opacité du sodium. Des méthodes acoustiques plus élaborées sont donc étudiées par différents pays [Inte07].

Au Commissariat à l'Énergie atomique et aux Énergies alternatives CEA, deux techniques non intrusives sont développées à partir de l'automne 2010 pour la détection du bruit associé avec un signal de fuite en présence d'un bruit ambiant [GGJD90]. La première aborde la problématique de détection du spectre acoustique d'une fuite par les outils de la théorie statistique de la détection et de l'estimation. La validation est réalisée à partir des enregistrements menés durant des injections d'eau dans le sodium sur la maquette SOWART de l'institut IGCAR (*Indira Ghandi Center for Atomic Research*) en Inde et montre une bonne performance de la technique pour les résultats d'injection d'un débit inférieur à 1 g/s sans une connaissance a priori du bruit d'injection [SuNR12]. La méthode nécessite cependant une validation pour des rapports signal-

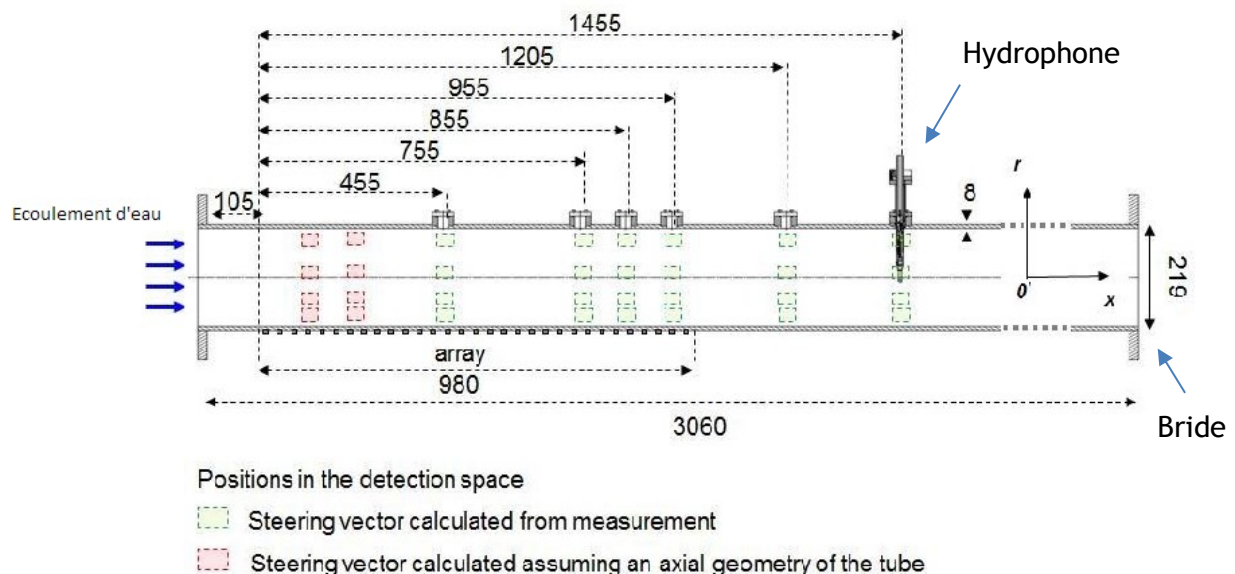
à-bruit inférieurs à ceux disponibles sur SOWART. Les premiers résultats ont donné lieu à une thèse de doctorat soutenue publiquement par Anders Riber en décembre 2016 [Ribe16].

La deuxième technique consiste en l'application d'un traitement d'antenne à un ensemble de mesures vibratoires collectées sur une structure de coque pour représenter la virole externe du générateur de vapeur. Le traitement d'antenne considéré est la formation de voies. Cette approche reçut un intérêt particulier au CEA à la suite de simulations numériques réalisées au Japon par Chikazawa. Celui-ci a mis en évidence l'intérêt particulier de réaliser la combinaison de signaux en provenance de plusieurs capteurs par formation de voies dans le but d'améliorer le rapport signal-à-bruit d'une fuite d'eau dans le sodium [Chik10]. Il s'ensuit un premier travail de thèse mené par J. Moriot au laboratoire de Vibrations acoustiques (LVA) de l'INSA de Lyon, initié à l'automne 2010 en collaboration avec le CEA.

Travaux antérieurs à la thèse, réalisés au LVA

Dans sa thèse, Moriot [Mori13] a étudié l'application de la formation de voies à des signaux vibratoires sur l'enveloppe d'un système physique (c.-à-d. virole du générateur de vapeur) en vue d'augmenter le rapport signal-à-bruit (RSB) de la source acoustique à l'origine de ces vibrations. Il développa des modèles numériques pour des cas académiques afin de simuler les signaux mesurés (virtuellement) par les accéléromètres de l'antenne linéaire considérée. Le premier modèle consistait en une plaque plane infinie en contact avec un fluide lourd et excitée par un monopôle acoustique situé dans ce fluide. L'analyse des déplacements transverses de la plaque a permis d'établir un critère sur l'échantillonnage spatial du champ vibratoire par l'antenne. De plus, Moriot a pu investiguer l'influence d'une excitation pariétale par couche limite turbulente semi-corrélée spatialement sur le champ vibroacoustique de la plaque. Un second modèle consistant en une coque cylindrique élastique infinie remplie d'un fluide lourd a ensuite été considéré. Le caractère « fini » de ce système dans les directions radiales et circonférentielles a fait apparaître un comportement modal. Son impact sur la formation de voies est étudié, suivant différents paramètres (c.-à-d. position de la source, amortissement, fréquence, type de bruit de fond, etc.). Finalement, la méthode est testée expérimentalement sur une maquette composée d'un cylindre en acier rempli d'eau et placée dans un circuit hydraulique dont on maîtrise le débit. La source acoustique censée représenter la fuite est générée à partir d'un hydrophone.

Durant une campagne expérimentale, des mesures d'accélération sont réalisées sur la maquette à l'aide d'accéléromètres piézoélectriques. Ces acquisitions ont montré un décalage entre le champ vibratoire d'une coque lisse infinie simulée numériquement pour générer les vecteurs de pointage et les fonctions de transfert mesurées. Ce décalage a été attribué à la présence de brides de raccordement de la maquette au circuit hydraulique, sur lesquelles les ondes progressives se réfléchiraient, créant un champ de déplacement spatial moins homogène que celui de la simulation numérique.



D. Représentation de la section instrumentée avec les 50 capteurs, la source acoustique et les positions de mesure des vecteurs de pointage dans la thèse de J. Moriot [Mori13a].

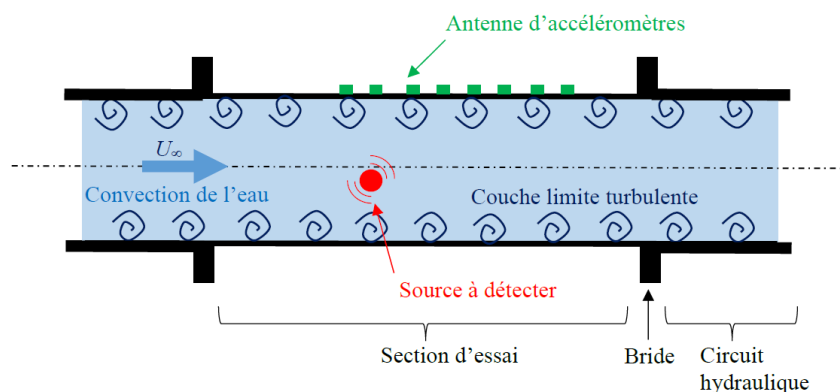
Moriot s'est donc basé sur la mesure expérimentale des vecteurs de pointage sur la maquette en eau pour chacune des 24 positions de l'espace de détection afin de pouvoir tester la formation de voies (figure D). La formation de voies est alors menée de manière purement « expérimentale » et l'on a pu étudier le gain d'antenne pour différents débits et niveaux d'excitation de la source.

La thèse de J. Moriot a montré de manière inédite la versatilité et la robustesse de la mise en œuvre de la formation de voies en champ proche pour des signaux vibratoires sur des modèles académiques de plaque et de coque cylindrique. Sa thèse a permis de plus de tester la méthode expérimentalement, de la valider dans un cas simple et de l'appliquer à une source se rapprochant d'une fuite en présence d'un bruit de fond cohérent. Jusque-là, il n'existait à notre connaissance aucun développement rendu publique qui traite de l'application de la formation de voies pour détecter une source acoustique en champ proche à partir de mesures vibratoires.

Ces travaux se sont poursuivis dans le cadre du Master de C. Marchetto [Marc13] qui a établi un modèle numérique plus représentatif de la réalité du générateur de vapeur, en prenant en compte le réseau de tubes à l'intérieur du GV. Pour faire cela, il utilisa un modèle basé sur la loi de Wood [Wood30], qui permet de calculer une masse volumique et une célérité équivalente pour un système constitué de différents milieux. Dans le cas du GV, les différents milieux à l'intérieur de la cavité où circule le sodium sont l'eau, l'acier et le sodium liquide. Cette modélisation a permis de démontrer que l'état physique du fluide s'écoulant dans les tubes est un facteur déterminant dans l'influence des tubes sur le comportement vibroacoustique global du système étudié. En effet, des tubes remplis d'eau liquide n'ont d'influence qu'à partir d'un nombre suffisamment important, auquel cas la transition entre domaine structurel et domaine acoustique est décalée vers les basses fréquences. En revanche, la présence de vapeur d'eau dans les tubes peut nuire à la détection si le fluide est mal défini. Ceci est probablement attribué au fait que la masse volumique de la vapeur d'eau est d'autant plus éloignée de celle du sodium que la masse volumique de l'eau liquide. Finalement, il a été constaté qu'il fallait normaliser le débit volumique du monopôle en fonction du fluide où il se trouverait [Marc13].

Enjeux de la présente thèse

Des résultats prometteurs ont été obtenus dans la thèse de J. Moriot. Cependant, ceux-ci ont été obtenus à partir modèles numériques académiques (plaque ou coque infinie couplée à un fluide lourd) ou à partir de données expérimentales pour quelques fréquences harmoniques uniquement. Par ailleurs, les performances en termes de gain d'antenne et de localisation se sont avérées réduites pour les vitesses d'écoulement les plus fortes. Avant de complexifier le problème pour se rapprocher d'un générateur de vapeur, il est apparu nécessaire de mener de nouvelles investigations sur la maquette développée dans la thèse de J. Moriot afin de mieux maîtriser les phénomènes physiques qui peuvent intervenir sur la formation de voies. Dans cette thèse, on se placera donc dans la configuration présentée à la figure D : la source à détecter consiste en un hydrophone en mode émission placé à l'intérieur de la maquette (c.-à-d. conduite cylindrique) qui est elle-même reliée au circuit hydraulique par deux brides. Le bruit perturbateur est induit par l'écoulement de l'eau qui est supposé turbulent à partir d'un certain débit. L'antenne est composée de 25 accéléromètres placés sur la conduite d'essai. L'objectif de la formation de voies est de traiter simultanément les 25 signaux (c.-à-d. filtrage spatial) pour faire ressortir le signal de la source tout en rejetant le bruit vibratoire induit par l'écoulement.



E. Représentation schématique de la configuration considérée pour étudier les performances de la formation de voies vibroacoustique.

Les objectifs de la thèse ont été définis ainsi :

- Améliorer le modèle vibroacoustique par la prise en compte de l'effet des brides et analyser les résultats pour mieux comprendre les phénomènes physiques influençant les vecteurs de pointage ;
- Développer un modèle vibroacoustique de la coque avec les brides pour une excitation par couche limite turbulente et analyser les corrélations spatiales des vibrations résultantes ;
- Étudier les corrélations mesures/calculs à la fois pour des excitations monopolaires (c.-à-d. hydrophone) et pour des excitations aléatoires (c.-à-d. bruit dû à l'écoulement) ;
- Étudier les niveaux en sortie de formation de voies, soit à partir de signaux synthétisés à partir des modèles numériques développés (signal et bruit), soit à partir des mesures ;
- Étudier l'influence de différentes configurations d'antenne sur la formation de voies.

Ainsi, nous présentons au chapitre suivant un état de l'art des principales thématiques abordées dans le cadre de cette étude, à commencer par le retour d'expérience sur la détection acoustique des réactions sodium-eau, les méthodes de formation de voies existantes et utilisées dans le cadre de notre application, en plus des domaines de la modélisation des structures cylindriques chargées de fluide lourd et couplées à des raidisseurs. Finalement, nous nous intéresserons à la littérature axée sur la modélisation de la réponse vibratoire d'une structure plane soumise à une excitation aléatoire. Par la suite, nous développerons dans des chapitres séparés la problématique vibroacoustique de coque raidie, l'interaction structure-écoulement ainsi que la formation de voies. Nous consacrons aussi un chapitre à la campagne expérimentale menée dans le cadre de cette thèse.

CHAPITRE I

ÉTAT DE L'ART

« I have no special talent.

I am only passionately curious »

A. Einstein

Dans ce chapitre, nous présentons l'état de l'art relatif à chacune de trois thématiques abordées dans le cadre de nos travaux, à commencer par le retour d'expérience sur la détection des réactions sodium-eau. Nous nous pencherons ensuite sur la littérature qui traite du comportement vibratoire et acoustique des coques cylindriques, à commencer par les théories de coque *in vacuo*, du couplage avec un fluide lourd et la présence de raidisseurs. Par ailleurs, nous aborderons le problème de modélisation de structures complexes à partir de structures plus simples grâce à la « théorie de sous-structuration ». Nous y présenterons l'approche des admittances circonférentielles qui nous permettra de créer notre modèle de coque mince raidie². Finalement, nous nous intéresserons à la modélisation de la réponse vibroacoustique d'une structure excitée par une couche limite turbulente, avant de conclure par le plan des chapitres suivants dans ce manuscrit.

I.1. Synthèse du retour d'expérience sur la détection acoustique d'une RSE

L'avènement du projet ASTRID en France a impliqué plusieurs études du cadre de développement de la détection acoustique pour le générateur de vapeur. Ce développement est enrichi par les essais (en laboratoire ou sur des prototypes) réalisés pour étudier la performance des techniques de détection acoustique d'une fuite d'eau dans le sodium.

Les méthodes de détection peuvent être réparties entre détection active ou passive, selon leur caractère intrusif dans le générateur de vapeur. Nous les rappelons brièvement dans cette section puisqu'elles ont précédemment fait l'objet d'une description détaillée dans [Mori13]. La majorité des informations exposées ci-après sont recensées dans deux documents en diffusion interne au CEA [Desc10] et AREVA-Framatome [Tiss13]. Nous nous concentrerons ainsi à la présentation plus détaillée de la détection acoustique passive (DAP³) dans le cadre de ce travail.

² Le terme « raidie » est utilisé en abus de langage ici pour désigner la coque couplée à deux raidisseurs circonférentiels

³ Détection Acoustique Passive

I.1.A. Principe de la DA et limitation des méthodes

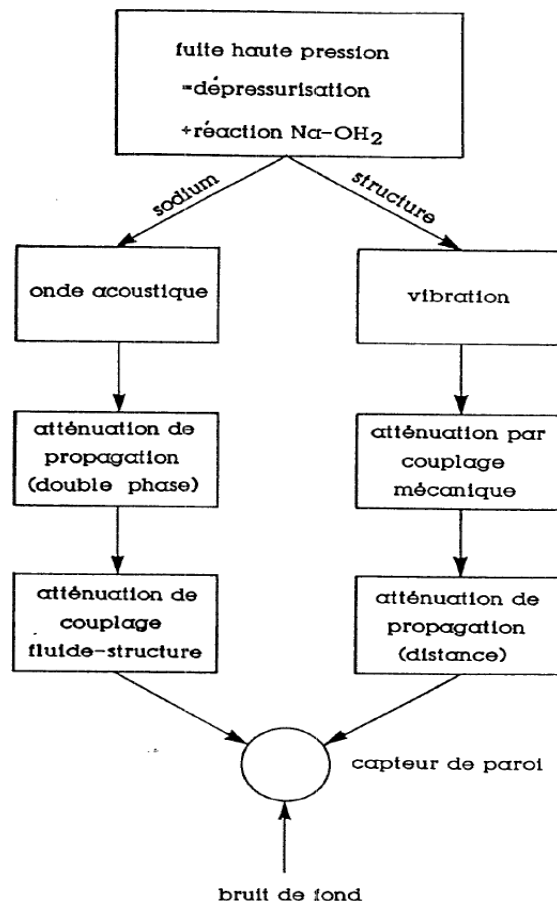


Figure I.1. Représentation schématique de la transmission des ondes élastiques entre la source (fuite ou injection) et un capteur en paroi. Source [Desc10].

Nous présentons à la Figure I.1 un schéma de la transmission des ondes élastiques émises par une fuite d'eau ou de vapeur vers un capteur de paroi ainsi que le mécanisme de vibration qui en découle dans le fluide et dans la structure solide. Le couplage entre les deux milieux, qui implique un échange d'énergie mécanique, rend complexe la propagation des vibrations depuis la source jusqu'à l'enveloppe extérieure du générateur de vapeur [Desc10] [Leis73].

La détection acoustique passive consiste en une analyse continue des vibrations de la virole externe du GV pour détecter d'éventuelles variations de celles-ci causées par une réaction sodium-eau. De ce fait, la principale difficulté de cette technique réside dans sa capacité à maximiser le taux de détection tout en minimisant le nombre de fausses alarmes. Ces dernières sont majoritairement dues à des phénomènes aléatoires dont le bruit est large bande (chocs mécaniques, frottements, etc.) et qui seront susceptibles d'apparaître en l'état normal de fonctionnement.

D'autre part, la détection acoustique active consiste généralement à détecter l'atténuation de signaux acoustiques après passage par un nuage de bulles formé par la réaction entre le sodium et l'eau. Cette technique implique l'emploi d'émetteurs tandis que la méthode passive utilise uniquement des capteurs en « écoute ».

I.1.B. Synthèse des résultats des essais sur boucles et réacteurs

La majorité des dispositifs de simulation de fuite partent du même principe d'injection de gaz inerte sous haute pression dans le sodium à travers un orifice de faible diamètre.

En France

À Cadarache, des injections d'eau, d'argon et d'hélium sur le circuit GRIGNOTIN dans les années 80' ont permis de comparer des simulations de spectres avec les spectres d'une fuite réelle (eau ou vapeur) dans le réservoir d'expansion. Les observations faites ont permis de constater une similitude acceptable de l'émission acoustique dans la plage 10 – 100 kHz [GaDe84].

Sur Phénix, cinq capteurs accéléromètres et un injecteur à gaz à pression variable ont été fixés en partie haute du resurchauffeur pour l'estimation du bruit dans le GV pendant des conditions nominales de fonctionnement de ce dernier. Plus tard, six capteurs équipés de préamplificateurs furent fixés sur les collecteurs du GV pour obtenir des informations sur ses trois étages. Par ailleurs, trois essais d'injection d'eau ont été réalisés sur une maquette de GV en hélice représentant Super Phénix (entre 1976 – 1977) [GaDe84]. Par la suite, des injections d'argon à basse et haute pression (quelques bars et > 160 bars) ont eu lieu sur Super Phénix entre les années 1985 et 1994. De même des injections d'eau, d'argon et d'hélium prirent place sur le réacteur PFR durant la fin de vie du réacteur (1993 – 1994). À la différence de l'instrumentation sur Phénix et Super Phénix où les capteurs étaient des accéléromètres piézoélectriques fixés sur des guides d'ondes soudés à la virole externe du générateur de vapeur, PFR était équipé de 12 transducteurs montés sur des guides d'ondes dans les trois étages du GV (évaporateur, réchauffeur et surchauffeur) [Lori88, Tiss13].

D'après [Desc10], ces essais ont contribué à la classification des principales sources acoustiques dans un générateur de vapeur durant une période de fonctionnement « normal » du réacteur. Celles-ci regroupent l'ensemble des phénomènes permanents et/ou transitoires à l'origine d'émission d'ondes acoustiques large bande, tel que :

- Le bruit d'écoulement du sodium
- Le bruit d'ébullition de l'eau dans les tubes
- Les contraintes thermiques
- Les frottements des structures (tubes/grilles) et divers chocs mécaniques
- Le bruit des machines tournantes (pompes, moteurs)

Cette liste reste non exhaustive puisque des bruits parasites imprévisibles et de nature a priori inconnue peuvent apparaître durant le fonctionnement nominal d'un générateur de vapeur. Cependant, les bruits cités ci-dessus possèdent des propriétés spatio-temporelles propres qui peuvent être, en théorie, décrites par un modèle analytique.

L'origine de ces bruits ont pu être distinguées des sources acoustiques supplémentaires générées pendant une fuite d'eau dans le sodium, dont :

- Vibrations de la structure due à l'éjection de l'eau ou de la vapeur à travers la structure
- Les ondes de pression due à la formation, l'oscillation et la turbulence du jet de bulle (H_2O, H_2) dans le sodium (à partir d'un débit de fuite supérieur à 1 kg/s).
- Les ondes de contraintes dues à l'élévation rapide de la température des structures près de la fuite.

Les essais ont aussi permis d'attribuer, aux diverses sources de bruit, la bande de fréquence correspondante. Par conséquent, on a remarqué que la détection par dépassement de seuil semblait possible en hautes fréquences [50 – 300 kHz], mais qu'elle était faisable en basses fréquences dans une

bande étroite de [200 – 1000 Hz]. Une équipe de l'entreprise RMS qui se chargeait de la numérisation des signaux d'enregistrements sur SPx en arriva à la même constatation, ce qui renforça cette hypothèse [Desc10]. La détection acoustique passive pouvait ainsi être envisagée en complément des systèmes de détection à l'hydrogène pour de faibles débits de fuite.

Le système GAAD aux États-Unis

Aux États-Unis, les entreprises General Electric et Rockwell International ont développé deux systèmes de détection de fuite dans le cadre du projet GAAD (General Electric Advanced Acoustic Detection) au cours des années 80. Dans trois papiers édités entre 1980 et 1985 au sein de l'ANS (American Nuclear Society), Greene et collab. présentent de manière exhaustive le cadre du développement et de la mise en place de ces deux systèmes, le premier étant destiné à une détection en basses fréquences (≤ 10 kHz) et le deuxième à une détection à haute fréquence (200 – 300 kHz) [GMMD84, GrAh80, GrAM80].

Les systèmes développés étaient destinés à faire partie d'une unité intermédiaire de détection intégrée acoustique/chimique. Pendant ces travaux, des mesures de bruit de fond pour divers régimes de fonctionnement eurent aussi lieu. Les divers essais ont convergé sur les niveaux du bruit de fond pour un régime de fonctionnement donné, ce qui a permis de crédibiliser l'hypothèse selon laquelle le bruit de fond d'une centrale nucléaire ne varie que très peu, voire pas du tout en fonction du temps. Cette stabilité facilite la calibration d'un système de détection acoustique passive dans le temps.

Un système complet visant à effectuer une détection passive d'une micro-fuite d'eau dans le sodium a été mis au point ainsi que le prototype ayant servi à la validation expérimentale de la méthode.

Il a alors été démontré que des accéléromètres classiques attachés à des isolateurs thermiques dédiés en céramique sont compatibles avec les conditions de fonctionnement d'une centrale. Un matériel de conditionnement analogue/digital a aussi été conçu. Des méthodes de formation de voies dans le domaine temporel et fréquentiel ont été appliquées à des signaux de fuites (réelles et simulées). Les résultats présentés semblent démontrer la faisabilité de l'étude dans le cadre du fonctionnement d'un réacteur à neutrons rapides refroidi par un métal liquide LMFBR.

Formation de voies pour la détection d'une RSE

L'arrêt définitif du réacteur Super Phénix en 1997 a entraîné la fin des études sur la détection acoustique. Cependant, les orientations récentes des Russes et des Indiens en plus d'études menées en Corée du Sud et au Japon ont ramené ce sujet au centre des intérêts [Tiss13].

Moriot présente les spectres acoustiques pour de faibles débits d'injection d'eau (entre 0,03 g/s et 0,183 g/s) dans du sodium liquide réalisés en Corée par Kim et al en 2008 [KYJK10]. Ces essais ont permis de fixer, d'une part, la plage de fréquence entre 500 et 4 kHz comme étant la bande de fréquence relative à l'émission des ondes acoustiques lors de l'oscillation des bulles d'hydrogène [Mori13] et d'autre part, de détecter les petites et microfuites par un réseau de neurones.

Au Japon, Chikazawa [Chik10] met en place une simulation de sources bruit de fond où il introduit le signal d'une véritable RSE. En utilisant cinq capteurs accéléromètres, Chikazawa montre que la combinaison par méthode de formation de voies des capteurs améliore le rapport signal-à-bruit de la fuite par rapport à l'emploi d'un seul capteur.

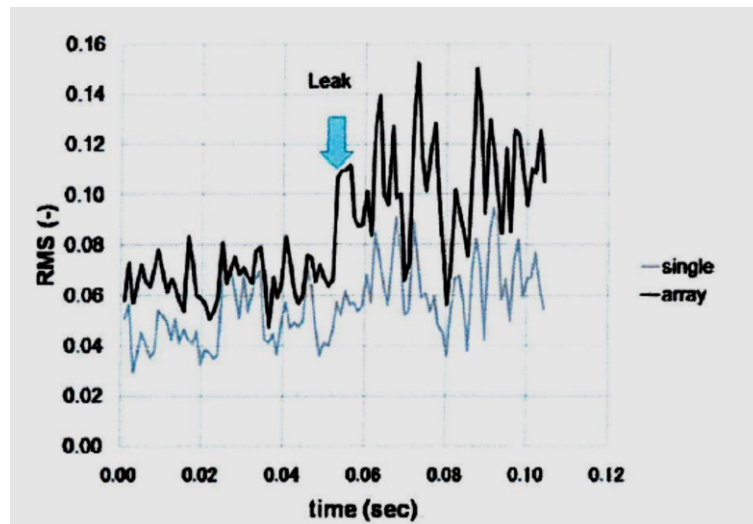


Figure I.2. Comparaison des antennes à un seul et 5 capteurs. Source [Chik10].

Par la suite, nous nous intéressons donc aux techniques de traitement d'antenne, en particulier la formation de voies. L'emploi de cette technique pour la détection de petites fuites dans un générateur de vapeur a fait l'objet des travaux de thèse de Moriot [MMGG15, Mori13].

I.2. Techniques de traitement d'antenne

Le traitement d'antenne évoque d'abord un élément sensible plongé dans un milieu extérieur où se propagent des ondes. De manière générale, on parle de « propagation » dès qu'une information temporelle, spatiale ou spatio-temporelle est transportée dans un milieu donné et enregistrée par des « capteurs » [SaAr07]. L'essence même du traitement de signal dans ce cas est de démoduler les signaux porteurs d'informations spatio-temporelles distinctes : on a alors affaire à un traitement spatio-temporel. Dès lors, les méthodes de traitement d'antenne s'appliquent.

Concrètement, le terme « antenne » désigne donc un réseau d'éléments sensibles destinés à « capturer » une partie du champ extérieur (si possible sans le perturber) et à fournir un signal (généralement électrique) à un dispositif qui va le transformer de manière à satisfaire les attentes de l'utilisateur (démodulation, analyse spectrale, etc.). Pour le cas qui nous intéresse, les capteurs délivrent un ensemble de signaux qui correspondent aux valeurs d'un champ vibratoire. Cette nature propagatrice confère à la thématique du traitement d'antenne une spécificité des notions et du vocabulaire.

Kopp souligne dans [Kopp03a] que la différence majeure qui existe entre les techniques de traitement d'antenne et celles du traitement de signal en général revient à la nature vectorielle des signaux, due à la propagation des ondes. De plus, l'application des méthodes de traitement de signal vise le plus souvent à extraire une information précise (dont l'« aspect » est supposément connu) d'un signal donné dans le but de parvenir à comprendre et à classifier celui-ci, tandis que le traitement d'antenne se démarque comme une application des méthodes de filtrage qui vise à améliorer la qualité du signal reçu [Bjor08].

L'idée de base du filtrage « spatial » peut être illustrée par un système linéaire à K entrées (K étant le nombre de capteurs) et une seule sortie [Kopp03b] [HaWh08]. La relation générale de transformation d'un signal vectoriel $\vec{x}(t)$ à K composants en un signal à une composante s'écrit : [Sloy00a] [LeML99],

$$\vec{y}(t) = H^+(t - u) * \vec{x}(t) \quad (I-1)$$

Où $H(t)$ est la matrice de convolution de la réponse impulsionnelle du filtre (dans le cas d'un filtre « spatial », H est plutôt un vecteur), tel que $H^+ = \text{conj}(H^T)$.

Cette relation décrit la convolution de $H^+(t)$ avec le signal $\vec{x}(t)$ enregistré par un réseau de capteurs.

I.2.A. Principe général de la formation de voies

La méthode la plus connue pour localiser des sources dans un espace euclidien est la formation de voies (« beamforming », en anglais). Cette technique consiste à synchroniser des signaux reçus avec un certain retard sur les capteurs d'une antenne et à les sommer de manière à amplifier un signal aux dépens du bruit qui existerait dans le milieu de propagation (tout milieu supposé linéaire étant soumis à la validité de la théorie de superposition des ondes) [VaBu88]. En pratique, une antenne de capteurs mesure le champ de pression émis par une source dans un milieu acoustique. Un facteur de pondération est ensuite appliqué sur les signaux mesurés par chacun des capteurs en supposant une position donnée de la source dans l'espace de détection Ω . Cette position est déterminée en sommant les contributions des différents signaux enregistrés puis filtrés. L'espace de détection Ω quant à lui se composerait d'un ensemble de points ou « nœuds » à la position desquels l'on suppose l'existence d'une source émettrice.

Les techniques de traitement d'antenne possèdent un grand intérêt pour des applications dans le domaine naval militaire, depuis avant la Seconde Guerre mondiale [Uric84]. Ces techniques débutèrent avec le calcul de la transformée de Fourier des données échantillonnées dans un domaine spatio-temporel [KrVi96]. Il était alors question de localiser une source acoustique (généralement émise par un sous-marin ennemi) à partir de la fusion des données de mesure d'un champ de pression sur une antenne plongée dans le milieu acoustique (l'espace de détection). On parlait alors de sonar « passif ». Ces techniques ont ensuite évolué pour être appliquées à des cas plus spécifiques et font l'objet de développements continus jusqu'à nos jours. Nous citons les travaux de [MOFL11] et [CPLB17] en ce qui concerne l'application du filtrage spatial pour la reconstruction de sources mobiles, ceux de Tiana et al. [TiJG10] pour l'usage de la décomposition du son en séries harmoniques circulaires comme alternative à la méthode classique de Bartlett, ainsi que le travail de McLaskey [McGG10] qui porte sur la surveillance de larges structures par l'adaptation de la formation de voies aux méthodes de l'émission acoustique pour la localisation de sources de bruit.

La formation de voies présente notamment des avantages pour la reconstruction de sources en champ proche par rapport à la méthode de l'holographie acoustique NAH⁴. En effet, la formation de voies permet la recombinaison de l'information de sources en hautes fréquences pour lesquelles il serait rédhibitoire de réaliser des mesures d'holographie acoustique (voir [Hald08] pour plus de détails). Nous citons cependant les travaux de C. CHESNAIS sur le sujet de la NAH, pour la caractérisation des phénomènes de vibration lorsqu'une mesure directe est impossible et la réduction de nombre de mesures nécessaires pour la reconstruction de champ de déplacement sur une plaque [CTTG16], [Ches16].

La formation de voies en ondes planes a été présentée par J. Moriot dans l'étude bibliographique de sa thèse [Mori13]. De ce fait, nous ne reprenons pas l'expression de la formation de voies en champ lointain (ondes planes), mais nous rappelons le principe général de formation de voies pour une source quelconque avec bruit de fond, et en particulier pour une source en champ proche. Nous en profitons pour introduire le formalisme et vocabulaire propre à cette technique, que nous utiliserons de manière récurrente par la suite, notamment les notions de « cohérence spatiale », de « gain d'antenne », ainsi que de « fonction d'ambiguïté ». Nous exposerons enfin les diverses techniques d'optimisation de la formation de voies, en comparaison aux techniques dites « classiques » relatives au « filtre adapté spatial » [Kopp03a].

Nous admettrons par la suite que les signaux mesurés par l'antenne sont des processus aléatoires caractérisés par leurs fonctions de corrélation, ou de manière équivalente, par leurs densités spectrales.

Notion de cohérence

La notion d'onde propagative implique l'existence d'une corrélation entre les grandeurs présentes en deux points distincts dans l'espace, mais également dans le temps. Le signal vectoriel reçu par l'antenne est un mélange de signaux utiles et de signaux indésirables (bruit). [Kopp03b]. La possibilité de définir un traitement d'antenne est fondée sur l'existence d'une ressemblance entre les signaux reçus par les divers capteurs de l'antenne (en admettant que le signal « utile » est toujours un signal qui se

⁴ Nearfield Acoustic Holography

propage) immergée dans un espace de détection donné. Cette ressemblance désigne la « cohérence » du signal.

On note $v_i(t) = v(r_i, t)$ la vibration mesurée par le capteur i situé à la position r_i et $v_i(\omega)$ sa transformée de Fourier temporelle. Pour de tels processus $v_i(t)$, la fonction de corrélation $l(\tau)$ et la densité spectrale $\gamma(\omega)$ sont définies respectivement par [Pasc09] :

$$l(\tau) = \langle v(t)v(t - \tau) \rangle \quad (\text{I-2})$$

Et

$$\gamma(\omega) = \int_R l(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (\text{I-3})$$

On peut généraliser ces expressions à un vecteur de signaux $\vec{V}(t)$ [MMGG15] :

$$[I(\tau)]_{ij} = \langle \vec{V}_i(t) \vec{V}_j(t - \tau) \rangle \quad (\text{I-4})$$

La transformée de Fourier temporelle de la matrice donnée par (I-4) est appelée matrice interspectrale du vecteur $\vec{V}(t)$ qui correspond au signal mesuré. Elle est constituée, terme à terme, des densités spectrales croisées :

$$[\Gamma(\omega)]_{ij} = \int_R I_{ij}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (\text{I-5})$$

Le signal reçu par les capteurs de l'antenne résulte de la propagation du signal de la source acoustique (qu'on désigne par « signal source ») à travers le milieu « acoustique » jusqu'aux capteurs. La contribution de cette source sur tous les capteurs (au nombre de M) est alors regroupée dans le vecteur \vec{H}_s :

$$\vec{H}_s = [H_{1s} \ H_{2s} \ \dots \ H_{is} \ \dots \ H_{Ms}]^T \quad (\text{I-6})$$

Les composantes du vecteur \vec{H}_s sont les fonctions de transfert entre chacun des capteurs de l'antenne et la source. Elles sont définies suivant l'expression du champ de pression au niveau de l'antenne et la nature des capteurs (microphones, capteurs de déplacement, accéléromètres).

On peut alors exprimer l'interspectre des signaux reçus par les capteurs de l'antenne comme le produit matriciel des fonctions de transfert \vec{H}_s par leur conjugué hermitien donné par le vecteur \vec{H}_s^\dagger :

$$\Gamma_s = \vec{H}_s \vec{H}_s^\dagger. \quad (\text{I-7})$$

On normalise généralement le signal reçu par l'antenne par celui reçu sur un capteur de référence, que l'on choisira comme étant le capteur mesurant le signal le plus fort (c.-à-d. la densité spectrale la plus élevée de la valeur mesurée). La composante du vecteur source correspondant au capteur de référence est alors toujours égale à 1. On note $\bar{\bar{H}}_s$ les fonctions de transfert normalisées par rapport au capteur de référence et σ_s l'autospectre du capteur de référence. On peut alors exprimer l'interspectre des signaux reçus par les capteurs de l'antenne des vecteurs sources :

$$\Gamma_s = \sigma_s \bar{\bar{H}}_s \bar{\bar{H}}_s^\dagger. \quad (\text{I-8})$$

La localisation de la source par formation de voies passe par l'application d'un filtre spatial défini par le vecteur de pointage \vec{F}_u , sur la matrice interspectrale des capteurs. L'indice u fait référence à la

position de la source « pointée » par le filtrage dans l'espace de détection Ω . Le vecteur de pointage est choisi de manière à maximiser le produit au niveau de la source :

$$\vec{F}_u = \frac{\vec{H}_u}{\|\vec{H}_u\|^2} \quad (\text{I-9})$$

Ambiguïté et Gain

On considère maintenant que la mesure du signal source par l'antenne des capteurs est bruitée par un bruit de fond dont l'interspectre est noté :

$$\Gamma_{BdF} = \sigma_{BdF} J_{BdF} \quad (\text{I-10})$$

Où σ_{BdF} est l'autospectre du bruit de fond sur le capteur de référence et J_{BdF} est la matrice de cohérence spatiale du bruit sur les capteurs de l'antenne.

Dans un contexte de générateur de vapeur comme celui étudié dans le cadre de ce travail de thèse, les sources de bruit de fond peuvent être nombreuses et d'origines différentes (ébullition, action mécanique des pompes sur la virole, vibration de tubes vapeur, etc.). Si l'on suppose qu'elles sont indépendantes de la source à détecter (ce qui est souvent le cas lorsque les deux sources sont d'origines différentes), alors on peut décomposer la matrice interspectrale du signal mesuré par les capteurs comme une somme de matrices interspectrales :

$$\Gamma = \Gamma_{BdF} + \Gamma_S \quad (\text{I-11})$$

Où les interspectres sont exprimés comme le produit d'une amplitude spectrale σ par une matrice normalisée. La normalisation des interspectres doit se faire par rapport au même « capteur de référence » afin de maintenir la cohérence de la formulation mathématique. Généralement, le signal reçu par l'antenne est normalisé par l'autospectre du capteur mesurant le signal le plus fort.

L'interspectre mesuré noté Γ constitue donc une mesure bruitée. Le filtrage spatial du signal mesuré Γ s'écrit :

$$\zeta_u = \vec{F}_u^+ \Gamma \vec{F}_u \quad (\text{I-12})$$

La valeur en sortie de formation de voies ζ_u est la densité spectrale du signal filtré lorsque le filtrage « pointe » sur la position u dans l'espace de détection. L'expansion du terme interspectral dans (I-12) donne :

$$\zeta_u = \sigma_S \left(\vec{F}_u^+ \left(\vec{H}_S \vec{H}_S^+ \right) \vec{F}_u \right) + \sigma_{BdF} \left(\vec{F}_u^+ J_{BdF} \vec{F}_u \right) \quad (\text{I-13})$$

L'expression (I-13) fait apparaître deux grandeurs importantes du traitement d'antenne, ζ_S et ζ_{BdF} qui sont les termes de gauche et de droite du second membre de l'expression, respectivement les valeurs en sortie du filtrage de la source seule et du bruit de fond seul lorsque le filtrage pointe sur la position s de la source. Le filtrage du signal source par le traitement d'antenne correspond au premier terme (au terme σ_S près). On le nomme fonction de directivité (ou fonction d'ambiguïté) à la position u :

$$D_u = \vec{F}_u^+ \left(\vec{H}_S \vec{H}_S^+ \right) \vec{F}_u \quad (\text{I-14})$$

La fonction D_u s'interprète algébriquement de manière simple, puisqu'il s'agit d'un produit scalaire entre le vecteur « traitement » et le vecteur « source ». La fonction de directivité D_s de l'antenne est la composante du signal de sortie provenant de la source à détecter.

$$D_s = \overrightarrow{F_{u=s}^+} \left(\overrightarrow{H_s} \overrightarrow{H_s^+} \right) \overrightarrow{F_{u=s}} \quad (\text{I-15})$$

Dans un cas idéal, c'est-à-dire lorsque la région visée par le traitement correspond à la position effective de la source que l'on souhaite détecter, $D_s = 1$. le gain d'antenne G est le gain apporté par le traitement d'antenne par rapport au gain qui serait apporté si on utilisait un seul capteur. On souhaite que ce gain soit maximal c.-à-d. on souhaiterait avoir $D_s = 1$ et $D_u = 0$ dans tous les autres cas.

$$G = \frac{\frac{\zeta_s^S}{\zeta_{BdF}^S}}{\frac{\sigma_s}{\sigma_{BdF}}} = \frac{D_s}{F_s^+ J_{BdF} F_s} \quad (\text{I-16})$$

L'optimisation du traitement passe par l'optimisation de la géométrie de l'antenne et du vecteur de pointage, qui est propre à chaque problème. D'après la relation (I-16), on voit que le vecteur de pointage $\overrightarrow{F_u}$ qui maximise le gain d'antenne doit être aligné sur le vecteur source et orthogonal au bruit de fond. Dans l'hypothèse où l'on connaît le signal recherché (c.-à-d. on connaît la position approximative et la nature de la source et les fonctions de transfert entre la source et les capteurs de l'antenne), il reste à optimiser le vecteur de pointage vis-à-vis du bruit de fond. Dans la partie optimisation, on parlera uniquement de l'ajustement du vecteur de pointage.

I.2.B. Formation de voies « statistiquement optimisée »

Selon [Van96], on peut classifier les diverses techniques de formation de voies en deux grandes familles, suivant l'existence ou non de suffisamment d'informations « source » pour filtrer le signal désiré :

- Les techniques de formation de voies « statistiquement optimisées » où la pondération (c.-à-d. les vecteurs de pointage) du signal source est basée sur les données statistiques reçues par les capteurs de l'antenne. Pour la majorité des techniques que regroupe cette catégorie, les vecteurs de pointage sont calculés de manière à limiter la contribution de bruit et signaux en provenance d'autres directions que celle de la direction désirée.
- Les techniques de formation de voies « adaptative » pour des cas où l'information sur le signal « source » est inconnue ou varie en fonction du temps. La détermination des vecteurs de pointage se fait alors en utilisant des algorithmes adaptés.

La deuxième technique ne fera pas l'objet de développement dans ce manuscrit, ainsi nous ne rentrerons pas dans ces détails. Nous pouvons cependant citer les références suivantes : [KrVi96] [WiSB86], [WaJe15], [Vant02], [Pede08] pour une explication détaillée de la thématique.

Par la suite, nous détaillerons quatre des techniques « statistiquement optimisées » les plus usitées. Nous nous basons principalement sur [VAN96] et [WAR15Je] dans l'exposition de ces méthodes.

Maximisation du rapport signal-à-bruit (Max SNR)

Pour cette technique, la pondération (vecteurs de pointage) est définie de manière à maximiser le RSB en sortie du filtrage. Rappelons que le rapport signal-à-bruit pour la formation de voies s'écrit [Sloy00b, Vant02], [TaSh14]:.

$$\beta = SNR_{out} = \frac{F^+ \Gamma_s F}{F^+ \Gamma_{BdF} F} \quad (I-17)$$

Afin de remonter à la valeur de F pour laquelle la valeur de β est maximale, il faut remonter aux racines de l'équation de la dérivée de β par rapport à F :

$$\frac{\delta \beta}{\delta F^+} = 0 \quad (I-18)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\Gamma_s F F^+ \Gamma_{BdF} F - F^+ \Gamma_s F \Gamma_{BdF} F}{(F^+ \Gamma_{BdF} F)^2} = 0 \quad (I-19)$$

En simplifiant à droite par le terme $F^+ \Gamma_{BdF} F$, il en résulte :

$$\frac{\Gamma_s F - \beta \Gamma_{BdF} F}{F^+ \Gamma_{BdF} F} = 0 \quad (I-20)$$

Ce qui donne :

$$\Gamma_{BdF}^{-1} \Gamma_s F = \beta F \quad (I-21)$$

La résolution de ce problème passe par l'estimation des valeurs propres du système [Sloy00c]. Notre but étant de maximiser le rapport signal-à-bruit en sortie de la formation de voies SNR_{out} (soit β) la solution recherchée pour F^+ sera le vecteur propre avec la valeur propre la plus élevée :

$$\Gamma_{BdF}^{-1} \Gamma_s F^{opt} = \lambda_{max} F^{opt} \quad (I-22)$$

L'inconvénient de cette méthode réside dans la nécessité de résoudre un problème aux valeurs propres généralisées, ce qui peut induire des problèmes numériques, notamment dans le cas où les matrices de source et de bruit ne sont pas symétriques. Elle suppose aussi la connaissance préalable de la matrice de bruit.

Méthode MSC (*Multiple Side-lobe Cancellor*)

Cette technique consiste à choisir la pondération de manière à rejeter les interférences avec le signal d'intérêt. Pour ce genre de traitement, une antenne constituée par un seul élément sensible (généralement un microphone) est supposée recevoir le signal « source » tandis qu'un réseau de capteurs reçoit les signaux « auxiliaires » (a priori ne comprenant pas le bruit).

Soit x_p le signal en sortie de la formation de voies de l'antenne et x les sorties auxiliaires, la sortie du système global est : $x_{out} = x_p - F^H x$ où F^H sont obtenus à partir des mesures en sortie des capteurs en absence du signal source :

$$F = \underbrace{\underset{F}{\operatorname{argmin}}}_{F} (E [|x_p - F^H x|^2]) \quad (I-23)$$

L'inconvénient de cette méthode est l'impossibilité de s'assurer de l'absence de tout signal source dans les interférences. Son application reste donc assujettie à une possible perte de l'information.

Méthode du signal de référence (*Minimum Mean Squarred Error*)

Cette technique est basée sur le principe de l'orthogonalité qui stipule que la meilleure approximation d'un signal donné existe lorsque l'erreur est parfaitement orthogonale au signal (voir

[Van96] et [WAR15Je]. Ce principe pourrait rendre obsolète le recours à la formation de voies à partir du moment où il nécessite une connaissance a priori du signal recherché. Cependant, il revêt un certain intérêt dans des situations où suffisamment d'informations sont disponibles (à partir d'un modèle préconçu par exemple) pour permettre la génération d'un signal qui lui est similaire. La MMSE est définie pour le cas d'une onde plane porteuse d'un signal $s(t)$ par le problème de minimisation suivant :

$$F = \underbrace{\operatorname{argmin}}_F (E [|s - F^+x|^2]) \quad (I-24)$$

Méthode LMVDR (*Linearly Variant Minimum Variance Beamforming Distortion-less Response*)

Cette technique repose sur une approche assez générale qui découle des problèmes classiques d'optimisation de variables. Elle est particulièrement plébiscitée dans des cas où aucune information n'est disponible sur le signal recherché, ce qui pourrait induire son rejet par méthode MSC et empêche le recours à la MMSE ou à l'outil de maximisation du RSB.

L'idée de base du LVMBDR consiste à filtrer un signal moyennant un certain nombre de contraintes qui peuvent découler d'un besoin de contrôler l'aspect du lobe principal, ou qui requièrent un niveau préfixé pour le signal source en sortie du traitement. Les pondérations (terme plus adapté que « vecteur de pointage » dans ce cas) sont ainsi choisies de manière à minimiser la valeur de la sortie en bruit de la formation de voies.

Comparé à la technique de maximisation du RSB initialement destinée à offrir le plus haut RSB possible en sortie de formation de voies, la MVDR fournira vraisemblablement un RSB inférieur, mais offre la possibilité d'améliorer la détection sur d'autres plans. En particulier, elle permet de s'affranchir de la nécessité de connaître les fonctions de transfert du système.

Pour nos travaux sur la formation de voies, nous axerons l'optimisation de la technique à l'optimisation du rapport signal-à-bruit de la micro-fuite afin de parvenir à la faire émerger dans le bruit de fond largement supérieur d'une centrale nucléaire. Ainsi, nous étudierons la méthode de maximisation du RSB aux chapitres CHAPITRE V et VI.

I.3. Modèles de coque cylindrique

Les coques et conduites cylindriques jouent un rôle important dans de nombreux domaines de l'industrie navale, aéronautique et nucléaire (fuselages d'avions, structures de sous-marins, circuits de réacteurs et générateurs de vapeur). Dans ces domaines, les structures cylindriques servent majoritairement au transport de matières ou de personnes. De tels systèmes pourraient aussi véhiculer des quantités indésirables d'énergie sous forme de vibrations structurelles ou acoustiques. Ainsi, dans le cas des systèmes aéronautiques, les sources de ces vibrations doivent être contrôlées pour un meilleur confort des passagers. Dans le cas d'un véhicule sous-marin, la connaissance et le contrôle du bruit émis ou rayonné après réflexion des ondes sur les parois, favorisent l'immersion silencieuse du sous-marin en territoire hostile et minimisent le risque de sa détection par des systèmes de reconnaissance de sous-marins. Dès lors, la prédiction de ces vibrations se révèle nécessaire pour tout constructeur notamment lorsqu'il s'agit de systèmes complexes où les vibrations peuvent être transmises, depuis et/ou en direction d'autres éléments par le biais de ces structures cylindriques.

I.3.A. Modèles de coque « in vacuo »

La modélisation des coques cylindriques dans un souci de prévoir la réponse vibratoire de telles structures a pris de l'essor dès la fin du dix-neuvième siècle, avec les premières investigations de Lamb [Lamb81] présentées à la société de Mathématiques de Londres en 1881. Leissa compile dans son livre [Leis73] la majorité des études menées jusqu'aux années 70 sur le sujet. Il classe dans son introduction le domaine d'étude de la vibration des structures cylindriques selon deux critères majeurs :

- La courbure de la structure (qui peut être cylindrique, conique, sphérique, elliptique, parabolique ou hyperbolique). À partir de cette première classification, la littérature offre la possibilité de se pencher sur nombreuses difficultés qui peuvent surgir dans de telles structures, telles que l'anisotropie, l'inhomogénéité du matériau, la variabilité de l'épaisseur, etc.
- Les conditions aux limites de la coque. En effet, celle-ci peut être ouverte, semi-ouverte ou fermée, posséder des frontières parallèles à son axe principal ou pas.

Leissa souligne que l'effet de courbure complexifie l'étude du comportement d'une coque par rapport à celui d'une plaque plane, du fait que le mouvement de flexion dans la première est indissociable de son élongation (mouvement de traction/compression). Cela rend plus compliquée non seulement l'équation de mouvement d'une coque, mais aussi la définition de ses conditions limites. Ainsi, une plaque plane est gouvernée par une seule équation de mouvement avec des dérivées partielles d'ordre 4, et nécessite la définition de deux conditions aux limites, tandis qu'une coque est régie par une équation avec des dérivées partielles d'ordre 8 et requiert 4 conditions définies aux limites.

De ce fait, de nombreuses théories de coques ont été déclinées et sont employées à ce jour afin d'analyser leur comportement. La résolution de tout problème de coque nécessite donc la spécification de la théorie de coque utilisée dans la résolution.

Les principales théories que l'on peut citer sont :

- La théorie de Love-Kirchhoff
- La théorie de Reissner/Mindlin
- Des théories d'ordre supérieur

La toute première théorie est décrite par Love en 1888 [Love92]. Cette théorie est basée sur les mêmes hypothèses que la théorie des plaques de Kirchhoff, dites « hypothèses de structures minces », à savoir :

- L'épaisseur de la coque est faible relativement à ses autres dimensions
- Les déformations et déplacements d'ordre supérieur ou égal à 2 sont négligeables par rapport à ceux du premier ordre.
- La contrainte normale transversale est suffisamment faible par rapport aux autres directions et peut être négligée. Cela implique la non-prise en compte des déformations à travers l'épaisseur de la coque ($\sigma_z = 0$).
- La fibre normale à la surface moyenne reste indéformable et normale à la surface moyenne déformée.

Ces hypothèses regroupées constituent ce que l'on nomme communément « La première approximation de Love », presque universellement admise dans le calcul des structures de coques minces.

La théorie de Reissner/Mindlin (initialement introduite par Mindlin en 1945 puis développée par Reissner dans un article de l'ASME en 1951) vise quant à elle à surmonter les erreurs de modélisation inhérentes aux diverses simplifications de la théorie de Love dont la validité reste confinée à l'hypothèse d'épaisseur suffisamment faible vis-à-vis du rayon de courbure minimal de la surface moyenne. L'hypothèse de Kirchhoff n'est donc pas maintenue, mais étendue de manière à prendre en compte l'effet de cisaillement [StBa09].

Les théories d'ordre supérieur également proposées ne présentent pas un grand intérêt pratique à cause leur coût.

Dans notre étude, nous nous appuyerons sur les équations de mouvement d'une coque cylindrique développées sous hypothèse de coque mince telles que les équations de Donnell-Mushtari, et Flügge qui supportent une résolution spectrale dans le domaine des nombres d'ondes. La raison de notre choix apparaît clairement au I.5 et réside dans la nécessité de réaliser une résolution simple sur des fréquences pures pour les besoins de notre application. Dans une approche coque mince, il n'existe pas d'autre approximation que la méthode fréquentielle, puisque la résolution de l'équation de mouvement dans l'espace temporel génère des valeurs propres instables. Ces valeurs propres peuvent être triées en fréquence, mais pas en spatial.

Leissa souligne l'existence de trois écritures possibles de l'équation de mouvement pour une coque cylindrique in vacuo mais précise que le modèle de Flügge⁵ [Flüg62] possède une meilleure concordance avec la théorie du mouvement de corps rigides. Des travaux plus récents ont démontré la validité de ce modèle. Dans [Ruot01], l'auteur mène une comparaison des principaux modèles de coques recensés par Leissa, à savoir les modèles de Donnell, Love, Sanders et Flügge. En se plaçant sous l'hypothèse de coque mince, il réalise une estimation des fréquences propres de vibration d'une coque raidie, où il démontre que le modèle de Donnell donne lieu à des erreurs dans l'évaluation de ces fréquences. Cette imprécision est due à la non-prise en compte des termes de rotation et d'inertie dans le modèle de Donnell et semble exacerbée par la présence des raidisseurs. En effet, l'erreur induite est évaluée à 5 % pour le cas d'une coque lisse, mais est fortement amplifiée dans le calcul des structures raidies.

Dans ce travail, nous utiliserons le modèle de Flügge pour une coque mince homogène et isotrope, caractérisée par sa masse volumique ρ_s , son module de Young E ainsi que son coefficient de Poisson ν . L'expression spatio-temporelle de l'équation de mouvement de la coque libre in vacuo pour les trois directions, axiales, tangentielles et radiales est donnée en -.

I.3.B. Modèles de coque en eau

Jusqu'en 1981, la problématique de l'étude de la propagation d'onde dans des parois minces placées in vacuo ou dans un fluide avait été étudiée de manière séparée. Merkulov [FuFa82] résolut l'équation de mouvement d'une coque dans le domaine réel et imaginaire, mais s'est limité au cas d'une coque épaisse. Dans un papier présenté en 1982, Fuller et Fahy établirent l'équation adimensionnelle qui régit la distribution de l'énergie vibratoire entre une structure et un fluide dans lequel elle est immergée, ou qu'elle contient [FuFa82], cela pour les trois directions de déplacement d'un mode donné. Ils introduisirent notamment l'expression de « Fluid loading » pour désigner le chargement du fluide dans la matrice de Donnell-Mushtari à partir de la pression qu'il pourrait exercer sur celle-ci, et l'exprimèrent en fonction de la fréquence adimensionnelle Ω , des fonctions de Bessel de premier et second ordre ainsi que du ratio des masses volumiques de la structure et du fluide. Ils établirent aussi « l'équation caractéristique » du système couplé (structure et fluide) à partir du développement du déterminant de la matrice de Donnell pour une coque lisse. Il apparut alors que l'inclusion du terme lié au fluide induisait des non-linéarités dans l'équation caractéristique, du fait de la présence des valeurs propres parmi les arguments de la fonction de Bessel. Ils employèrent alors une méthode de calcul numérique itérative afin de localiser les racines pures (réelles ou imaginaires) et complexes de cette équation. Le tracé de ces valeurs donna les « courbes de dispersion » d'une coque lisse en mouvement libre. Par la suite, James [Jame82] étudia les vibrations forcées d'une conduite remplie d'eau et excitée par un effort ponctuel appliqué à la paroi ou une source acoustique, dans le domaine spectral. Il démontra que les amplitudes maximales des réponses vibratoires ont lieu pour les fréquences « cut-on » (fréquence d'apparition) des différents ordres circonférentiels. Plus tard, Brévar et Fuller [BrFu00] étudièrent la réponse d'une coque cylindrique à parois élastiques infinies chargée de fluide à un effort radial linéairement appliquée le long de la circonférence de la coque. Leur résolution est basée sur l'usage d'une double transformée de Fourier afin de résoudre l'équation de mouvement inhomogène dans le domaine fréquentiel et celui des nombres d'ondes. Cette transformation simplifiait en effet la résolution, du fait de la possibilité de séparation de la contribution de chaque mode à une fréquence donnée à la solution complète des déplacements dans ce cas. Ainsi, une solution numérique basée sur la méthode des résidus est présentée pour les ordres $n = 0$ et $n = 1$ dont l'ensemble des modes semble régir la majorité du

⁵ Inspiré de celui de Sanders, voir références page 13 dans [Leis73]

comportement de la coque (postulat précédemment émis dans [FuFa82]). Une continuité entre la réponse spectrale réelle et imaginaire est obtenue en supposant l'existence d'une linéarité de la réponse de la coque entre deux fréquences consécutives pour une impulsion axisymétrique distribuée. Parmi les principales constatations, les auteurs notèrent en particulier que, quand le mode $n = 1$ est excité, la propagation semble être portée par un mode de poutre. De manière générale, les trajectoires des ondes qui se propagent semble être portées par l'un ou l'autre milieu selon la fréquence de la propagation. Fuller estima aussi la valeur de la « mobilité » d'une coque cylindrique mince chargée de fluide lourd dans [Full81] et examina par la suite la distribution d'énergie vibratoire entre structure et fluide ainsi que la transmission des ondes de flexion en présence d'un changement de la section de la coque au niveau de sa jonction avec un anneau rigide.

Une autre approche pour résoudre les équations de mouvements d'une coque en mouvement libre est proposée par Karczub dans [Karc06] pour l'évaluation directe des valeurs propres. Karczub expose une résolution algébrique du polynôme d'ordre 8, ce qui permet de s'affranchir du besoin de solutions itératives et permet d'évaluer les ratios de corrélation pour le calcul des contraintes dynamiques à la base de la vitesse de vibration de la coque.

Récemment, Moriot [Mori13] modélisa numériquement les déplacements d'une coque élastique infinie chargée de fluide lourd (sodium) et excitée par un monopôle dans le volume du fluide en adoptant une résolution semi-analytique dans le domaine des fréquences-nombres d'onde initialement proposée par Maxit dans [MaGi10]. Il décomposa ainsi les mouvements radiaux du système couplé sur la base des nombres d'onde axiaux et circonférentiels, ce qui lui a permis de déterminer les valeurs des nombres d'ondes présentant des amplitudes de déplacement maximales. Le tracé de ces valeurs a fourni des « courbes de dispersion opérationnelles » pour des fréquences allant de 10 à 6000 Hz. Il examina aussi l'influence de la position radiale du monopôle et l'amortissement dans le fluide et la structure sur la répartition de l'énergie de propagation dans le système suivant les fréquences. Il en déduisit la prédominance des « pseudo-modes » structurels sur le comportement de la coque couplée au fluide en basses fréquences, tandis que les modes acoustiques semblaient dominer les hautes fréquences où le facteur d'amortissement dans le fluide avait un impact visible sur les fonctions de transfert du système.

I.3.C. Modèles de coques avec raidisseurs

Dans le but de prédire le champ global de vibrations dans les structures cylindriques et le bruit rayonné en conséquence, il est vital de parvenir à comprendre le rôle que joue les raidisseurs sur le comportement vibroacoustique de la structure.

L'ajout de tels éléments circonférentiels et/ou longitudinaux vise généralement à renforcer la résistance des coques cylindriques au voilement, au flambage ainsi qu'à une pression hydrostatique dans le cas de structures immergées. Dans le cas d'un générateur de vapeur, de telles structures contribuent majoritairement à raccorder entre les plusieurs conduites d'un même circuit ou à réduire les vibrations dans des structures assez étendues.

Les chercheurs ont développé de nombreux modèles pour analyser le comportement vibroacoustique de telles structures. Arnold et Warburton [ArSW49] présentent une solution analytique basée sur la résolution par méthode énergétique d'une coque cylindrique *in vacuo* simplement supportée et raidie par des anneaux. Leurs observations rejoignent celles faites précédemment par Galettly : l'ajout d'éléments de raideur augmente sensiblement les fréquences d'apparition des modes. En 1973, Cremer et Heckl examinent l'effet d'un changement de section sur la transmission des ondes longitudinales et de flexion incidentes sur une plaque plane [CrHe73]. Leurs travaux démontrèrent qu'une variation assez importante de l'épaisseur était requise pour obtenir des pertes conséquentes en transmission à travers la section. Plus tard, Hoppmann [Hopp58] proposa une approche différente de celle suivie par dans [GAL] et [ArSW49], en supposant l'existence d'une analogie entre une coque couplée à des raidisseurs uniformément espacés et une coque épaisse homogène et orthotrope équivalente.

Les premiers à estimer les fréquences et modes propres d'une structure cylindrique mince couplée à des raidisseurs sont Al Najafi et Warburton dans [AlWa70]. Le principe de leur approche réside dans

la discrétisation du domaine géométrique en sous-domaines dits « éléments finis » et dans l'écriture des équations locales de l'élasto-dynamique aux dérivées partielles en formulation « variationnelle ». Cela donna naissance à la méthode éléments finis largement utilisée par les chercheurs aujourd'hui pour le calcul des structures en basses fréquences.

Une configuration de coque **finie** couplée à des raidisseurs est analysée par Laulagnet et Guydader dans [LaGu90] à l'aide d'une approche modale. En présentant les résultats de la puissance acoustique rayonnée, la vitesse adiale quadratique ainsi que le coefficient de rayonnement, ils démontrèrent l'influence des raidisseurs sur le comportement vibratoire de la coque. En particulier, ils relevèrent la faible influence des raidisseurs sur la puissance rayonnée en dessous de la fréquence d'anneau et leur effet considérable sur les phénomènes régis par les ordres circonferentiels supérieurs de la coque.

D'autre part, des études concernant la diffraction sur des coques cylindriques immergées ont permis d'éclairer l'influence de raidisseurs équi-répartis sur la longueur d'une coque. Cette influence fut aussi démontrée expérimentalement [PhWH97], [HoBP95]. Les diverses observations convergèrent sur l'existence de deux phénomènes de diffraction distincts :

- Le phénomène de Bragg, résultant de l'interférence des ondes incidentes réfléchies par les anneaux ;
- Le phénomène de Bloch-Floquet dû à l'interaction entre les anneaux et les ondes de flexion se propageant à une vitesse subsonique dans la coque.

Des analyses numériques et expérimentales sont ensuite menées pour des coques avec une répartition irrégulière des raidisseurs [KAPM05], [PhHo99]. En dépit de la bonne concordance des résultats numériques et expérimentaux, ces études restèrent limitées au domaine des BF, du fait que l'augmentation des fréquences nécessitait la prise en compte d'un nombre accru de degrés de liberté. Plus tard, Tran Van-Nhieu considéra la même configuration de structure pour l'étude de la diffraction des ondes sous hypothèse de structure mince et en considérant un couplage ponctuel suivant les efforts normaux uniquement [Tran01]. Dans ce travail, les raidisseurs sont assimilés à des anneaux à section circulaire. La résolution est réalisée grâce à des distributions continues de séries harmoniques qui permettent de relier l'expression de la pression moyenne appliquée par la coque sur les raidisseurs au déplacement radial de cette dernière. Tran Van-Nhieu démontra ainsi, à l'appui d'expérimentations réalisées dans [PhHo99], que lorsque l'interaction entre les ondes de Bloch-Floquet et les raidisseurs est suffisamment faible, une approximation habituellement utilisée pour des modèles de coques infinies peut-être employée. La comparaison en basses et hautes fréquences a démontré une bonne concordance des résultats. L'auteur signale quand même que les disparités dans les fréquences intermédiaires peuvent-être dues à la non-prise en compte du couplage avec les autres composantes de l'effort appliqué par les raidisseurs sur la coque.

L'approche de Tran Van-Nhieu concerne une coque à dimensions finies et nécessite la connaissance de la pression appliquée par l'anneau sur la coque, ainsi qu'une résolution dans le domaine spectral. Pour nous en affranchir, nous aurons recours à une méthode de sous-structuration des systèmes complexes.

I.3.D. Méthodes de sous-structuration

Meyer expose explicitement dans [Meye16] les principales approches en éléments finis pour la sous-structuration modale des coques raidies, en plus des autres méthodes de calcul du rayonnement des structures dans des domaines **infinis**, tels que les méthodes couplées FEM/BEM (Boundary Element method) ou la méthode PML (Perfectly Matched Layer).

L'approche par sous-structuration consiste à résoudre le champ de déplacement d'une structure complexe en la subdivisant en plusieurs sous-systèmes simples. Elle est notamment adoptée lorsqu'il

s'agit de modéliser le comportement d'une structure sur une large bande fréquentielle pour laquelle le recours à la résolution directe ou par éléments finis devient assez gourmand en coût et temps de calcul.

Parmi les méthodes de sous-structuration, nous pouvons citer :

- La Synthèse modale basée sur les méthodes éléments finies et les modes résiduels [Bess96]
- La méthode des Interfaces fixes de Craig-Bampton : cette technique consiste à décomposer chaque sous-système suivant les modes contraints c.-à-d. en calculant le déplacement pour une interface en supposant toutes les autres rigides [CrBa68].
- La méthode des Fonctions de Transfert par Pavés PTF (Patch Transfer Function) introduite par Ouisse dans [OMCG05] puis développée par Maxit, Aucejo et Guyader dans [MaAG12]. Cette méthode directe cherche à résoudre des problèmes vibroacoustiques linéaires où les interfaces à considérer existent entre deux domaines de fluide ou un domaine de fluide et un autre de structure.
- La méthode SEA (Statistical Energy Analysis) qui traduit le couplage des structures par un échange d'énergie entre les sous-systèmes. Cette méthode fut initialement introduite par Lyon dans [Lyon14].
- L'approche des Admittances, largement utilisée en dynamique de structures pour subdiviser un système complexe en se basant sur la continuité des vitesses et l'équilibre des efforts mécaniques. Cette technique s'inspire des lois de l'électricité, comme l'expliquent Gardonio et Brennan dans [GaBr02], en particulier de la notion d'impédance. Nous rappelons qu'en électricité, l'impédance d'un circuit traduit la mesure de l'opposition totale du circuit au passage d'un courant alternatif. L'admittance se définit comme l'inverse de l'impédance, soit la facilité du transfert énergétique. Rubin introduisit une formulation matricielle de ce principe pour des systèmes mécaniques en vibration dans [Rubi67]. L'impédance mécanique fut ainsi définie comme l'aptitude au mouvement d'une structure, c.-à-d. le degré d'aisance avec laquelle elle peut « bouger » sous excitation forcée par un effort ponctuel. Plus tard, Maxit et al, l'exprimèrent pour un couplage entre une structure de coque mince immergée avec des raidisseurs internes [MaGi10]. L'admittance est généralement définie comme le ratio du déplacement à l'amplitude de la force appliquée. Parmi ces méthodes, la méthode des admittances se distingue par sa robustesse quel que soit le domaine fréquentiel où elle est appliquée. Cela revient au fait que la méthode repose sur les principes de continuité des efforts en mécanique.
- La méthode CTF : Récemment, Meyer présenta une nouvelle méthode de structuration, dite méthode CTF (Condensed Transfer Function) dans un formalisme général qui regroupe l'approche des admittances circonférentielles et la méthode PTF [Meye16]. Son étude permet de généraliser la méthode des admittances circonférentielles à des cas de couplage linéique de coques cylindriques avec des structures mécaniques non-axisymétriques, où chacun des sous-systèmes est défini par une approche différente. Le but de cela est de résoudre le problème sur une large gamme fréquentielle, en conservant le couplage avec le fluide extérieur et en ayant une flexibilité sur la géométrie des structures internes. Le cas d'une coque cylindrique raidie par des structures internes (symétriques et non asymétriques) et immergée dans un fluide lourd est considéré et des validations expérimentales ont pu être menées jusqu'en moyennes fréquences ($k_0R \approx 40$).
- La méthode des admittances circonférentielles CAA (Circumferential Admittance Approach). Cette dernière méthode sera exploitée dans nos travaux de thèse, nous l'exposons plus en détails dans la section qui suit.

La méthode des admittances circonférentielles

Le principe de la CAA consiste dans la subdivision d'un système complexe en plusieurs sous-systèmes caractérisés par une admittance définie pour un ordre circonférentiel voulu (d'où le terme d'admittance « circonférentielle »). La recomposition du système complexe stipule la continuité des vitesses et l'égalité des déplacements pour des systèmes linéaires passifs.

Pour un couplage ponctuel (c.-à-d. entre deux points) $i \in \alpha$ et $j \in \beta$, où α et β représentent chacun un sous-système indépendant, l'admittance générale (en 3D) s'exprime comme le ratio du déplacement (noté U), à l'effort appliqué (F) de chaque sous-système. Elle comprend donc six termes relatifs au nombre total des degrés de liberté dudit sous-système, soit :

$$Y_{i,j}^{\alpha} = \left[\frac{U_{i,n}^{\alpha}}{F_{j,m}^{\alpha}} \right]_{1 \leq n \leq 6, 1 \leq m \leq 6} . \quad (I-25)$$

Ainsi, nous pouvons distinguer quatre catégories d'admittances :

- Les admittances « propres » : ce sont les admittances qui relient le déplacement mesuré au même point d'application de la force pour le même degré de liberté : ($i = j, n = m$).
- Les admittances « de transfert » : ce sont les admittances qui expriment le transfert d'énergie entre le point d'application de la force et le point de mesure du déplacement pour le même degré de liberté : ($i \neq j, n = m$).
- Les admittances croisées : ce sont les admittances qui relient le déplacement et la force entre deux degrés de liberté différents : ($i = j, n \neq m$).
- Les admittances de transfert croisées : ce sont les admittances de transfert entre deux degrés de liberté différents : ($i \neq j, n \neq m$).

Cette méthode fût initialement présentée par Maxit dans [Maxi08] pour l'estimation du comportement vibroacoustique d'une coque axisymétrique couplée à des raidisseurs internes maintenus par des efforts ponctuels. La sous-structuration permet en outre la résolution de chaque sous-système par des approches différentes. Ainsi, la structure de coque chargée de fluide peut être modélisée par le modèle de Flügge et l'estimation des admittances se fait en supposant des forces ponctuelles au niveau des positions des raidisseurs, tandis que l'admittance de ces derniers peut être calculée par la méthode éléments finis, à titre d'exemple. L'intérêt de la CAA réside aussi dans les bons résultats qu'elle offre en un temps de calcul relativement acceptable [MaGi10]. Cependant, elle reste limitée à un cas de couplage ponctuel entre les différents sous-systèmes. Nous présentons son application au système considéré dans la thèse plus en détail au I.5.

Après nous être intéressés aux structures de coques raidies, nous nous tournons vers la littérature qui porte sur la modélisation de la pression pariétale dans une couche limite turbulente au voisinage de parois planes.

I.4. Excitation d'une structure par une couche limite turbulente

Lorsqu'un corps est immergé dans un écoulement, l'interaction entre le fluide et la paroi entraîne un changement de comportement au voisinage de ce corps. Les couches de fluide avoisinantes interagissent et subissent un cisaillement sous l'effet de la viscosité du fluide et du frottement à la paroi. La zone où l'écoulement voit ses propriétés ainsi modifiées est appelée la couche limite turbulente.

La modélisation de l'excitation d'un corps par une couche limite turbulente nécessite la connaissance des paramètres d'écoulement agissant sur ce corps.

Nous présentons tout d'abord ces paramètres de l'écoulement qui interviennent dans les modèles utilisés par la suite afin de remonter à l'accélération des parois. Nous nous basons dans notre exposé sur les travaux de Berton [Bert14], Aucejo et Maxit [Auce10, MaAG12].

I.4.A. Caractéristiques d'une couche limite turbulente

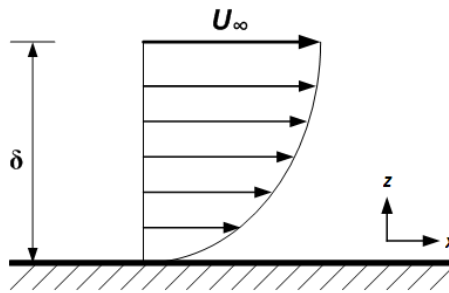


Figure I.3. Profil de vitesse et de couche limite au niveau d'une paroi plane

Une CLT est caractérisée par la vitesse moyenne d'écoulement U_∞ À l'extérieur de la zone visqueuse (Figure I.3) et par son épaisseur δ qui correspond à la distance entre la paroi et la hauteur à laquelle la vitesse atteint 99% de la vitesse moyenne [Bert14]. N'ayant à priori pas de connaissance sur le profil de l'écoulement, on peut obtenir une bonne approximation de l'épaisseur de couche à partir du nombre de Reynolds que l'on définit de la manière suivante :

$$Re = \frac{vD}{\mu}, \quad (I-26)$$

où x est la distance entre le point d'observation et le déclenchement de la couche limite.

On considère ensuite que l'épaisseur évolue en fonction de la distance x de la manière suivante:

$$\delta_x = 0.16 x Re^{-\frac{1}{7}}. \quad (I-27)$$

Pour une conduite cylindrique, δ_x est définie comme le rayon de la coque [BoCH10, Chas87]. D'autre part, au niveau des parois, on peut exprimer la contrainte de cisaillement grâce à la vitesse de frottement U_T comme suit [Auce10] :

$$\tau_\omega = \rho_0 U_T^2. \quad (I-28)$$

La vitesse de frottement peut aussi s'exprimer comme une fraction de la vitesse d'écoulement U_∞ . La fraction recommandée est $3.2\% < U_\infty < 3.52\%$

Au sein d'une couche limite turbulente, nous pouvons définir la vitesse de convection U_c comme étant la vitesse de déplacement de tourbillons de dimensions variables dont le mouvement peut entraîner un déplacement d'ensemble de la masse fluide à une vitesse qui s'apparente à la convection. Le modèle le plus couramment employé pour décrire la vitesse de convection l'exprime en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement à travers une constante K_1 : $0.6 < K_1 < 0.8$ [Auce10] :

$$U_c = K_1 U_\infty. \quad (I-29)$$

Cette définition suppose toutefois que la vitesse de convection est indépendante de la fréquence. Aucejo rappelle que d'autres modèles plus complexes permettent d'exprimer la vitesse de convection en fonction du nombre de Strouhal [Auce10, Robe84].

I.4.B. Représentation statistique de l'excitation pariétale

Une excitation par couche limite turbulente consiste en un phénomène intrinsèquement aléatoire, il n'existe de ce fait pas de modèles déterministes pouvant décrire *a priori* un tel processus. D'après Aucejo [Auce10], il est cependant possible de représenter cette excitation par son second moment statistique : l'intercorrélation ou l'interspectre de pression pariétale selon l'espace de représentation. On suppose pour cela que le champ de pression pariétale est stationnaire temporellement et homogène spatialement. Ceci revient à exprimer l'intercorrélation spatio-temporelle $R_{pp}(\vec{\xi}, \tau)$ en fonction du décalage spatial $\vec{\xi} = (\xi_x, \xi_y)$ et temporel τ dans un repère cartésien comme suit :

$$R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) = \lim_{T, S \rightarrow \infty} \frac{1}{TS} \int_S \int_{-T/2}^{T/2} p(\vec{x}, t) p^*(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) d\vec{x} dt. \quad (\text{I-30})$$

Un tel processus étant supposé ergodique, ceci permet aussi de remplacer les moyennes d'ensemble par des moyennes temporelles, ce qui permet de réécrire l'équation (I-30) :

$$R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p(\vec{x}, t) p^*(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) dt. \quad (\text{I-31})$$

L'interspectre de pression pariétale dans l'espace des nombres d'ondes-fréquence $S_{pp}(\vec{k}, \omega)$ peut alors, être décrit par une densité spectrale exprimée soit dans l'espace physique (en appliquant une transformée de Fourier temporelle) soit dans l'espace des nombres d'onde $\vec{k} = (k_x, k_y)$. La dernière est obtenue en appliquant une double transformée de Fourier spatio-temporelle à l'intercorrélation $R_{pp}(\vec{\xi}, \tau)$ de la manière suivante :

$$S_{pp}(\vec{k}, \omega) = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) e^{-j(\omega\tau + \vec{k}\vec{\xi})} d\vec{\xi} d\tau. \quad (\text{I-32})$$

D'un point de vue pratique, la mesure de l'intercorrélation ou de l'interspectre peut s'avérer délicate entre deux points espacés en temps et en espace dans un écoulement. C'est pourquoi dans certains cas, les mesures sont restreintes à la connaissance de autospectre de pression pariétale, qui permet de vérifier la répartition globale des fluctuations de pression pariétale en fréquence. L'autospectre de pression pariétale en un point donné de l'espace s'exprime comme tel d'après (I-32) :

$$S_{pp}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{pp}(\vec{\xi} = 0, \tau) e^{-j(\omega\tau)} d\tau = \int \int_{-\infty}^{\infty} S_{pp}(\vec{k}, \omega) d\vec{k}. \quad (\text{I-33})$$

Avec $\vec{k} = (k_x, k_y)$, le vecteur des nombres d'onde mécaniques où k_x représente le nombre d'onde dans la direction de propagation des ondes et k_y le nombre d'onde relatif à la direction normale à la propagation.

Nous allons, dans ce qui suit, présenter les divers autospectres et interspectres utilisés dans la modélisation de la réponse de notre système à une excitation par couche limite turbulente. Mais afin de mieux comprendre les résultats présentés prochainement, il est nécessaire de rappeler les hypothèses sous lesquels ils sont réponsus. On rappelle que la plupart des modèles sont établis pour des structures planes (ou à grand rayon de courbure), rigides et lisses, de telle manière que la structure ne modifie pas le comportement de la couche limite. Ces conditions permettent de vérifier les hypothèses de stationnarité et homogénéité du processus, c'est-à-dire que la couche limite n'est pas affectée par la présence de la structure ni perturbée par des défauts de surface de cette dernière. De plus, on suppose que l'écoulement est incompressible.

I.4.C. Modèles d'autospectres et d'interspectres de pression pariétale

Comme énoncé précédemment, l'excitation par couche limite turbulente est un phénomène intrinsèquement aléatoire, elle ne peut donc pas être représentée par un modèle déterministe. Il est cependant possible de représenter cette excitation par son moment statistique d'ordre deux : l'intercorrélation ou l'interspectre de pression pariétale selon l'espace de représentation, temporel ou fréquentiel, respectivement. Dans le domaine fréquentiel que nous considérerons par la suite, la dépendance spatiale de la densité de puissance des fluctuations de pression peut être exprimée soit dans l'espace physique lui-même soit dans l'espace des nombres d'onde. Comme le calcul vibroacoustique proposé dans cette étude s'appuie sur une formulation dans l'espace des nombres d'onde, nous ne présenterons les modèles que dans ce type d'espace. Les quantités définies par les équations d'interspectre et d'autospectre ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques depuis les années 1960 [Corc63]. On trouve de nombreux modèles de fluctuations de pression dans la littérature qui sont notamment recensés par Graham [Grah97]. Parmi les plus populaires, nous citons les modèles de Corcos, Chase [Chas87], Smol'yakov [Smol00], Efimtsov [Efim84], Mellen etc.. qui sont pour la plupart des modèles empiriques ou semi-empiriques. Nous rappellerons dans ce paragraphe ceux de Corcos et de Chase qui sont les plus couramment utilisés et que nous emploierons par la suite. Ces modèles ont été développés pour des écoulements plans sans gradient de pression. Nous supposons qu'ils restent représentatifs d'un écoulement turbulent sur un corps cylindrique.

L'interspectre des fluctuations de pression dans l'espace fréquence – nombre d'onde, $\Phi_{pp}(\vec{k}, \omega)$, est exprimé sous la forme :

$$\Phi_{pp}(\vec{k}, \omega) = \psi_{pp}(\omega) \left(\frac{U_c}{\omega}\right)^2 \overline{\Phi_{pp}}(\vec{k}), \quad (\text{I-34})$$

où $\psi_{pp}(\omega)$ est l'autospectre des fluctuations de pression, U_c la vitesse de convection du fluide définie dans l'équation (I-29) et ω la pulsation.

$\overline{\Phi_{pp}}(\vec{k})$ est l'interspectre normalisé des fluctuations de pression pariétale, tel que :

$$\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{\omega}{U_c}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\Phi_{pp}}(\vec{k}) dk_x dk_y = 1. \quad (\text{I-35})$$

Cette décomposition permet d'associer un modèle d'autospectre de pression d'un auteur avec l'interspectre normalisé d'un autre modèle. Pour notre application, nous pouvons utiliser l'autospectre de Goody [Good04] avec l'interspectre normalisé de Chase [Chas87].

$\psi_{pp}(\omega)$ correspond à l'autospectre de pression défini pour des pulsations positives et négatives (en rad/s). Nous exprimerons cet autospectre en fonction des fréquences positives uniquement.

Afin de mieux appréhender l'approche générale de la formulation des interspectres et autospectres auxquels nous aurons recours dans notre modélisation, nous nous intéressons d'abord dans ce qui suit à quelques-uns des modèles d'autospectres les plus couramment utilisés dans la littérature.

Modèle de Corcos

À partir de résultats expérimentaux sur le champ de pression pariétale induite sur une surface plane rigide par un écoulement de type couche limite turbulente établie, Corcos a proposé un modèle pour la densité interspectrale des fluctuations de pression exprimée dans l'espace physique [Mill11]. Après une transformation de Fourier spatiale de l'expression obtenue par Corcos, on obtient la densité interspectrale normalisée dans l'espace des nombres d'onde $\overline{\Phi}_{pp}(k_x, k_y, \omega)$:

$$\overline{\phi_{pp}}(k_x, k_y, \omega) = \frac{4\alpha\beta}{\left[\left(k_x - \frac{\omega}{U_c}\right)^2 + \left(\frac{\alpha\omega}{U_c}\right)^2\right] \left[k_y^2 + \left(\frac{\beta\omega}{U_c}\right)^2\right]} \quad (\text{I-36})$$

α et β sont des constantes empiriques dont les valeurs préconisées sont données par $0.1 < \alpha < 0.12$, $0.7 < \beta < 1.2$. Par défaut, on prend 0.11 et 0.7 respectivement [Chas87].

Modèle de Goody

Le modèle de Corcos ne fournit pas de modèle d'autospectre $\psi_{pp}(\omega)$. Plusieurs modèles ont été proposés dans la littérature. On décrit ci-dessous le modèle de Goody. Ce modèle [Good04] est relativement récent (début des années 2000) et il est basé sur l'analyse des autospectres de pression pariétale mesurés dans l'air par sept groupes de recherche. Il s'agit donc d'un modèle empirique qui prend en compte l'influence de la viscosité du fluide à dans la définition du nombre de Reynolds. Ce paramètre correspond au rapport entre les échelles de temps $\frac{\delta}{U_\infty}$ et $\frac{\nu}{U_T}$. L'expression analytique de ce modèle est donnée par :

$$\psi_{pp}(\omega) = \frac{4\pi C_2 \tau_\omega^2 \omega^2 \delta^3}{\left[U_\infty^3 \left(C_1 + \left(\frac{2\pi f \delta}{U_\infty} \right)^{0.75} \right)^{3.7} + \left(C_3 R_T^{-0.57} \left(\frac{2\pi f \delta}{U_\infty} \right) \right)^7 \right]} \quad (\text{I-37})$$

avec $C_1 = 0.5$, $C_2 = 1.5$, $C_3 = 1.1$ des coefficients constants et R_T le nombre de Reynolds avec prise en compte de la viscosité du fluide dans U_T donné par :

$$R_T = \frac{U_T^2 \delta}{\nu_0 U_\infty} \quad (\text{I-38})$$

Hwang et al. [HwGe84] ont montré que le modèle d'autospectre de Goody était le plus précis comparé aux mesures réalisées en tunnel aéro/hydrodynamique ou en bassin bien que ce modèle ait été établi à partir de mesures réalisées en air. Il est à noter que le modèle le plus précis est aussi le plus récent. En effet, Goody a bénéficié d'une quantité importante de données, qui n'était pas disponible lors du développement des modèles précédents.

D'autre part, le modèle de Corcos est représentatif du comportement convectif du champ de pression pariétale. En revanche, dans la zone des petits nombres d'onde, il est connu pour surestimer les niveaux d'une vingtaine de dB par rapport aux dernières données expérimentales et cela a pour conséquence notamment de sous-estimer la contribution des composantes convectives du spectre [BOR97]. On pourra alors être amené à utiliser d'autres modèles tels que celui de Chase présenté au paragraphe suivant.

Modèle de Chase

Le modèle de Chase est un modèle quasi-analytique obtenu à partir de l'équation de Poisson pour un écoulement de couche limite turbulente supposé parallèle. Il peut s'exprimer comme la somme d'un terme lié à l'interaction cisaillement moyen-turbulence et d'un terme lié à l'interaction turbulence-turbulence, soit :

$$\overline{\phi_{pp}}(k_x, k_y, \omega) = \overline{\phi_{pp}}^M(k_x, k_y, \omega) + \overline{\phi_{pp}}^T(k_x, k_y, \omega). \quad (\text{I-39})$$

En partant d'une modélisation en milieu incompressible, Chase [Mill11] a obtenu en 1980 :

$$\overline{\phi_{pp}^M}(k, \omega) = (2\pi)^3 \rho^2 u_\tau^3 \frac{C_M k_x^2}{(K_+^2 + (b_M \delta)^{-2})^{\frac{5}{2}}} * \frac{\omega^2}{U_c^2} * \frac{1}{\phi_{pp}(\omega)}, \quad (I-40)$$

$$\overline{\phi_{pp}^T}(k, \omega) = 2\pi^3 \rho^2 u_\tau^3 \frac{C_T |k^2|}{(K_+^2 + (b \delta)^{-2})^{\frac{3}{2}}} * \frac{\omega^2}{U_c^2} * \frac{1}{\phi_{pp}(\omega)}. \quad (I-41)$$

Les constantes qui interviennent dans ce modèle ont été déterminées par Chase à partir des données de mesures de Martin et Leehey: $h = 3$, $C_M = 0.0745$, $C_T = 0.0475$, $b_T = 0.378$, $b_M = 0.756$.

C_M impose le niveau du pic convectif et C_T , calé par les résultats aux petits nombres d'onde, ajuste le niveau du plateau en nombre d'onde ;

h caractérise la dispersion d'énergie autour du pic convectif ;

b_M et b_T découlent de la détermination de la fréquence du maximum spectral ;

$\phi_{pp}(\omega)$ est le terme de normalisation correspondant à l'autospectre du modèle de Chase et qui se détermine à partir d'une expression analytique que l'on retrouve en [Mill11] (voir équation (6.57) à (6.62)).

En 1987, Chase [Chas87] propose une nouvelle version de son modèle, qui précise la contribution liée à l'interaction turbulence-turbulence et cela afin d'améliorer l'estimation dans la région subconvective (pour $|k| > \frac{\omega}{c_0}$). Pour les applications numériques, les paramètres de ce modèle (similaire aux paramètres du modèle de 1980) seront ceux proposés par Miller [Mill11] : $C_M = 0.1553$, $C_T = 0.00476$, $b_M = b_T = b = 0.75$.

Études expérimentales de l'interspectre de pression pariétale

Plusieurs études expérimentales ont vu le jour dans le but de caractériser la réponse de structures excitées par des fluctuations de pression pariétale. Récemment, C. Marchetto a présenté dans [Marc18] une approche expérimentale peu coûteuse permettant de caractériser le comportement vibroacoustique d'un panneau plan excité par un champ de pression aléatoire. Le calcul de ce champ passe par l'estimation des fonctions de sensibilité nécessaires à la prédiction du comportement vibratoire du panneau. Ainsi, deux interprétations basées sur la formulation mathématique dans l'espace des nombres d'onde du comportement vibroacoustique du panneau sous excitation CLT sont considérées. La première consiste à résoudre le déplacement du panneau en réponse à une excitation par onde plane pariétale de vecteur $-k$ (approche directe). La deuxième repose sur le principe de réciprocité dans le calcul des fonctions de sensibilité. Son approche s'est révélée idéale pour la prédiction du comportement du panneau *ex situ* (sans devoir à le soumettre réellement à une excitation) à partir de sources élémentaires suivant différents paramètres. En revanche, l'auteur souligne le fait que la validité de la réponse prédite par cette méthode reste intimement liée à la définition de l'interspectre de pression pariétale.

À l'Université de Pennsylvanie, des chercheurs de l'*Applied Research Laboratory* ont mis en place des mesures d'accélération sur une coque cylindrique raidie et soumise à un écoulement turbulent [BoCH10]. Une confrontation de la réponse vibratoire mesurée du cylindre aux résultats de l'analyse modale de ce dernier a permis de remonter aux valeurs des niveaux de pression dans les bas nombres d'onde. Leur étude a montré que les niveaux de pression pour les bas nombre d'ondes se situaient à mi-chemin entre les valeurs prédites par les modèles de Smol'yakov et de Chase, mais étaient bien plus faibles que les valeurs données par modèle de Corcos (près de 23 dB). Cette expérimentation nous servira dans la validation de notre simulation numérique au CHAPITRE III.

I.5. Plan du manuscrit

Après cette présentation de l'état de l'art relatif aux trois thèmes en lien avec la thèse, nous proposons dans la suite du manuscrit une étude en cinq chapitres.

Nous introduirons au CHAPITRE II une méthode de sous-structuration afin de coupler numériquement un modèle spectral de coque cylindrique (c.-à-d. la veine d'essais) remplie de fluide lourd (eau) à des modèles propres aux deux raidisseurs circonférentiels, représentatifs des brides de fixation sur la maquette. Deux types d'excitation seront considérés : une excitation mécanique radiale appliquée sur la coque, ainsi qu'une excitation par monopôle acoustique dans le fluide.

Au CHAPITRE III, nous proposons de développer un modèle vibroacoustique de coque excitée par une couche limite turbulente (CLT) homogène et parfaitement établie au voisinage des parois de la coque afin de simuler les niveaux vibratoires induits par celle-ci.

Dans le CHAPITRE IV, nous présentons la campagne des mesures expérimentales où nous étudions la réponse de la maquette raccordée au circuit hydraulique par deux brides et soumise à différents types de sollicitations externes. Nous comparons alors les résultats expérimentaux aux résultats numériques des modèles développés au CHAPITRE II et III. Nous étudions les corrélations entre ces différents résultats pour en dégager des enseignements utiles à la compréhension des performances de la formation de voies vibroacoustique présentée.

Au CHAPITRE V, nous testons numériquement deux techniques de formation de voies sur une coque raidie, couplée à deux raidisseurs axisymétriques et excitée par un monopôle dans le volume du fluide interne, cela en présence d'un bruit semi-corrélé spatialement (c.-à-d. bruit vibratoire induit par une couche limite turbulente).

Dans le CHAPITRE VI, nous nous intéressons au traitement des signaux réels mesurés sur la maquette avec les deux variantes de la formation de voies considérées, pour deux approches distinctes : l'une parfaitement expérimentale et la deuxième « croisée » entre des vecteurs de pointage numériques et des mesures expérimentales de source et de bruit d'écoulement.

Finalement, nous concluons sur les principaux enseignements et résultats de cette étude ainsi que sur les perspectives qu'elle offre pour des développements ultérieurs.

CHAPITRE II

MODELISATION VIBROACOUSTIQUE D'UNE COQUE CYLINDRIQUE INFINIE EN EAU COUPLEE A DEUX RAIDISSEURS AXISYMETRIQUES

“And. Here. We. Go. »

Jocker - The Dark Knight

Dans ce chapitre, nous proposons de développer numériquement un modèle de coque cylindrique (correspondant à la veine d'essais) chargé de fluide lourd (eau) et couplé à deux raidisseurs, représentatifs des brides de fixation sur la maquette expérimentale. La méthode des admittances circonférentielles [MaGi10] nous permet de raccorder le modèle spectral de la coque remplie d'eau avec des modèles propres aux raidisseurs. Nous entamons l'analyse des résultats par une illustration des courbes de dispersion « opérationnelles », de la coque lisse couplée au fluide. Par la suite, deux types d'excitation sont considérés : une excitation mécanique sur la structure cylindrique et une excitation acoustique dans l'eau. Nous étudions la répartition spatiale du champ vibratoire en présence des raidisseurs pour chacune des sollicitations, ainsi que pour différentes représentations de ces derniers. Finalement, nous mènerons une analyse de sensibilité sur les paramètres de la structure et du fluide afin d'appréhender leur influence sur la variation du comportement vibratoire du système considéré.

II.1. Présentation du problème vibroacoustique

Nous schématisons à la Figure II.1 le système étudié. Il se compose d'une coque cylindrique mince à extensions latérales infinies, in vacuo (c.-à-d. aucun fluide n'est considéré à l'extérieur de la coque). Celle-ci est en acier inoxydable de densité ρ , de module de Young E , de coefficient de Poisson ν , et de facteur d'amortissement η_c . Le rayon de la coque est noté R et son épaisseur h .

Le fluide lourd contenu dans la maquette est de l'eau à température ambiante, supposée au repos (c.-à-d. que nous négligeons dans un premier temps la vitesse de convection dans le fluide). Nous désignons par c_0 la célérité des ondes acoustique, ρ_0 la densité et η_f le facteur de perte du fluide. Le fluide avec la source d'excitation contenus dans la virole constitue la cavité acoustique.

Par ailleurs, nous supposons les raidisseurs circonférentiels axisymétriques et du même matériau que la coque. Leur section rectangulaire se caractérise par leur hauteur l_r et leur épaisseur h_r . Les jonctions des raidisseurs à la coque sont situées à des positions axiales x_i repérées par l'indice i : ($i = 1, 2$).

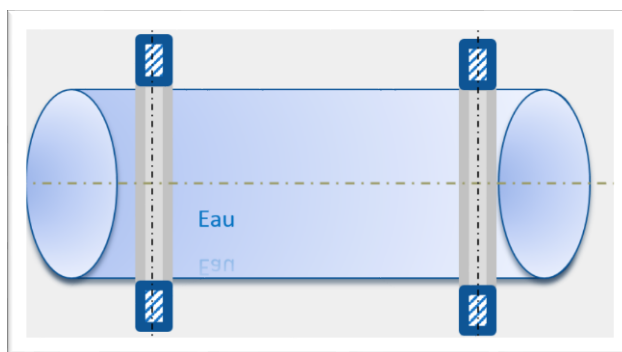


Figure II.1. Schéma d'une coque cylindrique remplie d'eau et couplée à des raidisseurs circonférentiels.

Deux types de raidisseurs seront étudiés par la suite :

- a) Dans un premier temps, les raidisseurs sont des éléments infiniment rigides (ce qui revient à considérer la coque comme pincée au niveau des jonctions)
- b) Dans un deuxième temps, un modèle d'anneaux circulaires représentera les raidisseurs.

Comme mentionné au I.3.A, nous nous basons dans notre description de la coque cylindrique sur le modèle de Flügge [Flüg62]. Dans l'eau contenue à l'intérieur, la faible vitesse d'écoulement (par rapport à la vitesse des ondes acoustiques) permet d'y négliger l'effet de convection. Nous pouvons de ce fait utiliser l'équation de Helmholtz afin de décrire le comportement du fluide [KFCS09].

Par la suite, nous adopterons un système de coordonnées cylindriques (x, r, θ) avec x la composante axiale, r la composante radiale et θ la composante angulaire.

Nous supposons le couplage coque/raidisseur rigide suivant la direction radiale uniquement. Nous souhaitons estimer le déplacement radial de la coque avec raidisseurs couplée au fluide, lorsqu'elle est soumise à deux types d'excitation : une excitation acoustique à l'intérieur du fluide et un effort mécanique sur la paroi. Pour cela, nous admettons les hypothèses suivantes :

- La source acoustique localisée en (x_s, r_s, θ_s) à l'intérieur du cylindre est assimilée à une sphère pulsante (monopôle) de débit massique q_s . Cette excitation est harmonique avec une dépendance en temps en $e^{-j\omega t}$ où ω représente la fréquence angulaire de l'excitation.
- L'effort mécanique consiste en une force radiale harmonique de pulsation ω , d'amplitude F_e , appliquée en un point (x_e, θ_e) de la coque.

II.2. Modélisation de la coque raidie par méthode des admittances circonférentielles

Le système considéré présente une symétrie axiale et radiale°. Ainsi, les champs relatifs aux déplacements/vitesses/accélérations de la coque, à la pression acoustique dans le fluide sur un cylindre de rayon R donné ainsi qu'aux efforts appliqués par les raidisseurs sur la coque sont 2π –périodiques suivant la circonférence. Nous pouvons de ce fait décomposer ces champs en des série de Fourier suivant la variable θ [Fahy85].

Soit f la fonction représentative d'un des champs évoqués ci-dessus, dépendant de x et θ . Sa décomposition en série de Fourier s'écrit :

$$f(x, \theta) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \tilde{f}(x, n) e^{jn\theta} \quad (\text{II-1})$$

Avec :

$$\tilde{f}(x, n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\theta) e^{-jn\theta} d\theta \quad (\text{II-2})$$

Où n est appelé l'ordre circonférentiel ($n \in \mathbb{Z}$).

Par la suite, nous considérons les termes de la décomposition en série de Fourier de f , qui seront appelés « circonférentiels ».

II.2.A. Principe des admittances circonférentielles

Afin de résoudre le problème vibroacoustique décrit au paragraphe II.1, nous allons utiliser la méthode des admittances circonférentielles. Pour cela, nous définissons deux sous-systèmes que nous repérons par α et β respectivement, tel que : le sous-système α consiste en la coque remplie du fluide et le sous-système β est constitué par les deux raidisseurs circonférentiels.

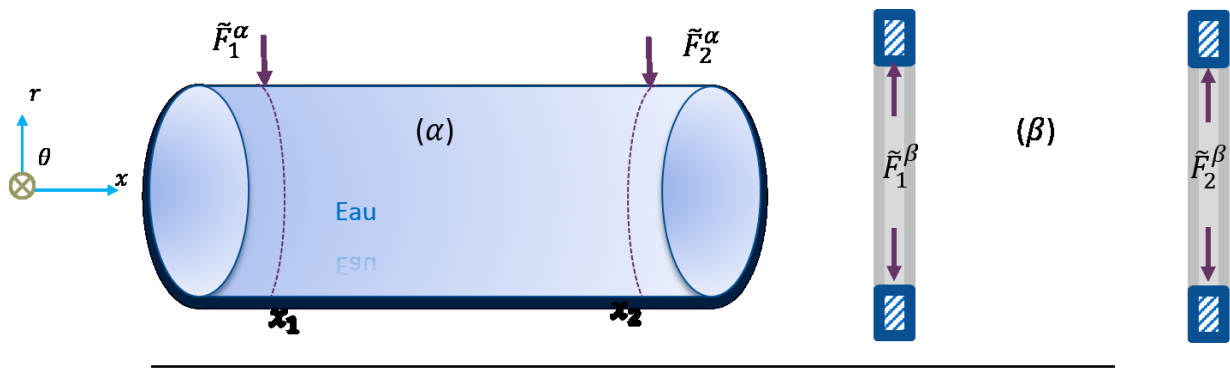


Figure II.2. Sous-structuration du problème : (a) sous-système α : coque cylindrique chargée d'eau ; (b) β : raidisseur circonférentiel.

Nous définissons un deuxième indice j ($j = 1, 2$) afin de définir les admittances circonférentielles entre les jonctions des raidisseurs et les sous-systèmes α ou β tel que:

$$\tilde{Y}_{i,j}^\alpha = \frac{\tilde{W}_j^\alpha}{\tilde{F}_i^\alpha} \left(\text{resp. } \tilde{Y}_{i,j}^\beta = \frac{\tilde{W}_j^\beta}{\tilde{F}_i^\beta} \right). \quad (\text{II-3})$$

Où

- \tilde{F}_i^α (resp. \tilde{F}_i^β) est l'effort radial circonférentiel appliqué à la jonction i du sous-système α (resp. β), exprimé en Newtons;
- \tilde{W}_j^α (resp. \tilde{W}_j^β) est le déplacement radial **circonférentiel** à la jonction j du sous-système α (resp. β) en réponse spécifique à l'excitation en i par \tilde{F}_i^α (resp. \tilde{F}_i^β), exprimé en mètres.

Par ailleurs, nous désignerons par \widetilde{W}_j^α (resp. \widetilde{W}_j^β) les déplacements libres circonférentiels du sous-système α (resp. β). Cette notation désignera spécifiquement les déplacements induits par une sollicitation extérieure appliquée à chaque sous-système pris à part (c.-à-d. lorsque celui-ci est découplé du système de coque raidie). Dans le cas où le sous-système n'est pas sollicité directement par un effort externe, nous avons $\widetilde{W}_j^{\alpha,\beta} = 0$.

L'utilisation du principe de superposition pour des systèmes linéaires passifs [MaGi10] en plus de l'exploitation de l'équilibre des efforts et de continuité des vitesses radiales nous permettent d'écrire le système suivant :

$$[\tilde{Y}^\alpha + \tilde{Y}^\beta]\{\tilde{F}_c\} = \{\tilde{W}^\beta - \tilde{W}^\alpha\}, \quad (\text{II-4})$$

avec

$$\tilde{Y}^{\alpha,\beta} = \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{11}^{\alpha,\beta} & \tilde{Y}_{12}^{\alpha,\beta} \\ \tilde{Y}_{21}^{\alpha,\beta} & \tilde{Y}_{22}^{\alpha,\beta} \end{bmatrix}, \quad (\text{II-5})$$

et

$$\tilde{W}^{\alpha,\beta} = \begin{bmatrix} \tilde{W}_1^{\alpha,\beta} \\ \tilde{W}_2^{\alpha,\beta} \end{bmatrix}. \quad (\text{II-6})$$

\tilde{F}_c désigne le vecteur des efforts de couplage exercés par les raidisseurs sur la coque remplie d'eau.

L'intérêt du principe de sous-structuration réside dans la simplification du problème : les déplacements libres peuvent ainsi être déterminés pour chaque sous-système séparément ce qui permet d'estimer les admittances de chacun des sous-systèmes. À partir de la relation (II-4), nous pouvons déduire les efforts de couplage qu'exercent les raidisseurs sur la coque remplie d'eau. Dans un deuxième temps, nous pourrions réinjecter ces valeurs dans le modèle de coque en eau afin d'estimer le champ de déplacement de celle-ci lorsqu'elle est couplée aux deux raidisseurs axisymétriques.

II.2.B. Calcul des admittances circonférentielles et des déplacements libres de la coque

II.2.B.1. Principe

Pour calculer les admittances de la coque couplée au fluide, nous avons besoin de considérer que celle-ci est soumise à un chargement radial \tilde{F}_i^α positionné en $x = 0$. L'amplitude de ce chargement est unitaire sur chaque ordre circonférentiel. Comme la structure est axisymétrique et d'extensions latérales infinies, nous pouvons appliquer le principe de Floquet (voir [HvSo17]) afin de déduire l'admittance circonférentielle entre deux jonctions en translatant les déplacements de la coque obtenues pour l'excitation unitaire en $x = 0$. Nous substituerons alors \tilde{W}_j^α par \tilde{W}_F^α :

$$\tilde{Y}_{i,j}^\alpha = \tilde{W}_F^\alpha(x_i - x_j, k_\theta). \quad (\text{II-7})$$

Par ailleurs, pour déterminer les déplacements libres \tilde{W}^α dans (II-4), nous devons considérer la coque couplée au fluide et soumise à l'excitation extérieure suivant le cas envisagé, que ce soit le monopôle acoustique ou la force radiale.

Dans ce qui suit, nous présentons le calcul de ces quantités. Nous introduisons d'abord la formulation mathématique du modèle de la coque couplée au fluide, en considérant les différents types d'excitation. Puis, nous décrivons l'approche spectrale pour la résolution du problème.

II.2.B.2. Formulation mathématique de l'équation de mouvement d'une coque cylindrique

Nous considérons le modèle de Flügge pour décrire le comportement dynamique de la structure cylindrique mince. En régime harmonique $e^{-j\omega t}$, les équations de déplacement d'une coque cylindrique *in vacuo* (pas de fluide lourd à l'extérieur de la coque) en mouvement forcé (*c.-à-d.* soumise à un effort externe) s'écrivent alors [1] [2] :

$$\begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} & L_{13} \\ L_{21} & L_{22} & L_{23} \\ L_{31} & L_{32} & L_{33} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} U \\ V \\ W \end{Bmatrix} = \frac{(1-\nu^2)}{Eh} R^2 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ p_{tot} \end{bmatrix}, \quad (\text{II-8})$$

où

- U, V, W représentent les déplacements de la coque respectivement dans la direction axiale, tangentielle et radiale ;
- p_{tot} désigne le champ de pression total exercé sur la coque, exprimé en Pascals ;
- $\{L_{3 \times 3}\}$ est l'opérateur de Flügge qui dépend des paramètres géométriques et mécaniques de la coque. Son expression est donnée en -.

$E^* = \ E\ (1 - j\eta_s)[Pa]$	Module de Young complexe;
ν	Coefficient de Poisson ;
$\omega[s^{-1}]$	Pulsation angulaire des oscillations;
$R [m]$	Rayon équivalent de la coque;
$h[m]$	Épaisseur de la coque;
$\rho_s [kg/m^3]$	Densité volumique du matériau de la coque ;
η_s	Amortissement structurel dans la coque ;
$c_l = \sqrt{\left(\frac{E}{\rho_s(1 - \nu^2)}\right)} [m/s^2]$	Célérité des ondes longitudinales dans la coque.

II.2.B.3. Pression induite par l'effort externe

• Cas de l'excitation par monopôle acoustique

Un fluide contenu dans une coque exerce une pression sur cette dernière, en réaction aux déformations de la coque. On désigne ce champ par la « pression rayonnée » à l'intérieur de la coque, p_{ray} . Ici, la pression rayonnée satisfait l'équation d'Helmholtz homogène avec une condition de Neumann inhomogène aux parois (voir).

D'autre part, pour une source émettrice d'ondes sphériques à l'intérieur d'un fluide délimité par des frontières physiques, le second membre de l'équation d'Helmholtz exprime la fluctuation d'une quantité déterminée relative à la nature physique de la source considérée. Dans notre cas, nous considérons la fluctuation du débit volumique, q_s . Nous désignons la pression induite par la fluctuation de cette quantité par le terme de « pression incidente », p_{inc} . La pression bloquée correspond à la pression dans le fluide due à l'excitation acoustique lorsque la paroi de la coque cylindrique est considérée comme infiniment rigide. Nous l'exprimons comme la somme de la pression incidente due au

monopôle en champ libre p_{inc} et de la pression réfléchie p_{ref} par des parois « bloquées » (c.-à-d. infiniment rigides), [Leis73].

$$p_{bloq} = p_{inc} + p_{ref}. \quad (\text{II-9})$$

La pression bloquée satisfait donc l'équation d'Helmholtz inhomogène avec une condition de Neumann homogène à la paroi (ANNEXE A).

Compte tenu de la linéarité du problème acoustique, la somme de la pression bloquée et de la pression rayonnée vérifie bien l'équation d'Helmholtz inhomogène avec la condition de Neumann inhomogène à la paroi (c.-à-d. l'équation d'Euler est applicable à l'interface fluide-coque) [JuFe86]. Nous pouvons de ce fait décomposer la pression totale dans le fluide introduite dans l'équation du déplacement de la coque (II.5) en la somme de la pression bloquée p_{bloq} et de la pression rayonnée p_{ray} :

$$p_{tot}(x, r, \theta) = p_b(x, r, \theta) + p_{ray}(x, r, \theta). \quad (\text{II-10})$$

La pression bloquée caractérise la source monopolaire de notre problème vibroacoustique. La pression excitatrice « externe » correspond dans ce cas à la pression bloquée en paroi :

$$p_{exc}(x, \theta) = p_b(x, R, \theta). \quad (\text{II-11})$$

Nous verrons plus loin comment calculer cette pression bloquée.

- **Cas de l'excitation pour une force radiale ponctuelle**

La pression exercée sur la coque lorsqu'elle est soumise à une force radiale ponctuelle d'amplitude F_e , appliquée en un point (x_e, R, θ_e) s'écrit à partir de distributions de Dirac :

$$p_{exc}(x, R, \theta) = F_e \delta(x - x_e) \delta(\theta - \theta_e). \quad (\text{II-12})$$

Le terme p_{exc} permettra ainsi de remonter au déplacement radial de la coque à travers l'équation (II-5) dans chaque cas.

II.2.B.4. Pression induite par le chargement du fluide

Par ailleurs, la pression rayonnée dans le fluide vérifie l'équation de Helmholtz homogène [Ljun88] :

$$\Delta^2 p_{ray}(x, r, \theta) + \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 p_{ray}(x, r, \theta) = 0, \quad (\text{II-13})$$

où :

$$\Delta^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}. \quad (\text{II-14})$$

Et la célérité des ondes acoustiques c_0 est donnée par [Wood30] :

$$c_0^2 = \left(\frac{E_{eau}}{\rho_0}\right)^2. \quad (\text{II-15})$$

Avec :

$E_{eau} [Pa]$	Élasticité de l'eau à 20°C;
$\rho_0 [kg/m^3]$	Masse volumique de l'eau.

La relation d'Euler à l'interface entre la coque et le fluide (prenant en compte la continuité des vitesses normales à la paroi) permet de relier les déplacements radiaux de la coque à la pression en paroi (c.-à-d. pour $r = R$) :

$$\frac{\partial p_{ray}}{\partial r}(x, R, \theta) = \omega^2 \rho_0 W(x, \theta). \quad (II-16)$$

La résolution d'un tel système fournit les déplacements dans les trois directions de la coque soumise au champ généré par un monopôle ou à une force radiale ponctuelle. Nous pouvons ainsi en déduire le déplacement radial de celle-ci.

II.3. Approche spectrale

Pour résoudre le problème vibroacoustique composé des équations (II-8)-(II-16) en tenant compte des termes d'excitation définies par (II-10)-(II-12), nous considérons la décomposition en série de Fourier suivant la circonférence (voir équation (II-1)) et une transformation de Fourier spatiale suivant x .

II.3.A. Transformée de Fourier

Soit la fonction f définie dans l'équation (II-1). Nous pouvons exprimer analytiquement sa transformée de Fourier spatiale suivant x comme suit :

$$\tilde{f}(k_x, n) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(x, n) e^{-jk_x x} dx. \quad (II-17)$$

La décomposition en série de Fourier suivant θ et la transformée de Fourier suivant x de la fonction f s'écrivent alors :

$$\tilde{f}(k_x, n) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, \theta) e^{-jk_x x} e^{-jn\theta} dx d\theta. \quad (II-18)$$

Où k_x désigne le nombre d'onde axial et n le nombre d'onde circonférentiels. Ces grandeurs constituent les fréquences « spatiales » de l'espace des nombres d'onde.

La transformée inverse se met sous la forme :

$$f(x, \theta) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \sum_0^{2\pi} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(x, n) e^{\mp jk_x x} dk_x \right) e^{jn\theta}. \quad (II-19)$$

Par la suite, nous appellerons « déplacements spectraux » et « pression spectrale » respectivement les déplacements et la pression exprimés dans l'espace des nombres d'onde (\mathbf{k}_x, n) . Toutes les grandeurs spectrales seront indiquées par un double tilde.

II.3.B. Formulation du modèle de coque chargée de fluide dans l'espace des nombres d'onde

Le déplacement spectral axial, tangentiel et radial de la coque $(\tilde{\tilde{u}}, \tilde{\tilde{v}}, \tilde{\tilde{w}})$ s'écrivent alors avec l'opérateur de Flügge dans l'espace des nombres d'onde :

$$\left[\tilde{\tilde{L}}_{3 \times 3} \right] \begin{Bmatrix} \tilde{\tilde{u}} \\ \tilde{\tilde{v}} \\ \tilde{\tilde{w}} \end{Bmatrix} = \frac{1 - \nu^2}{Eh} R^2 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{\tilde{p}}_{exc} + \tilde{\tilde{p}}_{ray} \end{bmatrix}. \quad (\text{II-20})$$

Où $\tilde{\tilde{p}}_{exc}$ désigne l'expression spectrale de la résultante des efforts qui s'exercent sur la coque et $\tilde{\tilde{L}}_{3 \times 3}$ comprend les neuf coefficients de l'opérateur de Flügge sous forme spectrale (voir ANNEXE A).

Nous pouvons maintenant procéder à la résolution de la pression bloquée dans l'espace des nombres d'onde en exploitant les conditions d'Euler pour la vitesse et la pression en paroi. Ainsi, la transformée spatiale cylindrique de l'équation (II-13) se met sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\tilde{p}}_{ray}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\tilde{p}}_{ray}}{\partial r} + \left[(k_r)^2 - \left(\frac{n}{r} \right)^2 \right] \tilde{\tilde{p}}_{ray} = 0, \quad (\text{II-21})$$

où :

$$k_r^2 = k_0^2 - k_x^2, \quad (\text{II-22})$$

tel que k_0 désigne le nombre d'onde naturel des ondes acoustiques dans le milieu fluide :

$$k_0^2 = \frac{\omega}{c_0}. \quad (\text{II-23})$$

En ré-exprimant la condition d'Euler de (II-16) dans l'espace des nombres d'onde, nous avons :

$$\frac{\partial \tilde{\tilde{p}}_{ray}}{\partial r}(k_x, R, n) = \omega^2 \rho_0 \tilde{\tilde{w}}(k_x, n). \quad (\text{II-24})$$

L'équation (II-24) correspond à l'équation différentielle cylindrique de Bessel dont la solution se met sous la forme :

$$\tilde{\tilde{p}}_{ray}(k_x, r, n) = A J_n(k_r r) + B Y_n(k_r r). \quad (\text{II-25})$$

J_n et Y_n sont respectivement les fonctions de Bessel et de Neumann d'ordre n , et A et B des constantes à déterminer [KFCS09].

La divergence de la fonction de Neumann Y_n quand r tend vers 0 conduit à poser $B = 0$.

En exploitant la condition d'Euler dans (II-24), nous arrivons à remonter à la valeur du coefficient A :

$$\frac{\partial \tilde{p}_{ray}}{\partial r}(k_x, R, n) = A k_r J'_n(k_r R) = \omega^2 \rho_0 \tilde{W}(k_x, n). \quad (\text{II-26})$$

Nous dégageons ainsi l'expression spectrale (c.-à-d. dans l'espace des nombres d'onde) de la pression rayonnée :

$$\tilde{p}_{ray}(k_x, R, n) = \frac{\omega^2 \rho_0 J_n(k_r r)}{k_r J'_n(k_r R)} \tilde{W}(k_x, n). \quad (\text{II-27})$$

Nous pouvons alors définir l'impédance de couplage entre la coque et le fluide \tilde{Z}_0 [Leis73] par :

$$\tilde{Z}_0 = \frac{\tilde{p}_{ray}(k_x, R, n)}{-j\omega \tilde{W}(k_x, n)} = j\omega \rho_0 \frac{J_n(k_r r)}{k_r J'_n(k_r R)}. \quad (\text{II-28})$$

Nous remarquons que les valeurs de k_r susceptibles d'annuler le dénominateur de l'impédance de couplage \tilde{Z}_0 constituent des pôles de l'équation (II-28). En introduisant (II-28) dans (II-20) et en résolvant le système d'équations obtenu, nous arrivons à exprimer les déplacements spectraux de la coque par :

$$\begin{Bmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{v} \\ \tilde{w} \end{Bmatrix} = \frac{(1 - \nu^2) R^2}{Eh} \frac{\tilde{p}_{exc}}{\det(\tilde{L})} \begin{Bmatrix} \tilde{L}_{12} \tilde{L}_{23} - \tilde{L}_{22} \tilde{L}_{13} \\ \tilde{L}_{13} \tilde{L}_{12} - \tilde{L}_{11} \tilde{L}_{23} \\ \tilde{L}_{11} \tilde{L}_{22} - \tilde{L}_{12}^2 \end{Bmatrix}. \quad (\text{II-29})$$

Avec :

$$\det(\tilde{L}) = [\tilde{L}_{13} (\tilde{L}_{23} \tilde{L}_{12} - \tilde{L}_{13} \tilde{L}_{22}) + \tilde{L}_{23} (\tilde{L}_{13} \tilde{L}_{12} - \tilde{L}_{23} \tilde{L}_{11}) + (\tilde{L}_{33} + j\omega \tilde{Z}_0) (\tilde{L}_{11} \tilde{L}_{22} - \tilde{L}_{12}^2)]. \quad (\text{II-30})$$

Il nous reste ainsi à déterminer les pressions spectrales dans l'espace des nombres d'onde afin de remonter aux déplacements.

II.3.C. Résolution de l'excitation dans l'espace des nombres d'onde

II.3.C.1. Cas de la source acoustique

Pour calculer la pression bloquée, nous l'exprimons comme la somme de la pression incidente due au monopôle en champ libre p_{inc} et de la pression réfléchie par les parois « bloquées » (c.-à-d. infiniment rigides) [Leis73].

$$p_{bloq} = p_{inc} + p_{ref}. \quad (\text{II-31})$$

La pression incidente satisfait l'équation d'Helmholtz avec un terme source. En l'absence d'informations précises concernant le débit volumique de cette source, noté q_s , nous le supposons normalisé à une valeur unitaire. Dans ce cas, nous pouvons assimiler la solution de l'équation de Helmholtz inhomogène à la fonction de Green [3] :

$$p_{inc} = \frac{j\omega \rho q_s e^{-jk|r|}}{4\pi|r|}, \quad (\text{II-32})$$

Où $|r| = |r_s - r_0|$ représente la distance radiale entre la source et le point d'observation.

La pression réfléchie satisfait l'équation d'Helmholtz homogène :

$$\Delta^2 p_{ref}(x, \theta, r) + k_0^2 p_{ref}(x, \theta, r) = 0. \quad (\text{II-33})$$

Ainsi, en tenant compte de (II-31), la relation de Neumann homogène ($\frac{\partial p_{bloq}}{\partial r}(x, R, \theta) = 0$) devient :

$$\frac{\partial p_{ref}}{\partial r}(x, R, \theta) = -\frac{\partial p_{inc}}{\partial r}(x, R, \theta). \quad (\text{II-34})$$

La transformée spatiale double de l'équation (II-32) se calcule en exploitant le développement de la fonction cylindrique de Bessel de premier ordre [JuFe86]. On obtient alors :

$$\tilde{p}_{inc}(k_x, r, n) = j\omega\pi \frac{\rho q_s}{4\pi r} e^{-j(n\theta_s + k_x x_s)} J_n(k_r r_s) H_n(k_r r), \quad (\text{II-35})$$

Où $\frac{q_s}{4\pi r} = Q_v$ désigne le débit volumique du monopôle et H_n est la fonction de Hankel d'ordre n .

La pression réfléchie satisfait l'équation spectrale d'Helmholtz homogène :

$$\Delta \tilde{p}_{ref}(k_x, r, n) + k_0^2 \tilde{p}_{ref}(k_x, r, n) = 0. \quad (\text{II-36})$$

La solution de cette équation est la fonction de Bessel cylindrique de premier ordre :

$$\tilde{p}_{ref}(k_x, r, n) = C J_n(k_r r), \quad (\text{II-37})$$

avec C une constante à déterminer. L'expression spectrale de l'équation (II-34) s'écrit :

$$\left. \frac{\partial \tilde{p}_{ref}}{\partial r} \right|_{r=R} = - \left. \frac{\partial \tilde{p}_l}{\partial r} \right|_{r=R}. \quad (\text{II-38})$$

Par remplacement des équations (II-35) et (II-36) dans (II-38), nous déduisons les valeurs de $\frac{\partial \tilde{p}_{ref}}{\partial r}$ et de C . Il en résulte que :

$$\tilde{p}_{ref}(k_x, r, n) = -j\pi q_s e^{-i(n\theta_s + k_x x_s)} \frac{J_n(k_r r_s) H'_n(k_r R)}{J'_n(k_r R)} J_n(k_r r). \quad (\text{II-39})$$

Rappelons que la pression bloquée se définit comme la somme de la pression incidente \tilde{p}_{inc} et de la pression réfléchie \tilde{p}_{ref} quand la paroi est supposée rigide. L'exploitation du Wronskien [KFCS09] nous permet de déduire l'expression de la pression bloquée d'après (II-31) :

$$\tilde{p}_{bloq}(k_x, R, n) = \left(\frac{2q_s e^{-j(n\theta_s + k_x x_s)}}{k_r R} \right) \frac{J_n(k_r r_s)}{J'_n(k_r R)} \quad (\text{II-40})$$

Pour une coque soumise à une pression interne, l'expression de la résultante des forces en respectant la direction des efforts s'écrit :

$$\tilde{p}_{bloq} = \tilde{p}_{inc} = \left(\frac{2q_s e^{-j(n\theta_0 + k_x x_0)}}{k_r R} \right) \frac{J_n(k_r r_s)}{J'_n(k_r R)} \quad (\text{II-41})$$

II.3.C.2. Cas de l'excitation mécanique

Les forces spectrales dans le cas d'une force radiale ponctuelle appliquée en (x_e, R, θ_e) sur la coque s'écrivent :

$$\tilde{p}_{exc} = \tilde{p}_{ray}(k_x, R, n) + \frac{1}{2\pi} e^{-j(k_x x_e + n\theta_e)} \quad (\text{II-42})$$

II.3.D. Calcul des admittances et déplacements libres de la coque

Pour calculer les déplacements de la coque, nous considérons le terme \tilde{p}_{exc} de l'excitation par monopôle comme second terme de l'expression (II-19) pour estimer les déplacements spectraux \tilde{w}^α . Par transformée de Fourier inverse, nous pouvons en déduire les déplacements libres circonférentiels au niveau de chaque jonction ainsi :

$$\tilde{W}_i^\alpha(x, n) = \left(\frac{1}{2\pi R} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{w}^\alpha(k_x, R, n) e^{jk_x(x-x_i)} dk_x. \quad (\text{II-43})$$

Définition de l'espace des nombres d'ondes pour le calcul de la FFT

Comme les transformées de Fourier ne peuvent être calculées analytiquement, nous utiliserons une procédure numérique pour le calcul des transformées de Fourier discrètes (TFD) qui nécessitent de tronquer et d'échantillonner l'espace des nombres d'onde (\vec{k}_x, n) , à partir d'un nombre d'onde « de coupure » k_{max} :

$$\tilde{W}_{i,j}^\alpha(x, n) = \left(\frac{1}{2\pi R} \right) \int_{-k_{max}}^{+k_{max}} \tilde{w}(k_x, R, n) e^{jk_x(x-x_{i,j})} dk_x. \quad (\text{II-44})$$

Le nombre d'onde de coupure doit être défini de manière à intégrer toutes les composantes significatives des déplacements spectraux. Pour cela, nous considérons les nombres d'onde naturels de différents types d'ondes :

- Le nombre d'onde acoustique naturel dans le milieu fluide, k_0 (voir équation (II-23)).
- Le nombre d'onde naturel des déplacements longitudinaux k_l :

$$k_l = \frac{\omega}{c_l} = \omega \sqrt{\frac{\rho_s(1-\nu^2)}{E}}. \quad (\text{II-45})$$

- Le nombre d'onde naturel de flexion d'une plaque équivalente en épaisseur et matériau à la coque :

$$k_{flexion}^{plaque} = \sqrt{\frac{\sqrt{12}}{h}} k_l. \quad (\text{II-46})$$

- Le nombre d'onde naturel de cisaillement

$$k_t = k_l \sqrt{\frac{2}{1-\nu}} \quad (\text{II-47})$$

Ces grandeurs naturelles donnent une indication sur les bornes du domaine des nombres d'onde dans lesquels les déplacements spectraux sont significatifs. Le nombre d'onde de coupure k_{\max} peut-être défini à partir du critère :

$$k_{\max} = K_x \max \left[k_{\text{flexion}}^{\text{plaque}}, k_0, k_{\text{flexion}}^{\text{eau,plaque}}, k_l \right], \quad (\text{II-48})$$

Où K_x est un coefficient de marge pris supérieur à 1,5.

Dans un second temps, nous utiliserons la méthode de quadrature de Gauss-Konrod pour calculer numériquement l'intégrale de l'équation (II-44) sous Matlab à l'aide de la commande `quadgk` [Mole08].

II.3.E. Calcul de l'admittance des raidisseurs

La matrice d'admittance pour les deux brides s'écrit :

$$\tilde{Y}_{ij}^{\beta} = \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{11}^{\beta} & \tilde{Y}_{12}^{\beta} \\ \tilde{Y}_{21}^{\beta} & \tilde{Y}_{22}^{\beta} \end{bmatrix} \quad (\text{II-49})$$

Les deux raidisseurs n'étant pas reliés mécaniquement entre eux, une sollicitation radiale appliquée au raidisseur 1 en x_1 n'induit pas une vibration dans le raidisseur 2 en x_2 , ce qui revient à exprimer leurs admittances croisées, indépendamment du type de raidisseur choisi :

$$\tilde{Y}_{12}^{\beta} = \tilde{Y}_{21}^{\beta} = 0 \quad (\text{II-50})$$

Par ailleurs, comme nous les admettons identiques, nous avons :

$$\tilde{Y}_{11}^{\beta} = \tilde{Y}_{22}^{\beta} \quad (\text{II-51})$$

Nous donnerons ces admittances circonférentielles pour deux types différents de raidisseurs considérés dans cette étude.

II.3.E.1. Raidisseurs infiniment rigides

Pour un raidisseur infiniment rigide, un effort appliqué à sa base induira un déplacement nul. Ceci revient à considérer la coque comme pincée en x_1 et x_2 . Les admittances circonférentielles des « pincées » sont alors notées :

$$\tilde{Y}_{11}^{\beta} = \tilde{Y}_{22}^{\beta} = 0 \quad (\text{II-52})$$

La matrice d'admittance du sous-système des raidisseurs ($\alpha = 2$) est alors complètement nulle, et l'on peut se contenter d'estimer la matrice d'admittance de la coque pour le calcul des forces de couplage comme nous le proposons à la section II.3.D.

II.3.E.2. Raidisseurs déformables

Le raidisseur déformable est modélisé par un anneau circulaire suivant la théorie des coques. Tran Van-Nhieu donne en [Tran01] l'impédance circonférentielle de ce type de raidisseur.

Comme pour le cas général, les valeurs d'admittances croisées de ce sous-système sont nulles. Les admittances d'entrée \tilde{Y}_{ii}^β , quant à elles, peuvent être déterminées pour chaque ordre circonférentiel n comme suit :

$$\tilde{Y}_{ii}^\beta = \frac{1}{\tilde{Z}_r}, \quad (\text{II-53})$$

où:

$$\tilde{Z}_r = \frac{\rho_r c_r^2 A_r}{R^2} \left[1 - \Omega_r^2 + \beta_r^2 n^4 + \left(\frac{n^2 (1 + \beta_r^2 n^2)^2}{\Omega_r^2 - n^2 (1 + \beta_r^2)} \right) \right], \quad (\text{II-54})$$

Tel que⁶ :

$$\beta_r^2 = \frac{h_r^2}{12R^2}, \quad (\text{II-55})$$

$$\text{Et } k_r = \frac{\omega}{c_r}, \quad (\text{II-56})$$

avec $c_r = \sqrt{\frac{E_r}{\rho_r}}$ et :

$$A_r = l_r h_r, \quad (\text{II-57})$$

$$\Omega_r = R k_r. \quad (\text{II-58})$$

A_r désigne la section rectangulaire des anneaux en $[m^2]$. Ceux-ci sont de largeur l_r d'épaisseur h_r et du même rayon R que la coque (tous exprimés en mètres). Les anneaux étant supposés du même matériau que la coque, les paramètres physiques et de matériau (E, ρ, η, c_l) sont identiques.

II.4. Calcul des déplacements de la coque couplée aux brides

Une fois les admittances de la coque et des raidisseurs calculés, de même que les déplacements libres de la coque sous l'effet de l'excitation extérieure, nous en déduisons les forces de couplage appliquées par les raidisseurs sur la coque, $\widetilde{\vec{F}}^c$ en résolvant l'équation (II-4). Ces efforts doivent être réinjectés dans le modèle de coque cylindrique développé à la section II.3.B. La pression spectrale excitatrice $\tilde{\vec{p}}_{\text{exc}}$ de l'équation (II-19) doit être remplacée par la pression spectrale excitatrice tenant compte du couplage avec les raidisseurs $\tilde{\vec{p}}_{\text{exc+couplage}}$, qui s'écrit dans ce cas :

$$\tilde{\vec{p}}_{\text{exc+couplage}} = \tilde{\vec{p}}_b + \widetilde{\vec{F}}_1^c e^{-i(k_x x_1 + n\theta_1)} + \widetilde{\vec{F}}_2^c e^{-i(k_x x_2 + n\theta_2)} \quad (\text{II-59})$$

⁶ L'indice r désigne *ring* pour anneau

Nous obtenons les déplacements spectraux \widetilde{W}_c de la coque, résultants des efforts appliqués par les raidisseurs et la source extérieure en résolvant l'équation (I-25) tenant compte de (II-64). Nous pouvons alors exprimer le déplacement radial de la coque dans l'espace physique par :

$$W_c(x, \theta) = \left(\frac{1}{4\pi^2 R}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn\theta} \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{w}_c(k_x, n) e^{jk_x x} dk_x. \quad (\text{II-60})$$

En pratique, cette sommation et cette intégrale sont estimées numériquement par une procédure similaire à celle décrite au paragraphe II.3.D. L'espace des nombres d'onde et ordre circonferentiel est tronqué :

$$W_c(x, \theta) \approx \left(\frac{1}{4\pi^2 R}\right) \sum_{n=-N_{\max}}^{+N_{\max}} e^{jn\theta} \int_{-k_{\max}}^{k_{\max}} \widetilde{w}_c(k_x, n) e^{jk_x x} dk_x, \quad (\text{II-61})$$

avec

$N_{\max} = k_N * R * (\max[k_0, k_c, k_l, k_f])$, ou k_N est un coefficient de marge supérieur à 1,5.

II.5. Analyse des résultats numériques

Dans cette partie, nous analysons les résultats numériques du modèle développé précédemment. Les valeurs des paramètres mécaniques et géométriques sont données dans la Table II:1 correspondent au cas de la maquette expérimentale considérée dans notre étude. Nous avons procédé à l'ajustement de ces paramètres après une analyse de sensibilité des résultats et une comparaison aux données expérimentales qui seront présentées à la section II.5.D.

Composants	Paramètres					
	R (mm)	h (mm)	ρ ($kg.m^{-3}$)	E (Pa)	ν	η_c
Coque	105,4	8,18	7800	$1.85.10^{11}$	0,3	0,1 %
	R_r (mm)	h_r (mm)	ρ_r ($kg.m^{-3}$)	E_r (Pa)	l_r (mm)	η_r
Raidisseur	105	60	7800	$1.85.10^{11}$	4	0,1 %
Eau à température ambiante	ρ_0 ($kg.m^{-3}$)			c_0 ($m.s^{-1}$)		η_f
	1000			1500		0.01%

Table II.1 : Propriétés des différents composants de la maquette expérimentale

Pour faciliter la compréhension des résultats, nous effectuons une analyse en deux temps : dans un premier temps, nous étudions la réponse de chaque sous-système découplé, c.-à-d. de la coque lisse remplie d'eau d'une part et des raidisseurs d'autre part.

Pour la coque lisse, nous tâcherons de comparer la réaction du sous-système $\alpha = 1$ (c.-à-d. la coque lisse avec l'eau) à une excitation mécanique ponctuelle d'abord, ensuite à un monopôle acoustique, ceci pour différentes positions radiales dans le fluide. Pour nous positionner vis-à-vis de la littérature, nous traçons la réponse en déplacement radial spectral de la coque suivant k_x pour les premiers ordres circonferentiels. Ce type d'illustrations permet de comparer nos résultats avec l'étude menée par Fuller et Fahy dans [FuFa82] afin de mieux appréhender les contributions du fluide et de la coque sur la propagation des vibrations dans la coque.

Pour les raidisseurs, nous étudions l'admittance en fonction de la fréquence et de l'ordre circonferentiel.

En un deuxième temps, nous cherchons à mettre en évidence l'influence des brides de fixation sur la réponse vibratoire du système. Nous étudions notamment la réponse spatiale des déplacements radiaux en fonction de la fréquence, que nous comparons à celle de la coque avec les raidisseurs. Les deux études sont menées pour les deux types de raidisseurs envisagés à la section II.3.E.

II.5.A. Résultats pour la coque lisse

Dans cette première partie de l'étude, nous étudierons le comportement du système jusqu'à 8 kHz, c.-à-d. au-delà de la fréquence d'anneau. Cette dernière correspond à la fréquence au-dessus de laquelle les déplacements radiaux sont quasiment découplés des déplacements longitudinaux et de cisaillement pour une coque cylindrique mince [Leis73]. Son expression s'écrit :

$$f_{anneau} = \frac{c_l}{2\pi R} \quad (\text{II-62})$$

Pour la coque in vacuo, $f_{anneau} \approx 7709$ Hz. Cette valeur ne prend pas en compte la présence du fluide.

II.5.A.1. Excitation mécanique

Courbes de « dispersion » opérationnelles

Nous nous intéressons à la réponse spectrale (c.-à-d. dans l'espace des nombres d'onde) de la coque remplie d'eau sans la présence des raidisseurs. Pour cela, nous traçons le déplacement radial spectral $\tilde{W}(k_x, n)$ en fonction du nombre d'onde k_x et de la fréquence pour un ordre circonférentiel donné ($n = 0 \dots 5$). Ces déplacements spectraux sont directement calculés à partir de l'équation (II-19) en considérant une pression excitatrice due à un effort radial appliqué en $x = 0$.

Nous observons des trajectoires qui peuvent s'apparenter à des « courbes de dispersion opérationnelles ». L'aspect, comme l'amplitude de ces courbes, est propre à une excitation et à un amortissement donné. Elles ne constituent de ce fait pas de véritables courbes de dispersion. En effet, celles-ci sont généralement tracées après résolution de l'équation caractéristique du système conservatif considéré avec un terme nul au second membre de l'équation (II-19). Dans cette étude, l'équation caractéristique est obtenue en annulant le dénominateur de l'équation lorsque les parties imaginaires du module de Young et de la célérité acoustique ne sont pas prises en compte (c.-à-d. $\text{Re}\{\Delta\} = 0$). La résolution de cette équation nécessite des méthodes numériques d'extraction de zéros, d'après les auteurs dans [FuFa82] les racines peuvent être complexes. Ainsi, les valeurs parfaitement réelles correspondent aux ondes progressives tandis que les composantes imaginaires correspondent aux ondes évanescentes. Comme le déplacement radial spectral est inversement proportionnel à Δ , les maximums d'amplitude sont obtenus pour les valeurs k_x réelles pour lesquelles Δ tend vers des valeurs infiniment petites (sans s'annuler, compte tenu de la prise en compte des amortissements coque et fluide). Il en résulte que les trajectoires qui apparaissent sur le graphe des déplacements radiaux spectraux en fonction de k_x et de la fréquence sont proches des courbes de dispersion correspondant aux ondes progressives du système considéré. Nous pouvons ainsi établir une comparaison entre nos résultats et les courbes de dispersion proposées dans [FuFa82].

Nous présentons à la Figure II.3, les courbes de dispersion « opérationnelles » obtenues pour les six premiers ordres circonférentiels ($n = 0 \dots 5$) en décibels pour un effort mécanique appliqué en $(x_e, \theta_e) = (0, 0)$. Ces courbes sont tracées en fonction du nombre d'onde de coupure donné à l'équation (II-47). Nous présentons également sur cette figure les composantes axiales du nombre d'onde acoustique k_0 , du nombre d'onde des déplacements en traction-compression k_l , ainsi que du nombre d'onde des déplacements en flexion d'une plaque équivalente en épaisseur et matériau à la coque, k_f .

Le type d'onde propre à chacune de ces courbes de dispersion nous renseigne sur le comportement de la coque couplée au fluide suivant les fréquences. Les comportements de coque lisse en eau et *in vacuo*, nous permet d'identifier des trajectoires similaires, à la base desquelles nous parvenons à expliquer ces tendances en propagation. Nous nous intéressons dans ce qui suit aux similitudes observées dans notre modèle numérique à la suite du tracé de ces courbes « opérationnelles », pour une excitation mécanique, avec celles mises en évidence par Fuller dans [FuFa82].

Dans notre cas, le rapport adimensionnel de l'épaisseur de la coque à son rayon moyen $\frac{h}{R}$ de 0,076).

En comparant les résultats de la Figure II.3 avec celles présentées en [FuFa82], nous en déduisons le suivant :

- Pour l'ordre circonférentiel $n = 0$ qui correspond au mode de « respiration » de la coque, la réponse spectrale (Figure II.3.a), consiste en trois branches que nous numérotions $s_b^{n=0}$, $b \in \{1,2,3\}$ par ordre d'apparition sur le graphique, de gauche à droite respectivement. Pour plus de clarté, nous aborderons l'étude pour les trois branches en deux zones de fréquences, $0 < f_1 \leq f_c$ et $f_1 > f_c$ avec $f_c = 0.8 f_{\text{anneau}}$.
- En dessous de f_c , la branche $s_1^{n=0}$ est proche du nombre d'onde acoustique (courbe en pointillés). Ensuite, elle se rapproche du nombre d'onde de flexion (courbe pleine). Ceci peut s'expliquer par le fait que la fréquence d'anneau de la coque est d'environ 7 kHz. En dessous de celle-ci, la raideur induite par la courbure de la coque joue un rôle important sur la propagation des ondes, la coque est très rigide et ne vibre quasiment pas dans la direction radiale. Toute l'énergie apportée au système par l'impulsion structurelle est véhiculée par le fluide. Nous pouvons donc dire que cette branche épouse bien le comportement d'une pression « bloquée » c.-à-d. d'un fluide délimité par des frontières absolument rigides en basses fréquences comme le suggère Fuller dans [12]. Cette onde est acoustiquement « lente » et sa vitesse augmente au fur et à mesure que la vitesse de déplacement radial de la coque croît quand on se rapproche de la fréquence d'anneau. Ceci s'accompagne d'une transition de la majorité de l'énergie du fluide vers la structure aux alentours de f_c . En dessous de f_c , nous notons également la trajectoire de la branche $s_2^{n=0}$ de moindre intensité, qui peut être attribuée aux déplacements longitudinaux de traction-compression dans la coque. Cela signifie que cette branche est découplée du comportement du fluide, elle pourrait être assimilée au comportement d'une coque *in vacuo*. A l'approche de la fréquence d'anneau, la vitesse de la coque augmente au fur et à mesure que sa rigidité diminue (son comportement se rapproche de celui d'une plaque), ce qui implique un plus fort couplage avec le fluide dû à l'effet de Poisson. Ainsi, le déplacement radial de la branche $s_2^{n=0}$ augmente rapidement à l'approche de la fréquence d'anneau, ce qui induit un changement abrupt dans l'aspect de la branche $s_2^{n=0}$ pour se rapprocher de celui d'une pression « libérée » au-delà de f_c . Finalement, nous remarquons l'apparition de la branche $s_3^{n=0}$ au-delà de f_c .
- D'après [FuFa82], l'ordre $n = 1$ correspond en basses fréquences à un comportement d'ensemble de poutre ⁷ vibrant en flexion qui présente quelques similitudes avec le comportement d'ordre $n = 0$. En basses fréquences, nous ne distinguons qu'une seule branche qui correspond à un déplacement « lent » de poutre, d'après [12]. Pour une fréquence $f \approx 0.56 f_{\text{anneau}}$, nous pouvons distinguer deux nouvelles branches $s_2^{n=1}$ et $s_3^{n=1}$, d'amplitude plus faible que la branche $s_2^{n=1}$. Le comportement de la branche $s_2^{n=1}$ ressemble à celui d'une conduite à parois rigides, tandis que la branche $s_3^{n=1}$ est un mode de torsion
- Les ordres $n = 2$ et $n = 3$ se rapprochent de la branche $s_1^{n=1} = 1$. Nous pouvons remarquer que la seule différence réside dans la fréquence d'apparition des modes qui est non-nulle, contrairement au cas pour $n = 1$. Pour ces branches, l'effet de la courbure de la coque devient moins important (comportement similaire à celui d'une plaque vibrant en flexion). Ce

⁷ Nous rappelons qu'une poutre est généralement définie comme un objet dont la longueur est grande par rapport aux dimensions transverses

comportement induit dans la coque des déplacements d'amplitude plus élevée, qui se traduisent dans la dynamique des ordres supérieurs à $n = 1$.

- Les ordres $n = 4$ et $n = 5$ présentent des comportements encore plus proches de la vibration en flexion pure. Ainsi, lorsque l'ordre n augmente, les courbes de dispersion tendent à se rapprocher de celle correspondant au nombre d'onde de flexion, ce que confirment nos résultats.

La comparaison du niveau des déplacements pour les différents ordres n indique que pour la bande de fréquence et l'excitation considérée, le système réagit principalement sur les ordres $n = 1, 2$ et 3 dans une moindre mesure.

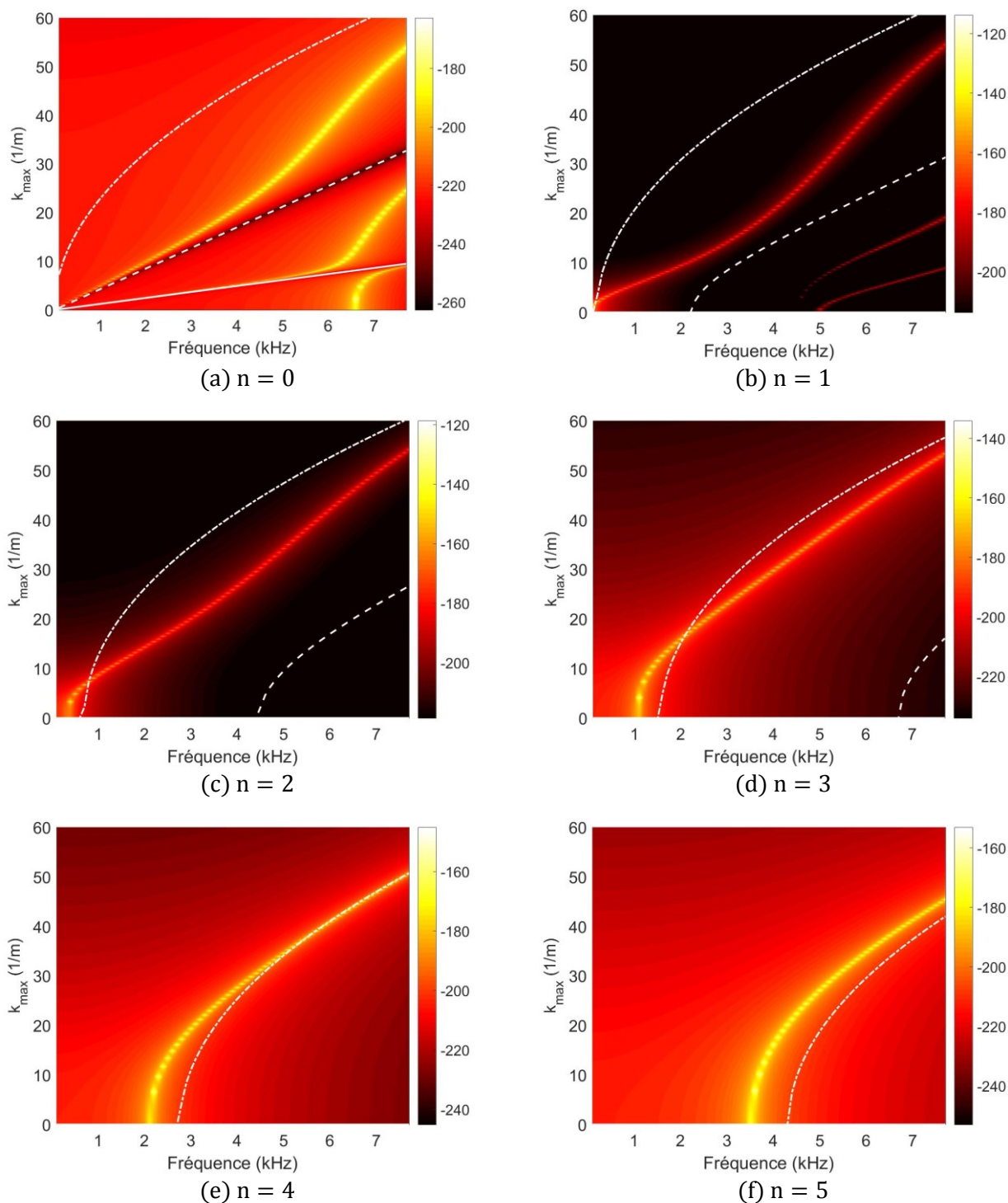


Figure II.3. Déplacements spectraux maximaux de la coque lisse suivant les ordres circonférentiels En tiret continu : $\sqrt{\left(k_f^2 - \left(\frac{n}{r}\right)^2\right)}$; en -- $\sqrt{\left(k_0^2 - \left(\frac{n}{r}\right)^2\right)}$; en - $\sqrt{\left(k_l^2 - \left(\frac{n}{r}\right)^2\right)}$. Ref dB pour le déplacement [1 m].

Affichage dans l'espace physique

La répartition spatiale des déplacements radiaux dans l'espace physique se calcule à partir de la transformée inverse de Fourier de l'équation (II-43). Nous obtenons ainsi la valeur du déplacement radial de la coque lisse en fonction des fréquences pour un ensemble de points « d'observation » de la paroi situés sur la génératrice $\theta = 0^\circ$ de la coque cylindrique et espacés de $\Delta x = 1 \text{ cm}$. C'est ce que nous désignons par « profil spatiofréquentiel » du déplacement radial pour le système coque lisse, tracé à la Figure II.4.a).

Nous traçons par la suite le déplacement radial maximal de la coque en fonction des fréquences

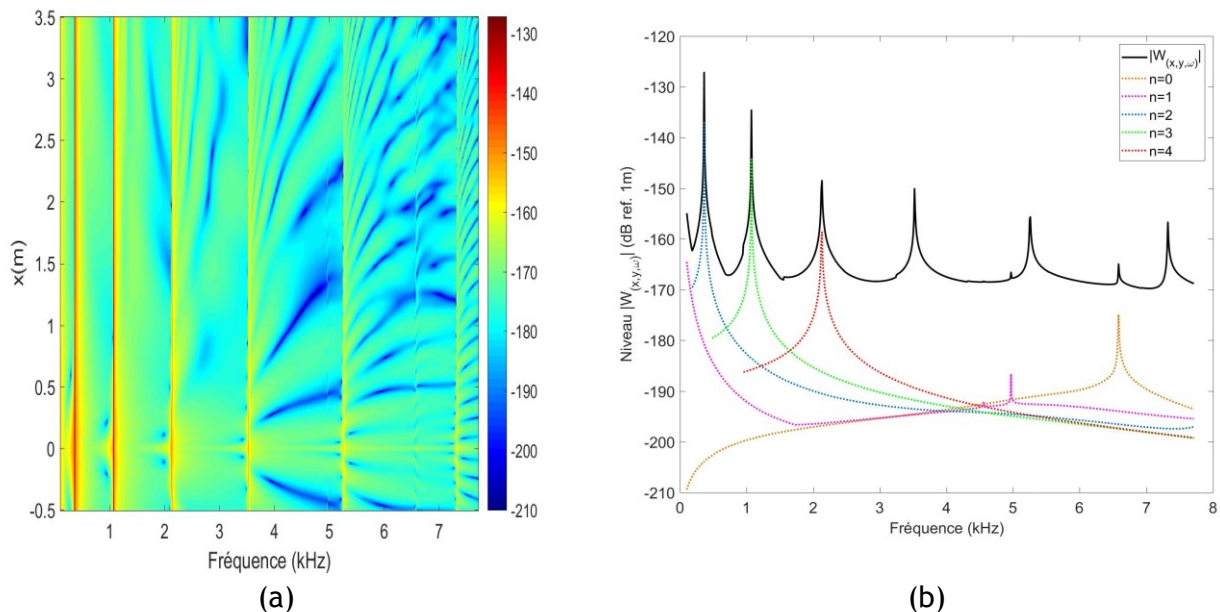


Figure II.4. Illustration des déplacements dans l'espace physique pour une excitation mécanique en $(x_e, \theta_e) = (0,0)$. (a) Déplacement radial spatiofréquentiel (b) Enveloppe du déplacement radial maximal en fonction de la fréquence, pour les ordres $n = 0 \dots 4$.

La décomposition du champ de déplacement suivant les ordres circonférentiels permet d'identifier pour chaque fréquence les ordres concernés (courbe en pointillées à la Figure II.4.b). Ces maxima sont en particulier prononcés pour les fréquences d'apparition des ordres $n = 2$ et $n = 3$.

L'ordre $n = 0$ ressort autour de la fréquence d'anneau vers 7420 Hz, tandis que l'ordre $n = 1$ ne ressort significativement que vers les premières fréquences du calcul, proches de 10 Hz. Ce comportement correspond à la branche $s = 1$ de cet ordre, qualifiée d'onde « lente » et dont les niveaux d'amplitude sont bien supérieurs aux branches $s = 2$ et $s = 3$ qui ressortent faiblement à des fréquences plus éloignées sur la Figure II.3.b. Ceci est en adéquation avec l'analyse des courbes de dispersion. Rappelons que celle-ci a révélé un comportement de poutre en flexion qui apparaît très tôt en basses fréquences pour l'ordre circonférentiel $n = 1$, ce qui prédispose cet ordre à engendrer des longueurs d'onde plus importantes et dont les niveaux observés à la Figure II.4.a sont plus élevés à ces fréquences-là qu'à des fréquences supérieures où apparaissent les ordres circonférentiels $n = 2$ et de $n = 3$. Sur la Figure II.4.a, nous remarquons la faible atténuation des vibrations dans la direction axiale de la coque, pour des fréquences proches des fréquences d'apparition des ordres circonférentiels. Inversement, les vibrations ont tendance à se concentrer autour de l'excitation dans la partie haute du domaine fréquentiel.

II.5.A.2. Excitation acoustique

Examinons maintenant la réponse en déplacement de la coque dans le cas où une source acoustique ayant un débit massique unitaire $\bar{q}_s = 1\text{g/s}$ est appliquée au sein du fluide à l'intérieur de la coque. Afin d'étudier l'influence de l'emplacement du monopôle sur le champ vibratoire généré dans les parois de la coque, nous nous attachons à la comparaison des résultats pour deux positions différentes de celui-ci dans le cylindre infini :

- $r_s = 0\text{ m}$, cela nous permet de se placer dans un cas où seul le mode de respiration de la coque est sollicité.
- $r_s = 0.025\text{ m}$, cette position permet de solliciter le système autrement que d'une manière parfaitement axisymétrique

Monopôle en $r_s = 0$

Nous traçons la courbe de dispersion opérationnelle ainsi que la réponse spatio-fréquentielle à la Figure II.5.a et Figure II.5.b respectivement. Comme le système est axisymétrique, seul l'ordre circonferentiel $n = 0$ est sollicité. Nous remarquons la similarité du tracé des courbes de dispersion avec celles de la Figure II.3 pour le même ordre dans le cas d'une excitation mécanique même si les niveaux d'amplitude restent différents. En effet, l'ordre $n = 0$ réagit très peu à une sollicitation mécanique appliquée directement aux parois.

Sur la Figure II.5.b, nous ne distinguons principalement qu'un seul « mode » sur le tracé du déplacement dans l'espace physique, à la fréquence d'apparition de la branche $s = 3$ de cet ordre circonferentiel, qui est proche de la fréquence d'anneau. Cela concorde avec l'hypothèse de déplacement radial très faible pour la branche $s = 2$ émise à la section . Le tracé du déplacement radial montre une assez faible amplitude entre la fréquence d'apparition de la branche $s = 1$ et celle de $s = 3$ ce qui signifie que $s = 2$ est presque entièrement découplée du fluide. Par ailleurs, la branche $s = 3$, apparaît à une fréquence légèrement inférieure à la fréquence d'anneau du système. Cela est dû à l'effet de fluide ajouté qui déplace la fréquence « cut-on » de cet ordre vers une valeur plus basse en fréquences par rapport à une coque in vacuo. Nous pouvons donc en déduire que le fluide rajoute de la masse au système dans cette bande de fréquences.

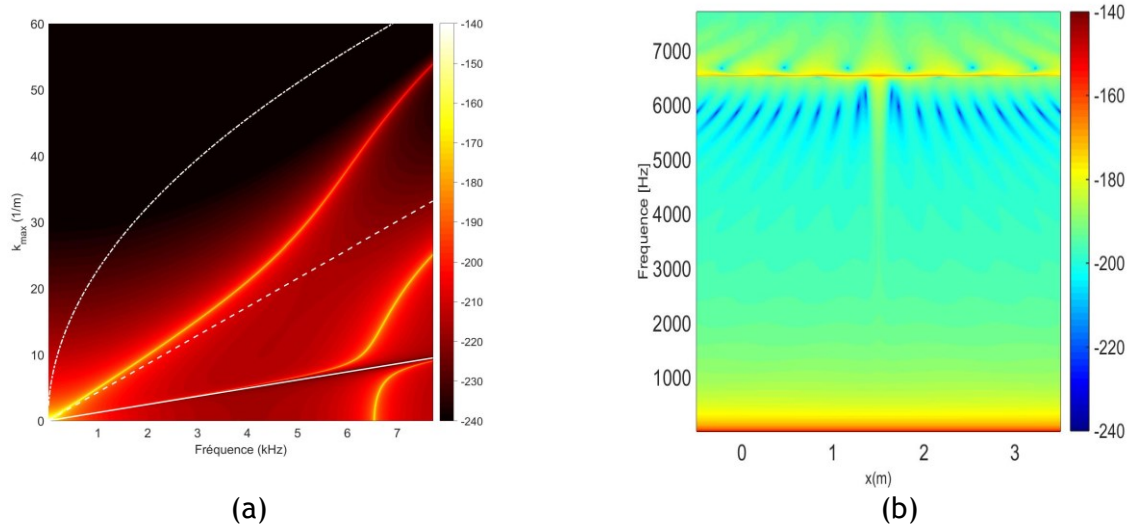


Figure II.5. Tracé du déplacement radial de la coque lisse pour une excitation acoustique en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.56m, 0m, 0^\circ)$. (a) Tracé dans l'espace (k_x, n) ; (b) Affichage du déplacement radial spatio-fréquentiel pour une excitation par monopôle au centre de la coque

Monopôle en $r_s \approx 25\%R$

Examinons la propagation des ondes depuis un monopôle légèrement éloigné (2,5 cm) de l'axe central de la maquette. Sur le tracé des courbes de « dispersion » de la Figure II.6, nous nous apercevons que les ordres supérieurs à 0 sont plus sollicités lorsque la source s'éloigne de la position $r_s = 0$. Ainsi, les ordres $n=1$, $n=2$ et $n=3$ présentent des aspects propagatifs dans l'espace des nombres d'onde avec une dynamique, pour $n=1$ et 2 , de près 40 dB supérieure que l'ordre $n = 3$ en basses fréquences.

L'étude de ces courbes pour différentes positions radiales du monopôle r_s met en évidence la sollicitation progressive d'ordres circonferentiels au fur et à mesure que le monopôle se rapproche des parois, comme nous le voyons à la Figure II.6. Cela s'accompagne d'une légère réduction dans la sollicitation de l'ordre $n = 0$ qui correspond au mode de respiration de la coque puisque l'on s'éloigne de l'axe central de celle-ci. Le cas du monopôle en $r_s = 0$ m est donc un cas particulier, difficilement observable en pratique. En particulier, nous pouvons observer la contribution majeure des ordres $n = 2$ vers 400 Hz et $n = 3$ vers 1 kHz dans le déplacement radial observé à la Figure II.8. La dynamique pour l'ordre $n = 3$ reste cependant plus faible que celle des ordres inférieurs pour cette position du monopôle.

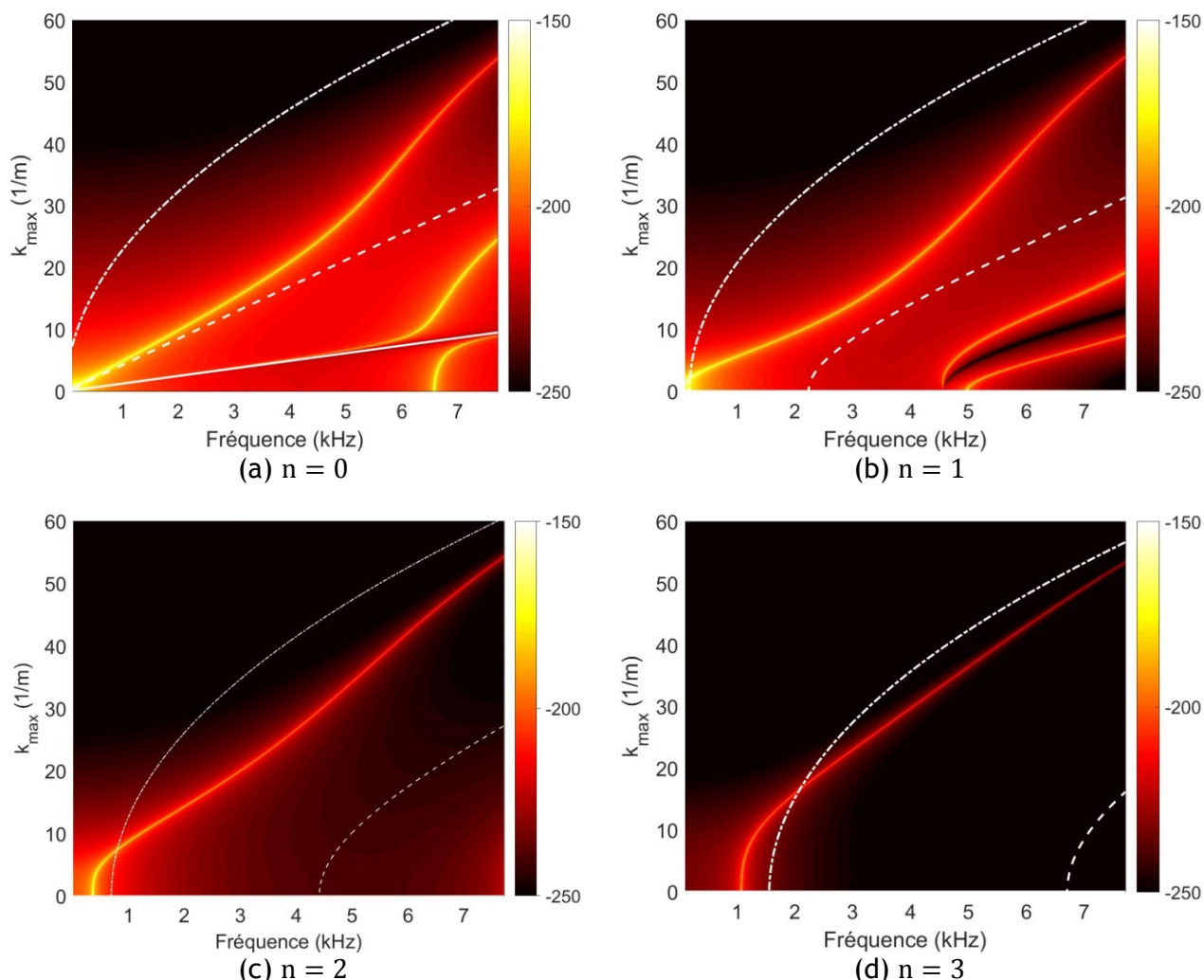


Figure II.6. Courbes de « dispersion opérationnelles » pour un monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.56 \text{ m}, 0.025 \text{ m}, 0^\circ)$.

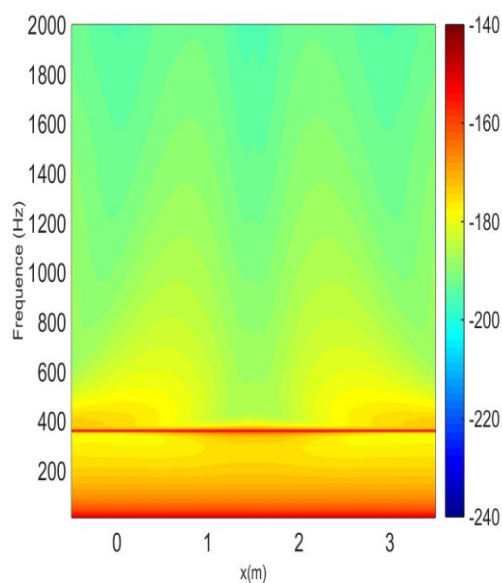


Figure II.7. Illustration du déplacement radial pour une coque lisse sous excitation monopolaire. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.56\text{m}, 0.0263\text{m}, 0^\circ)$.

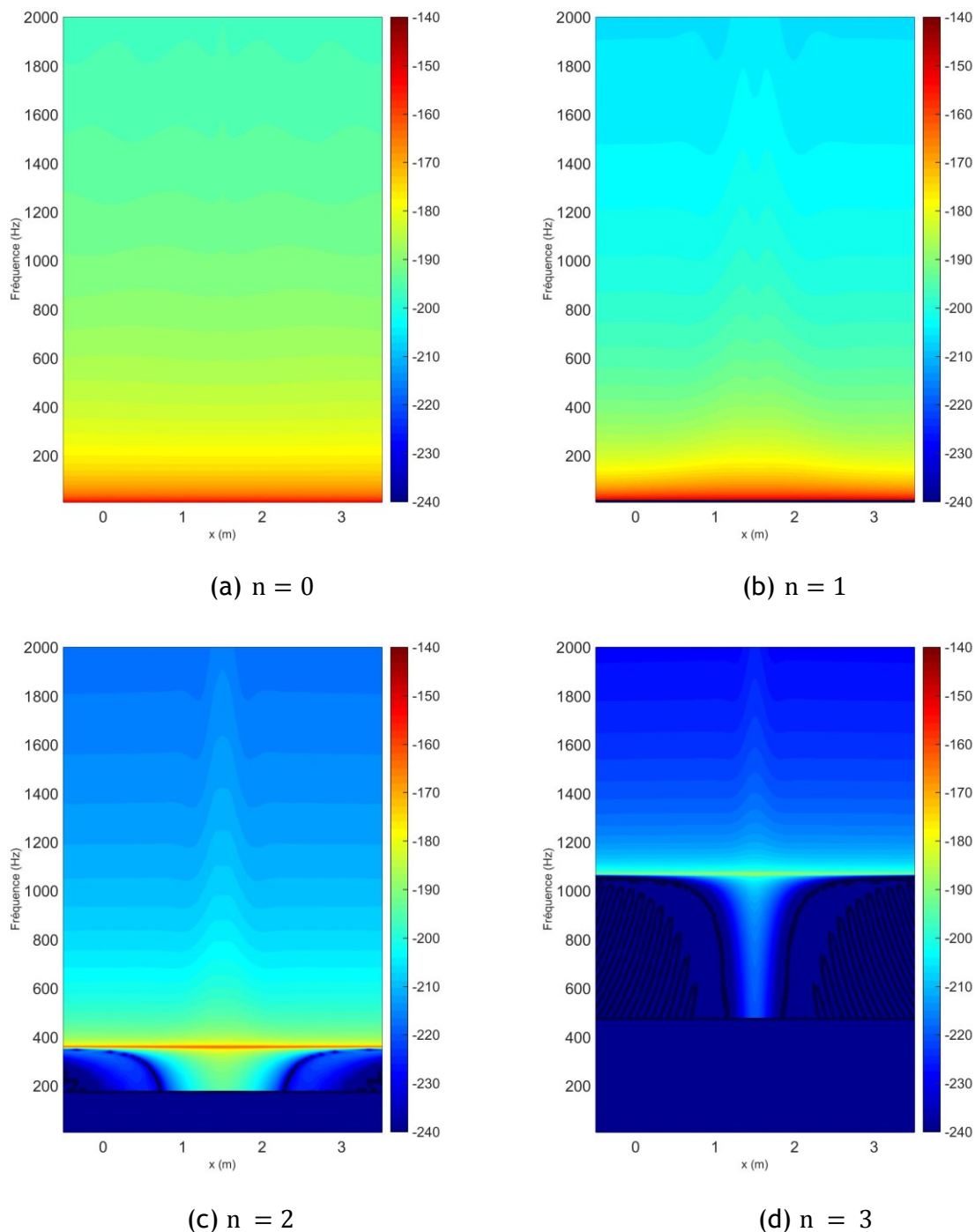


Figure II.8. Décomposition du champ de déplacement radial dans l'espace spatio-fréquentiel suivant les quatre premiers ordres circonferentiels. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.56\text{m}, 0.0263\text{m}, 0^\circ)$.

La corrélation entre le comportement vibroacoustique du système et l'efficacité de la détection de source suivant les fréquences sera approfondie dans le CHAPITRE V.

II.5.B. Résultats pour la coque couplée aux raidisseurs indéformables

Nous nous intéressons maintenant à la réponse de la coque remplie d'eau couplée aux deux raidisseurs. Pour l'excitation mécanique, nous comparons les résultats obtenus entre les deux types de raidisseurs (rigide et déformable). Ensuite, pour ne pas alourdir la présentation, nous n'afficherons les

résultats (pour monopôle acoustique et analyse de sensibilité) que pour les raidisseurs déformables. De même, le grand besoin en ressources informatiques du calcul par rapport au cas de la coque lisse nous contraindra à limiter la plage de fréquence de celui-ci entre 10 Hz et 2 kHz.

Nous présentons un premier résultat à la Figure II.9 où nous comparons le niveau des déplacements radiaux sur une génératrice de la coque, avec et sans les raidisseurs. La position de ces derniers est marquée par les lignes noires pointillées à leurs positions respectives, soit ($x_1 = 0$ m, $x_2 = 3.06$ m).

Nous pouvons constater que les niveaux des déplacements chutent aux positions des raidisseurs. Les déplacements ne sont pas identiquement nuls bien que les raidisseurs soient infiniment rigides. Ceci est dû aux imprécisions numériques liées aux calculs des admittances de la coque et à l'inversion de la matrice des admittances. La chute significative des déplacements au droit des raidisseurs permet cependant d'avoir relativement confiance dans les résultats obtenus.

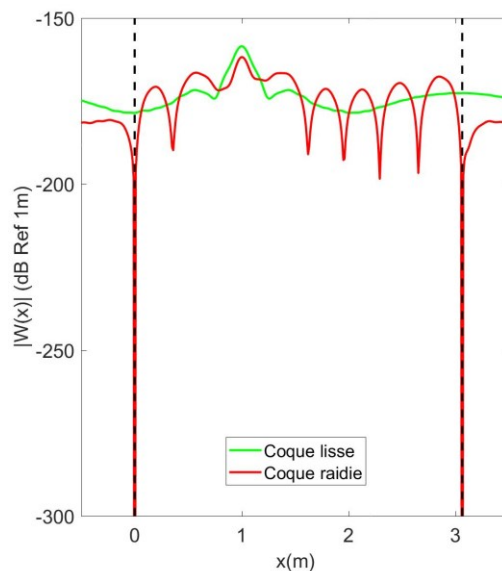


Figure II.9. Niveau de déplacement radial maximal sur les capteurs pour une génératrice de la coque pincée pour $f = 1$ kHz. Excitation mécanique appliquée en $(x_e, r_e, \theta_e) = (1$ m, $R, 0^\circ)$.

Nous constatons également des oscillations dont la longueur d'onde est considérablement inférieure pour la coque raidie par rapport à la coque lisse. Ces oscillations peuvent être associées à la réflexion des ondes au niveau des raidisseurs. La superposition constructive ou destructive des ondes incidentes et réfléchies est à l'origine de ces oscillations.

Nous présentons la réponse spatio-fréquentielle à la Figure II.10 pour une force radiale appliquée en $(x_e = 1$ m, $\theta_e = 0)$ sur la paroi de la coque. La position des raidisseurs est symbolisée par une ligne verticale continue. Nous pouvons comparer ce résultat à celui de la coque lisse présentée à la Figure II.8.a. Il est évident que la présence des raidisseurs modifie considérablement l'aspect du champ vibratoire. L'augmentation des niveaux aux fréquences d'apparition des ordres circonferentiels apparaît toujours, mais le champ vibratoire paraît moins homogène que pour la coque lisse. Nous remarquons aussi la présence de nouveaux et nombreux « pics » d'amplitude. Ceux-ci peuvent être associés au phénomène d'interférence induit par la réflexion des ondes au niveau des raidisseurs et à l'apparition de « modes axiaux ». Ces modes ne constituent pas formellement des modes propres du système conservatif, car celui-ci reste d'extensions latérales infinies (c.-à-d. un domaine non borné). Une partie de l'énergie vibratoire peut se propager au-delà des deux raidisseurs. Il serait donc plus approprié de parler de « pseudo modes », mais par souci de concision, nous emploierons le terme « modes » par la suite.

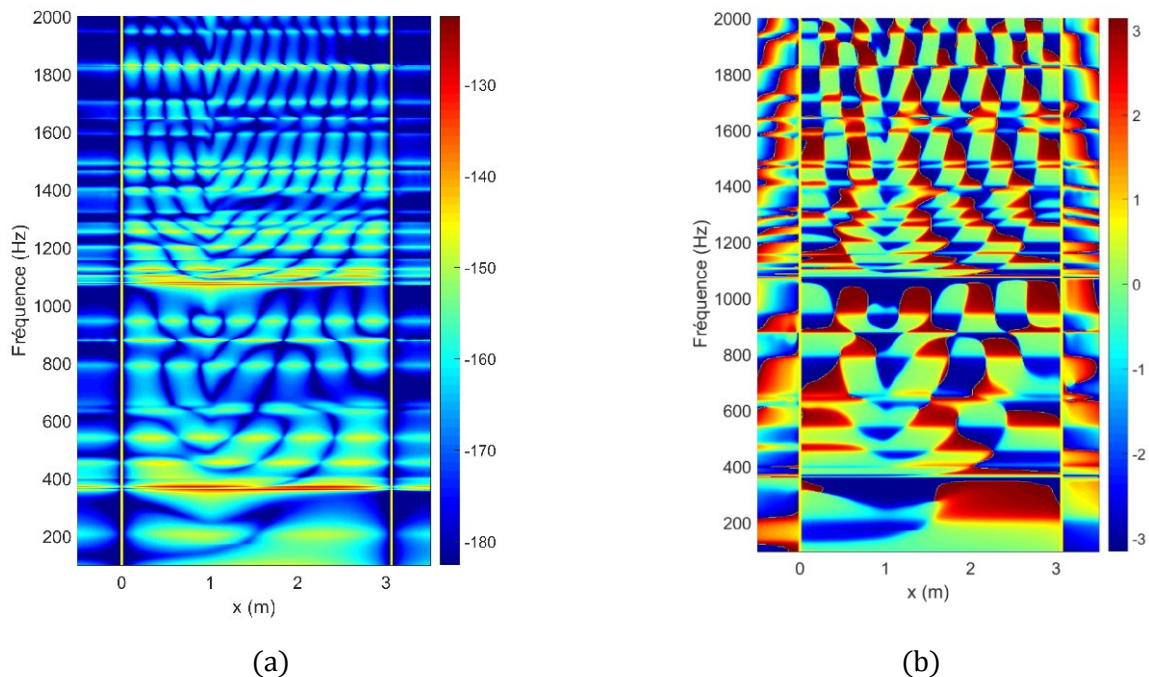


Figure II.10. Illustration du déplacement radial pour une coque «pincée» sous excitation mécanique appliquée en ($x_e = 1$ m, $\theta_e = 0$). (a) Amplitude ; (b) Phase

Finalement, nous pouvons remarquer que les niveaux vibratoires sont plus faibles au-delà de chaque raidisseur qui jouent un rôle d'obstacle, mais ne peuvent bloquer que les déplacements radiaux de la coque, puisque les autres déplacements sont laissés libres dans le modèle considéré (qui ne tient pas compte de raideur). Par ailleurs, l'énergie vibratoire peut également transiter par le fluide.

À la Figure II.11, nous présentons la contribution des différents ordres circonférentiels au champ vibratoire global de la coque raidie. Nous pouvons remarquer qu'il est difficile de distinguer les modes axiaux aux fréquences même d'apparition de chaque ordre circonférentiel. En effet, la densité fréquentielle de ces modes est trop élevée au niveau de ces fréquences puis diminue progressivement, ce qui permet de les distinguer plus loin dans le spectre fréquentiel. À partir de l'évolution spatiale du champ vibratoire à une fréquence « modale » donnée, nous pouvons attribuer un indice axial i à chaque mode en comptant le nombre de périodes. À titre d'exemple, pour $n = 1$, le mode qui apparaît à 630 Hz a un indice $i = 4$. Pour un ordre circonférentiel n donné, l'ordre axial i évolue de manière monotone avec la fréquence. Ceci était prévisible étant donné que les valeurs des courbes de dispersion de la coque en eau (voir Figure II.10) augmentent avec la fréquence, en même temps que les longueurs d'onde diminuent. Cette croissance des nombres d'onde est plus rapide au niveau de la fréquence d'apparition de chaque ordre circonférentiel. Cela signifie que la longueur d'onde diminue « rapidement » et explique la formation de nombreux « nœuds » (modes) axiaux à ces fréquences. De plus, nous nous apercevons aisément de l'apparition des modes axiaux pour l'ordre $n = 1$. Cela paraît logique dans le sens où une rigidification de la coque la rapproche du comportement d'une poutre en flexion, ce qui explique que l'ordre $n = 1$ ressorte à ces fréquences et pour ce type de raidisseurs.

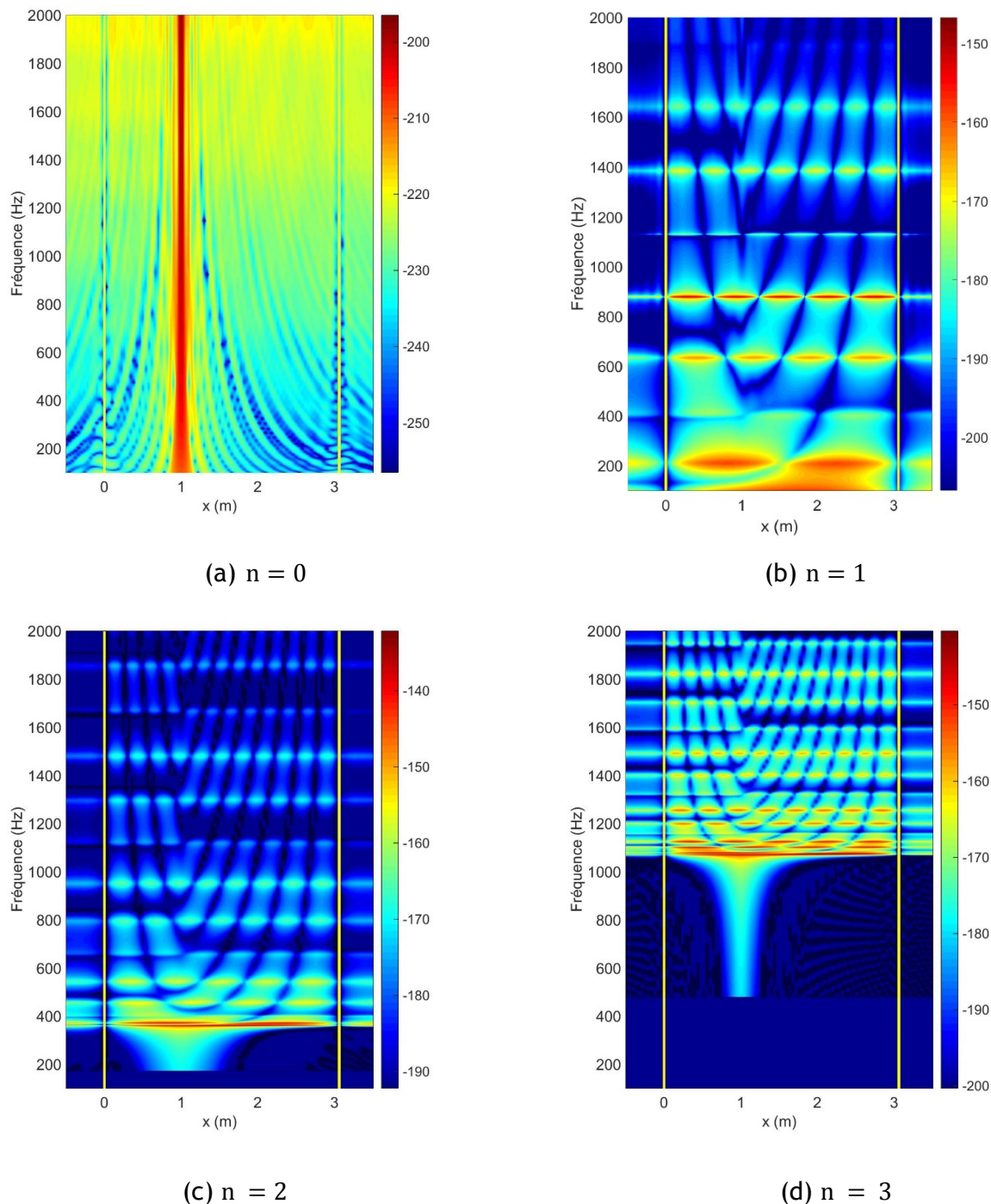


Figure II.11. Contribution au déplacement radial des ordres circonferentiels $n = 0 \dots 3$ en réponse à l'excitation mécanique Impulsion en $(x_s = 1m, \theta_s = 0)$.

II.5.C. Résultats pour la coque couplée aux raidisseurs déformables

L'hypothèse émise à la II.5.B ne représente pas un cas physique de raidisseurs réels. En effet, une admittance supposée parfaitement nulle relève d'un cas purement théorique. Afin de nous rapprocher de la réalité expérimentale à laquelle nous nous confrontons au CHAPITRE IV, nous assimilons dès à présent les raidisseurs à des anneaux circulaires déformables.

Dans la méthode des admittances circonferentielles, les raidisseurs sont représentés à partir de leurs admittances. Celles-ci sont calculées pour chaque ordre circonferentiel à partir de l'équation (II-3). Nous traçons les valeurs de ces admittances pour les quatre premiers ordres circonferentiels. Nous

constatons que les fréquences des pics de résonance ne sont pas reliées par une fonction monotone à l'ordre circonférentiel. Les résonances associées aux ordres $n = 2$ et $n = 3$ sont respectivement 3160 Hz et 8810 Hz, tandis que celle de l'ordre $n = 0$ apparaît à 7360 Hz. Pour cet ordre, nous retrouvons la fréquence d'anneau liée à un mode de respiration de l'anneau circulaire (qui est proche de celle de la coque cylindrique). Pour l'ordre $n = 1$, nous sommes en présence d'un mode de corps rigide, d'où l'apparition d'une antirésonance autour de la fréquence d'anneau. Le raidisseur ne présente que peu (voire pas) de rigidité dans les « basses » fréquences pour cet ordre circonférentiel (au vu de l'admittance dont les valeurs tendent vers l'infini à mesure que $f \rightarrow 0$). La deuxième résonance associée à cet ordre est supérieure à 10 kHz (c.-à-d. 10540 Hz). Les ordres $n = 2$ et $n = 3$ présentent une rigidité plus importante que l'ordre $n = 1$ pour les fréquences inférieures à 2000 Hz.

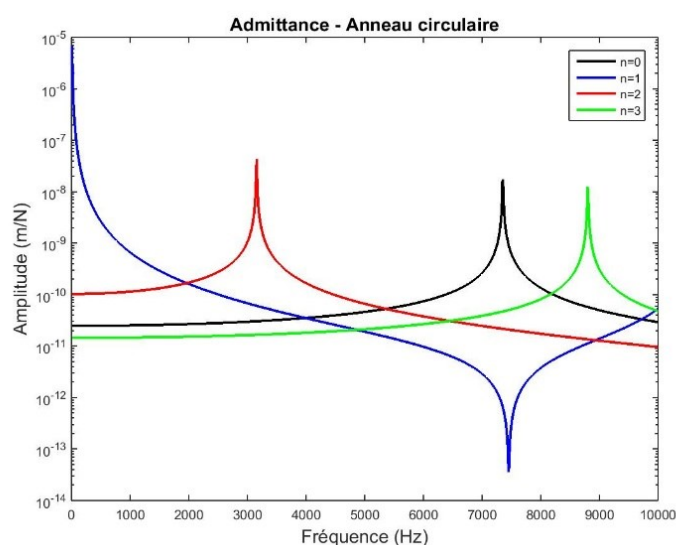


Figure II.12. Admittance circonférentielle en fonction de la fréquence pour différents ordres n .

Nous illustrons aux Figure II.13 et Figure II.14 les mêmes types de résultats qu'aux Figure II.10 et Figure II.11 pour le cas des raidisseurs déformables. En comparant ces figures, nous pouvons remarquer le comportement différent de l'ordre $n = 1$ pour lequel la présence des raidisseurs n'influence quasiment pas. Cela peut s'expliquer à partir des admittances des raidisseurs étudiées à la section II.5.C. En effet, nous avons vu que les admittances présentaient des valeurs élevées dans cette bande de fréquence due à l'existence d'un mode de corps rigide. Les raidisseurs ne s'opposent donc pas aux déplacements de la coque pour cet ordre et à ces fréquences. Pour les ordres supérieurs, la rigidité des raidisseurs déformables est plus accrue et nous retrouvons des résultats proches de ceux obtenus avec des raidisseurs indéformables. Les principales différences que nous relevons entre les deux raidisseurs sont ainsi dues à la variation de la réponse de l'ordre $n = 1$. Sous hypothèse de raidisseurs infiniment rigides, nous voyons apparaître des résonances supplémentaires vers 200 Hz, 650 Hz, et 900 Hz. Nous verrons dans le CHAPITRE IV que ces résonances ne s'observent pas sur les résultats expérimentaux. Par la suite, nous privilégierons le modèle déformable des raidisseurs.

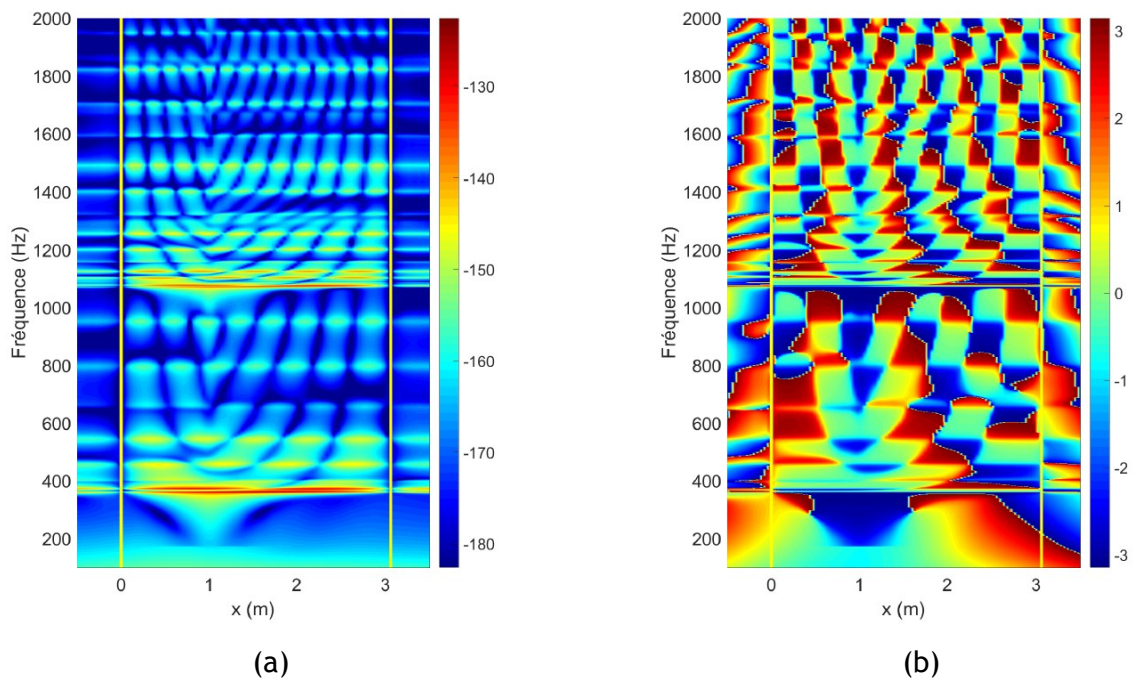
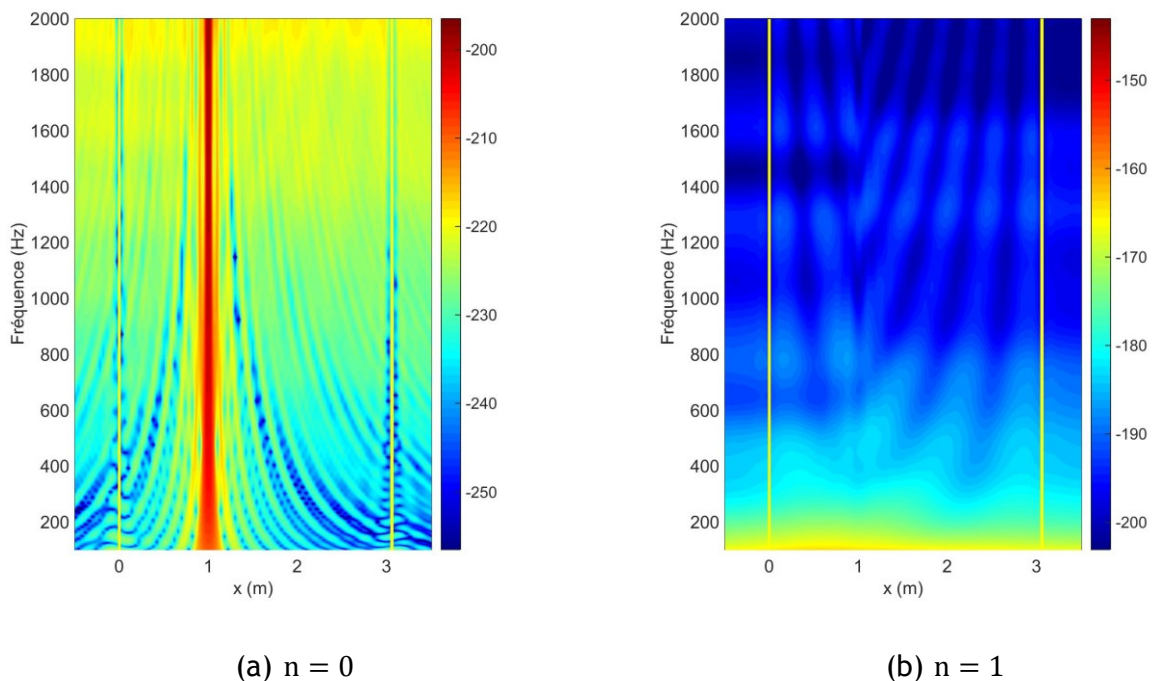


Figure II.13. Illustration du déplacement radial pour une coque avec anneaux sous excitation mécanique en $(x_e, \theta_e) = (1m, 0^\circ)$. (a) Amplitude ; (b) Phase.



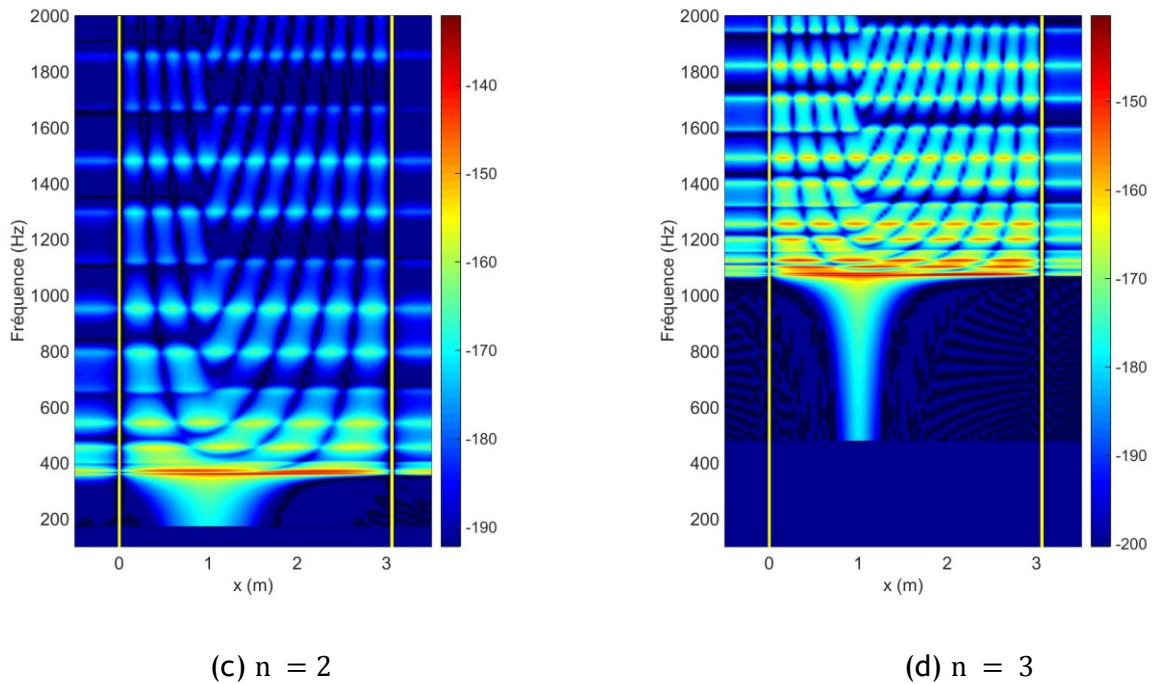


Figure II.14. Contribution au déplacement radial des ordres circonférentiels $n = 0 \dots 3$ pour la coque couplée aux anneaux circulaires. Force radiale en $(x_e = 1m, \theta_e = 0)$.

II.5.C.1. Excitation acoustique

Nous nous intéressons finalement à la réponse spatio-fréquentielle de la coque couplée aux raidisseurs déformables lorsqu'elle est excitée par un monopôle dans le fluide. Cette réponse en déplacement constitue la base des fonctions de transfert source-capteurs que nous exploiterons aussi pour définir les vecteurs de pointage ultérieurement. Nous comparons les résultats pour une position du monopôle proche de l'axe de révolution de la coque (Figure II.15) et une deuxième à mi-chemin entre l'axe de révolution et la paroi de la coque (Figure II.16).

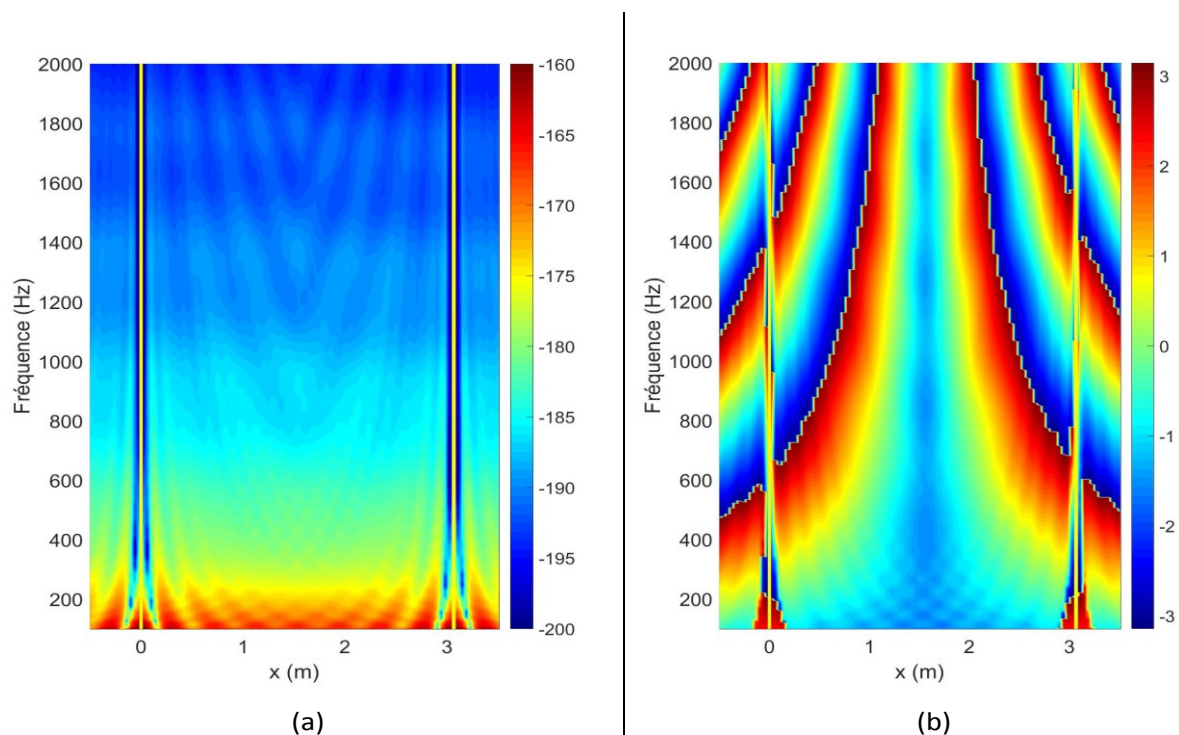


Figure II.15. Illustration de la réponse en déplacement radial de la coque raidie soumise à un monopôle acoustique en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.56\text{m}, 0\text{m}, 0^\circ)$. (a) amplitude et (b) phase.

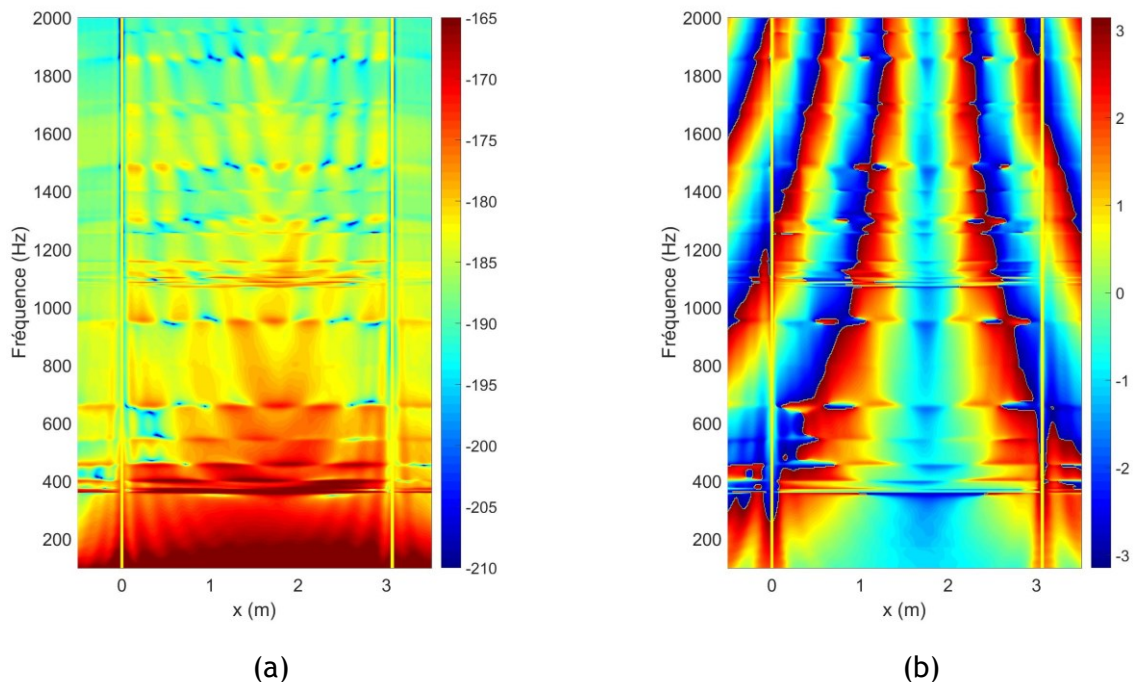


Figure II.16. Illustration de la réponse en déplacement radial de la coque avec anneaux pour monopôle acoustique en $(r_s = 0.025\text{m}, \theta_s = 0^\circ)$. a) l'amplitude et b) la phase.

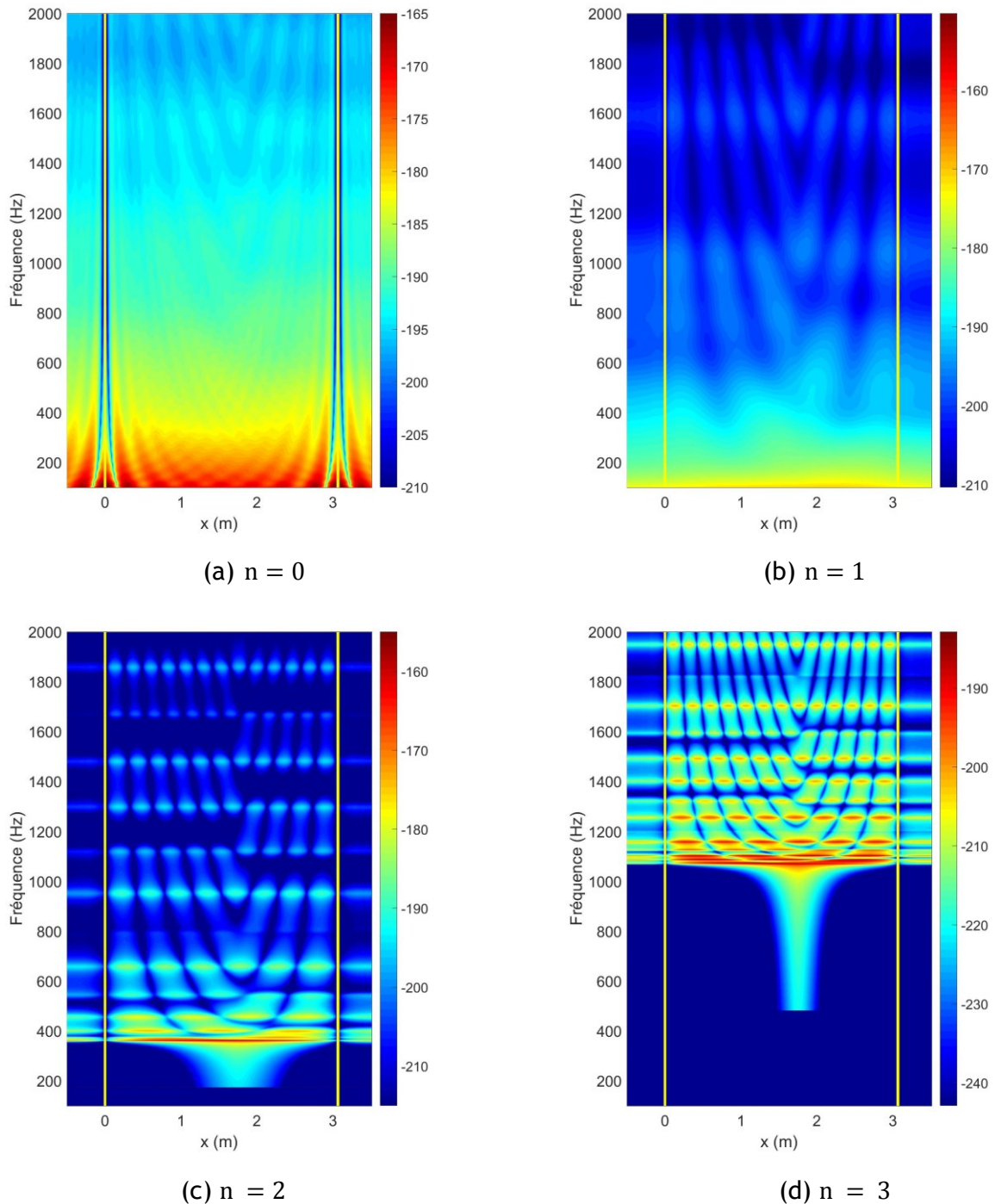


Figure II.17. Contribution au déplacement radial des ordres circonférentiels $n = 0 \dots 3$ pour la coque avec anneaux pour un monopôle acoustique en $(x_s, r_s = 0.025m, \theta_s = 0^\circ)$.

Nous pouvons constater une moindre discrimination de la position axiale du monopôle par rapport au tracé de la coque sous impulsion mécanique. Cela peut être attribué à l'aspect progressif du champ de pression et à sa dépendance de la position radiale de la source. Celle-ci reste assez éloignée de la paroi (où se trouvent les points d'observation) pour les deux positions présentées. Comme pour le cas de coque lisse, nous constatons une réduction dans la dynamique de l'amplitude en présence d'une sollicitation par monopôle acoustique par rapport à un effort mécanique radial. Sur la Figure II.15, nous ne voyons pas ressortir l'ordre $n = 0$, car la plage de fréquence illustrée ne comprend pas la fréquence d'anneau. Nous distinguons malgré cela la contribution de la branche $s^0 = 1$ relative à cet ordre en basses fréquences.

Nous pouvons aussi remarquer qu'en dépit de la présence des raidisseurs, le monopôle parvient à solliciter les « modes propres » de la coque, notamment pour les ordres $n = 2$ et $n = 3$ dès lors qu'il ne se trouve pas placé sur l'axe central de la structure (Figure II.16). La contribution majeure reste cependant due à l'ordre $n = 2$ pour cette position radiale.

II.5.D. Analyse de sensibilité

Les résultats présentés précédemment concernent le modèle « nominal » dont les paramètres géométriques et mécaniques sont répertoriés dans Table II:1. Nous avons défini ce cas nominal à la suite d'une analyse de sensibilité des résultats numériques et après comparaison aux données expérimentales que nous exposons à la section IV.2. Nous présentons brièvement dans cette section cette analyse de sensibilité aux paramètres du système. Nous nous intéressons aux incertitudes sur le rayon de la coque, sur les propriétés mécaniques de l'acier inoxydable, sur les propriétés de l'eau et enfin sur les amortissements internes de l'acier et de l'eau. Pour chacune de ces incertitudes, nous définissons un jeu de paramètres qui s'éloigne du cas nominal, noté $V_i, i \in (0 \dots 5)$:

- V_1 : Variation du rayon ;
- V_2 : variation des propriétés de l'acier ;
- V_3 : variation des propriétés du milieu acoustique ;
- V_4 : variation de l'amortissement de l'acier ;
- V_5 : variation de l'amortissement de l'eau ;

Nous présentons dans Table II-2 les valeurs numériques de ces cinq cas, en marquant les paramètres variés à chaque instance.

Le module de Young complexe de la maquette E est défini par :

$$E = |E|(1 - 1i * \eta_c), \quad (\text{II-63})$$

et la célérité complexe c_0 des ondes acoustiques dans le fluide :

$$c_0 = |c_0|(1 - 1i * \eta_f). \quad (\text{II-64})$$

Composants	Acier Inox						Eau à température ambiante		
	Version	R (mm)	h (mm)	ρ_c ($kg.m^{-3}$)	$ E $ (Pa)	ν	η_c	ρ_f ($kg.m^{-3}$)	$ c_0 $ ($m.s^{-1}$)
V_0	105.4	8,18	7800	$1.85.10^{11}$	0.3	0.1%	1000	1460	0.01%
V_1	109.5	8,18	7800	$1.85.10^{11}$	0.3	0.1%	1000	1460	0.01%
V_2	105.4	8,18	8060	$2,03.10^{11}$	0.275	0.1%	1000	1460	0.01%
V_3	105.4	8,18	7800	$1.85.10^{11}$	0.3	0.1%	99000	1350	0.01%
V_4	105.4	8,18	7800	$1.85.10^{11}$	0.3	1%	1000	1460	0.01%
V_5	105.4	8,18	7800	$1.85.10^{11}$	0.3	0.1%	1000	1430	0.1%

Table II-2 : Variation des paramètres de coque et de fluide pour l'analyse de sensibilité.

Nous recensons dans le tableau Table II-3 les fréquences d'apparition des modes pour les ordres circonférentiels entre 0 à 5 selon les différents jeux de paramètres considérés :

V_i	n	$n = 0$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$
V_0		6540	10; 4560; 4920	360	1070	2130	3520
V_1		6270	10; 4380; 4750	340	990	1970	3260
V_2		6660	10; 4730; 4910	370; 6480	1110	2200	3640
V_3		6290	10; 4550; 4580	360; 7630	1070	2130	3520
V_4			20; --- ; ---	360; ---	1070	---	---
V_5			20; --- ; ---	360; ---	1070	---	---

Table II-3 Variations de la fréquence d'apparition des « modes » selon les jeux de paramètres considérés.⁸

Dans la version V_1 , nous avons considéré le rayon externe ($R = 0.1095m$) au lieu de la valeur du rayon moyen ($R = 0.1054m$) L'augmentation du rayon influence directement la valeur de la fréquence d'anneau qui diminue (voir l'équation(II-61)) de sa valeur initiale dans V_0 de $f_{anneau} = 7709$ Hz à

⁸ Les fréquences omises pour V_4 et V_5 apparaissent au-delà de la fréquence d'anneau.

$f_{\text{anneau}} = 7420$ Hz pour la version V_1 , soit une réduction de près de 4 %. Ceci implique une translation des fréquences cut-on des divers ordres circonférentiels vers des valeurs plus basses, les ordres les plus élevés en fréquences étant plus influencés que les premiers ordres, soit :

- Translation de près de 7,4 % de moins pour l'ordre $n = 5$,
- Près de 7,6 % de moins pour l'ordre $n = 4$,
- Près de 7,5 % de moins pour l'ordre $n = 3$,
- Un décalage de 5,6 % pour l'ordre $n = 2$,

La valeur des translations dues au changement du diamètre semble impacter du même facteur les divers ordres circonférentiels (une variation d'une valeur de 7 % pour les ordres 3, 4 et 5)

Considérons maintenant pour la raideur de la coque une valeur supérieure à $1,85 \cdot 10^{11}$ Pa, soit $2,03 \cdot 10^{11}$ Pa, ce qui correspond à la variante UNS S30400 de l'acier inoxydable⁹. Pour cette valeur de E, la masse volumique donnée est 8060 kg/m^3 et le coefficient de Poisson est 0,275.

L'adoption d'une valeur supérieure pour le rayon s'est traduite par la réduction de la fréquence d'anneau. Inversement, l'augmentation du module de Young de sa valeur initialement considérée (V_0) augmente de près de 180 Hz la fréquence d'anneau ($f_{\text{anneau}}|_{V_2} = 7882$ Hz) et décale ainsi les fréquences cut-on des ordres vers des valeurs plus grandes. La comparaison V_2/V_0 indique ainsi que les paramètres de matériau pour les variantes de l'acier inoxydable peuvent avoir une influence significative sur les fréquences d'apparition des ordres circonférentiels.

Par ailleurs, nous considérons la modification de la composition du fluide, Cette étude vise à éclairer l'effet de la présence de bulles dans l'eau sur la distribution du champ vibratoire. Nous rappelons que l'engagement (c.-à-d. la formation de bulles) de l'écoulement du sodium peut entraîner un ralentissement de la célérité des ondes acoustiques (donc une modification de c_0) puisque celles-ci peuvent se réfléchir ou être partiellement absorbées par les bulles d'hydrogène formées par la réaction chimique [Cava10]. Une modification de la masse volumique du milieu de propagation (par formation de bulles dans l'eau) s'accompagne ainsi indubitablement d'une variation dans la célérité acoustique des ondes.

Afin de déterminer la célérité des ondes acoustiques dans un fluide à deux composants, nous nous basons sur le modèle d'homogénéisation introduit par Wood dans [Wood30]. Nous considérons une proportion d'air assez réduite, soit 1% du volume total du fluide afin de se rapprocher du cas du début d'une micro-fuite d'eau dans le sodium. Ainsi, l'expression de la masse volumique équivalente pour un écoulement d'eau comprenant 1 % en volume des bulles d'air est donné par :

$$\rho_f = x\rho_{\text{air}} + (1 - x)\rho_{\text{eau}}, \quad (\text{II-65})$$

où x correspond à la proportion volumique de l'air (dans notre cas) au volume total du fluide. Ainsi, la célérité acoustique moyenne dans le fluide c_f s'écrit [Wood30] :

$$c_f = \sqrt{\frac{E_f}{\rho_f}}, \quad (\text{II-66})$$

où E_f correspond au coefficient d'élasticité moyenne de l'écoulement, donné par :

$$E_f = \frac{E_{\text{air}}E_{\text{eau}}}{xE_{\text{eau}}+(1-x)E_{\text{air}}}. \quad (\text{II-67})$$

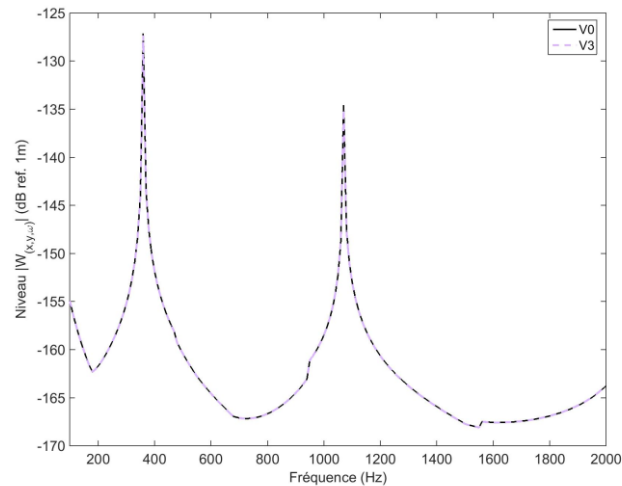


Figure II.18. Comparaison de la mobilité de la coque lisse entre deux jeux de paramètres

Nous ne remarquons pas un effet particulier de cette variation sur les pics des ordres $n = 2$ et $n = 3$. La comparaison $V3 \setminus V0$ montre que la présence de bulles d'air dans une proportion assez faible (cas d'un amorçage d'une micro-fuite d'eau dans le sodium) dans l'eau ne modifie pratiquement pas les fréquences d'apparition de ces ordres circonferentiels. Cette observation rejoint la constatation de J.Moriot dans [Mori13].

Finalement, nous nous intéressons aux valeurs de l'amortissement de la coque et du fluide. Nous tenons à souligner que, dans cette étude, la valeur de ce facteur est supposée constante avec la fréquence, tandis qu'en réalité, la valeur du coefficient de perte est propre à un mode donné et très difficile à déterminer, en particulier dans le cas d'une structure complexe. Le but de cette investigation est donc de se rendre compte de l'effet général que peut avoir la variation de ce facteur, sans chercher pour autant à caractériser le phénomène d'amortissement dans notre structure. Nous citons, à titre d'étude plus approfondie en la matière, les travaux de Trévisan [Trév16] sur les amortissements modaux, les matrices complexes de raideur et d'inertie ainsi que les liens entre eux.

L'amortissement n'a clairement pas d'impact sur la valeur des fréquences d'apparition des ordres circonferentiels. Nous nous intéressons plutôt au niveau vibratoire dans la bande de fréquence considérée. Pour cela, nous traçons le niveau maximum du déplacement radial en fonction de la fréquence pour différentes valeurs d'amortissement. Nous pouvons aisément s'apercevoir que la valeur de l'amortissement « structurel » est relativement plus influente que celui du fluide en basses fréquences. Précédemment, J. Moriot observa que le facteur d'amortissement du fluide jouait un rôle en « hautes fréquences » où le système était dominé par le comportement acoustique, tandis qu'il le système est dominé par le comportement dynamique de la coque en « basses fréquences ». Ainsi, une réduction d'un facteur de 10 de l'amortissement dans l'eau [de 0.1% à 0,01 %] ne modifie pas l'aspect de la fonction de mobilité de la Figure II.19. Inversement, une valeur dix fois plus élevée de l'amortissement dans la coque et les anneaux réduit de près de 10 dB le niveau de la mobilité. Nous pouvons néanmoins noter une plus grande influence des valeurs de l'amortissement sur les niveaux dB des ordres $n = 2$, $n = 3$ par rapport à une quasi-invariance de l'ordre $n = 1$. Ceci peut notamment s'expliquer par le fait que les raidisseurs déformables ne s'opposent pas aux mouvements de la coque pour cet ordre d'où l'absence de modes axiaux liés à cet ordre. Le pic à 10Hz est directement lié à sa fréquence d'apparition et n'affiche de ce fait aucune variation avec le changement de l'amortissement.

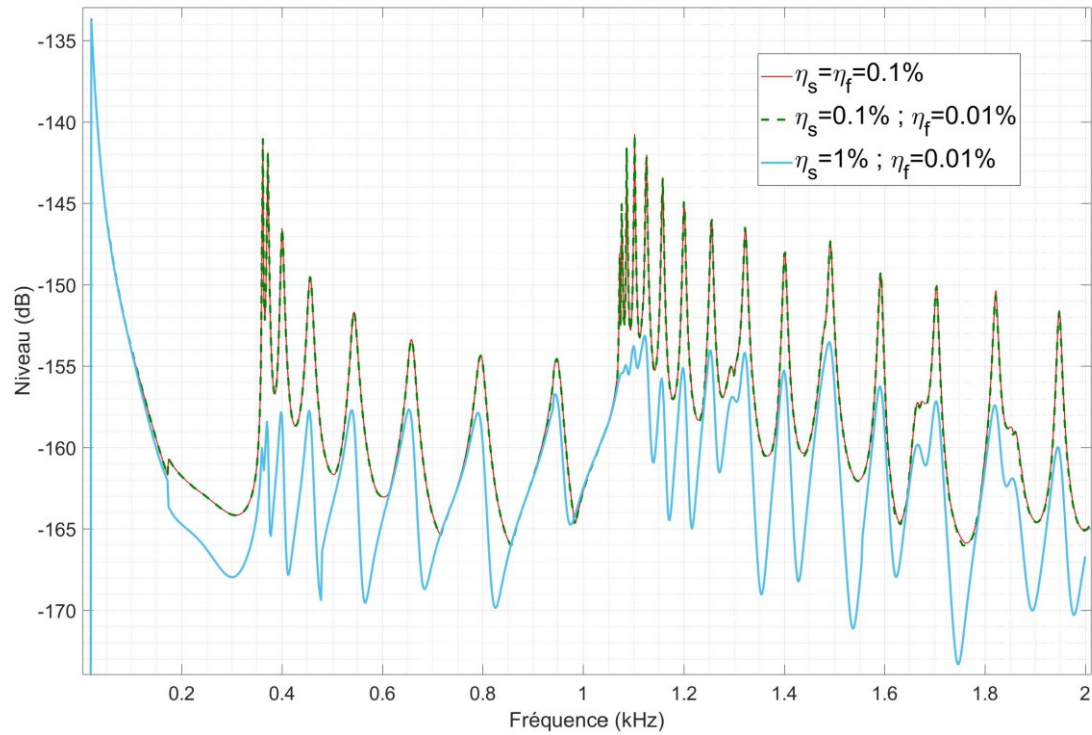


Figure II.19. Comparaison de la mobilité pour trois cas d'amortissement de la coque avec anneaux.

II.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté et développé un modèle de coque mince à extensions latérales infinies remplie de fluide lourd (l'eau) et couplée à des raidisseurs circonférentiels axisymétriques. Nous avons opté pour une sous-structuration du problème par la méthode des admittances circonférentielles et pour une résolution des déplacements du système dans l'espace des nombres d'onde axiaux et circonférentiels.

Nous avons ensuite analysé les résultats sur un cas nominal défini à partir d'une analyse de sensibilité en plus d'une confrontation aux résultats expérimentaux présentés au CHAPITRE IV. Nous avons entamé l'analyse des résultats par une illustration des courbes de dispersion « opérationnelles », afin de mettre en évidence les fréquences d'apparition de divers modes de propagation de la coque remplie du fluide lourd. Ensuite, nous avons comparé les résultats pour deux modèles de raidisseurs. Nous avons ainsi noté l'apparition de pics de résonances associés à des « pseudo-modes » axiaux dus à la présence des raidisseurs. Lorsque le modèle de raidisseur déformable est considéré, ces « pseudo-modes » ne s'observent pas pour l'ordre $n = 1$, car celui-ci correspond à un mode de corps rigide pour ces structures. Ceci constitue la principale différence entre les deux types de raidisseurs considérés. Pour faciliter la compréhension des chapitres suivants, nous avons présenté les résultats de champ vibratoire pour les deux types de sollicitations considérées par la suite : une force radiale sur la coque ou un monopôle acoustique à différentes positions dans l'eau.

Finalement, nous avons exposé brièvement l'analyse de sensibilité sur les paramètres de la structure et du fluide qui a conduit à l'établissement des paramètres « nominaux » du modèle présenté dans ce manuscrit, après comparaison aux résultats expérimentaux du CHAPITRE III.

CHAPITRE III

MODELISATION DE LA REPONSE VIBROACOUSTIQUE D'UNE COQUE CYLINDRIQUE COUPLEE A DEUX RAIDISSEURS ET EXCITEE PAR UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE

“Everything will be okay in the End.

If it's not Okay, then it's not the End”

J. Lennon

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'étude du champ d'accélération induit par un écoulement turbulent sur une antenne de capteurs. L'objectif est de mieux appréhender la réponse en bruit de la formation de voies. Pour cela, nous développons un modèle vibroacoustique de coque remplie d'eau, couplée à des anneaux circulaires et excitée par une couche limite turbulente (CLT) homogène et parfaitement établie au voisinage des parois de celle-ci. Dans un premier temps, nous présentons les formulations dans l'espace physique et dans l'espace des nombres d'onde, que nous adapterons à la configuration cylindrique de notre système. Pour cela, nous décrivons le principe de « réciprocity », développé dans [MaDe12], qui nécessite le calcul des fonctions de « sensibilité » circonférentielles du système à partir du développement de la section I.4. Pour valider notre modélisation, nous confrontons nos résultats au cas expérimental réalisé à l'Université de Pennsylvanie et présenté en [BoCH10]. Dans un second temps, nous exploiterons le modèle pour analyser les interspectres d'accélération vibratoire sur une antenne linéaire en fonction de la fréquence.

III.1. Modélisation de la réponse vibratoire d'une coque cylindrique raidie à une excitation par CLT

Considérons la coque cylindrique couplée à des anneaux circulaires et soumise à une excitation aléatoire de type CLT (voir Figure III.1). Nous souhaitons calculer l'interspectre de l'accélération radiale induite entre différents capteurs accéléromètres placés sur la coque par les fluctuations de pression pariétale au sein d'une couche limite turbulente. Ce calcul découle de la formulation générale présentée notamment dans la thèse de M. Aucejo [Auce10] et détaillée dans [MaDe13]. Nous présentons d'abord cette formulation dans l'espace physique puis dans l'espace des nombres d'onde. L'idée de base est de considérer les fonctions d'intercorrélation des quantités vibroacoustique pour faire le lien entre le modèle vibroacoustique déterministe et les quantités statistiques relatives aux pressions fluctuantes.

Nous désignons par Σ_p la surface de la coque excitée par une couche limite turbulente. Nous admettons les trois hypothèses suivantes :

- La couche limite turbulente CLT est supposée parfaitement établie, stationnaire et homogène. Les fluctuations de pression pariétale dans cette CLT sont décrites par des modèles semi-empiriques dans la littérature présentés au CHAPITRE II (section I.4.C.).
- La surface et la CLT sont faiblement couplées, de telle sorte que les mouvements de la structure n'influent pas sur la pression pariétale.
- La propagation des ondes acoustiques dans le fluide n'est pas influencée par l'écoulement turbulent

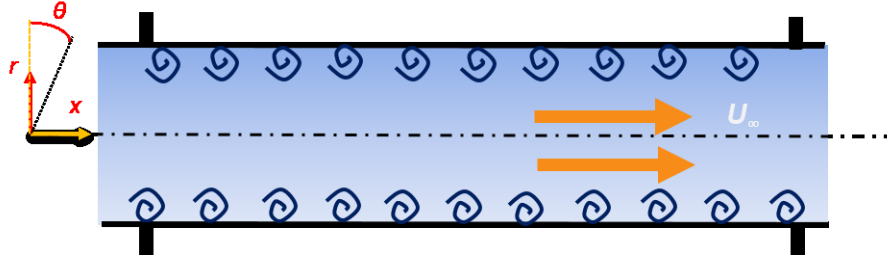


Figure III.1. La coque cylindrique raidie soumise à un écoulement turbulent

III.1.A. Formulation mathématique générale dans l'espace spatiofréquentiel

Soit $\bar{p}_p(x, t)$ la pression pariétale exercée par la CLT en un point x de la paroi, donnée en fonction du temps t . Sous la première hypothèse de stationnarité et d'homogénéité émise à la section III.1, le déplacement radial $\bar{w}(x, t)$ induit par $\bar{p}_p(x, t)$ en un point x peut être représenté par une corrélation statistique dans l'espace et le temps, opération qui est proche d'une convolution. Nous pouvons alors exprimer le déplacement du point x dû à la pression pariétale comme suit :

$$\bar{w}(x, t) = \int_{\Sigma_p} w(x, t) = \int_{\Sigma_p} \int_{-\infty}^{+\infty} h_w(x, \tilde{x}, t - \tilde{\tau}) p_p(\tilde{x}, \tilde{\tau}) d\tilde{\tau} d\tilde{x}, \quad (\text{III-1})$$

où $h_w(x, \tilde{x}, t)$ est la réponse impulsionnelle en déplacement en un point x pour une excitation de type force ponctuelle normale à la surface plane, appliquée en un point \tilde{x} .

En supposant l'excitation aléatoire, nous pouvons la décrire par un modèle stochastique. La fonction d'intercorrélation spatio-temporelle en déplacement s'écrit :

$$R_{ww}(x, x', t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{w}(x, \tau) \times \bar{w}(x', t + \tau) d\tau, \quad (\text{III-2})$$

où $\bar{w}(x', t + \tau)$ est le déplacement induit en un point x' pour une excitation de type force ponctuelle normale à la surface plane appliquée en un point \tilde{x} à un instant t' décorrélé de t par τ .

Remplaçons l'expression de \bar{w} de (III-1) dans (III-2) :

$$R_{ww}(x, x', t) = \int_{\Sigma_p} \int_{\Sigma_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h_w(x, \tilde{x}, \tau - \tilde{\tau}) \times p_p(\tilde{x}, \tilde{\tau}) \times p_p(\tilde{x}', \tilde{\tau}') \times h_w(x', \tilde{x}', t - \tilde{\tau}') d\tau d\tilde{\tau} d\tilde{x} d\tilde{x}'. \quad (\text{III-3})$$

En effectuant un changement de variable comme suit : $(\tilde{\tau}, \tilde{\tau}') \rightarrow (\tilde{\beta}, \tilde{\beta}')$: $\tilde{\tau} = \tau - \tilde{\beta}$, $\tilde{\tau}' = \tau - \tilde{\beta}'$, dont le Jacobien associé est égal à 1.

$$R_{ww}(x, x', t) = \int_{\Sigma_p} \int_{\Sigma_p} \int_{-\infty}^{+\infty} h_w(x, \tilde{x}, \tau - \tilde{\tau}) \times \int_{-\infty}^{+\infty} p_p(\tilde{x}, \tau - \tilde{\beta}) \times p_p(\tilde{\tilde{x}}, \tau - \tilde{\tilde{\beta}}) \times \int_{-\infty}^{+\infty} h_w(x', \tilde{\tilde{x}}, t + \tilde{\tilde{\beta}}) d\tau d\tilde{\beta} d\tilde{\tilde{\beta}} d\tilde{x} d\tilde{\tilde{x}} \quad (\text{III-4})$$

Nous pouvons ainsi identifier une relation d'intercorrélation entre \tilde{x} et $\tilde{\tilde{x}}$ comme celle présentée au CHAPITRE I (équation (I-31)) comme suit :

$$R_{pp}(\tilde{x}, \tilde{\tilde{x}}, \tilde{\beta} - \tilde{\tilde{\beta}}) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_p(\tilde{x}, \tau - \tilde{\beta}) p_p(\tilde{\tilde{x}}, \tau - \tilde{\tilde{\beta}}) d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} p_p(\tilde{x}, \tilde{\tau}) p_p(\tilde{\tilde{x}}, \tilde{\tau} + \tilde{\beta} - \tilde{\tilde{\beta}}) d\tilde{\tau}, \quad (\text{III-5})$$

ce qui nous permet de réécrire l'équation (III-4) ainsi :

$$R_{ww}(x, x', t) = \int_{\Sigma_p} \int_{\Sigma_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h_w(x, \tilde{x}, \tilde{\beta}) \times R_{pp}(\tilde{x}, \tilde{\tilde{x}}, \tilde{\beta} - \tilde{\tilde{\beta}}) \times h_w(x', \tilde{\tilde{x}}, t + \tilde{\tilde{\beta}}) d\tilde{\beta} d\tilde{\tilde{\beta}} d\tilde{x} d\tilde{\tilde{x}}. \quad (\text{III-6})$$

En appliquant la transformée de Fourier temporelle à l'intercorrélation (III-6) comme dans (I-7) nous obtenons l'interspectre spatiofréquentiel du déplacement $S_{ww}(x, x', \omega)$:

$$S_{ww}(x, x', \omega) = \int \int_{\Sigma_p} H_w^*(x, \tilde{x}, \omega) \times S_{pp}(\tilde{x} - \tilde{\tilde{x}}, \omega) \times H_w(x', \tilde{\tilde{x}}, \omega) d\tilde{x} d\tilde{\tilde{x}}, \quad (\text{III-7})$$

où :

- $H_w(x, \tilde{x}, \omega)$ est la fonction de transfert en déplacement de la structure, estimée en un point x pour une excitation appliquée en un point \tilde{x} ,
- $S_{pp}(\tilde{x} - \tilde{\tilde{x}}, \omega)$ est l'interspectre spatiofréquentiel de pression pariétale qui dépend de la séparation $\tilde{x} - \tilde{\tilde{x}}$

Pour décliner cette formulation générale au cas de la coque cylindrique excitée par la couche limite, nous considérons le repère de coordonnées cylindriques présenté à la Figure III.1.

Soit $S_{ww}^R(x, \theta, x', \theta', \omega)$ l'interspectre du déplacement radial entre deux points de la coque de coordonnées respectifs (x, θ) et (x', θ') . D'après la formulation (III-7), cet interspectre s'écrit :

$$S_{ww}^R(x, \theta, x', \theta', \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} H_w^{R*}(x, \theta, \tilde{x}, \tilde{\theta}, \omega) \times S_{pp}^R(\tilde{x} - \tilde{\tilde{x}}, \tilde{\theta} - \tilde{\tilde{\theta}}, \omega) H_w^R(x', \theta', \tilde{\tilde{x}}, \tilde{\tilde{\theta}}, \omega) R^2 d\tilde{x} d\tilde{\tilde{x}} d\tilde{\theta} d\tilde{\tilde{\theta}} \quad (\text{III-8})$$

où :

- $H_w^R(x, \theta, \tilde{x}, \tilde{\theta}, \omega)$ est la fonction de transfert en déplacement estimée aux points $M(x, \theta)$ pour une excitation radiale unitaire de pulsation ω appliquée aux points $(\tilde{x}, \tilde{\theta})$.
- $H_w^{R*}(x, \theta, \tilde{x}, \tilde{\theta}, \omega)$ correspond au transposé conjugué de $H_w^R(x, \theta, \tilde{x}, \tilde{\theta}, \omega)$.
- $S_{pp}^R(\tilde{x} - \tilde{\tilde{x}}, \tilde{\theta} - \tilde{\tilde{\theta}}, \omega)$ est l'interspectre des pressions pariétales qui dépend de la séparation $(\tilde{x} - \tilde{\tilde{x}})$ dans la direction axiale et de la séparation $(\tilde{\theta} - \tilde{\tilde{\theta}})$ suivant la circonférence.

III.1.B. Résolution du déplacement dans l'espace des nombres d'onde

Avant de présenter la formulation dans l'espace des nombres d'onde, nous devons établir le lien entre l'interspectre de fluctuations de pression $S_{pp}^R(\tilde{x} - \tilde{x}, \tilde{\theta} - \tilde{\theta}, \omega)$ considéré dans l'équation (III-8) et la même grandeur S_{pp} donné dans la littérature pour des structures planes.

Dans notre repère de coordonnées cylindriques (Figure III.1), la direction de l'écoulement correspond à l'axe x alors que la direction transverse à l'écoulement correspond à la direction radiale repérée par l'angle θ .

En supposant que la courbure de la coque ait peu d'influence sur le développement de la couche limite, nous pouvons approximer les fluctuations de pression du problème cylindrique à partir de celles du problème plan. Soit l'interspectre des pressions pariétales entre deux points séparés de x suivant la génératrice de la coque (c.-à-d. le sens de l'écoulement) et de θ suivant la circonférence, on peut alors supposer que :

$$S_{pp}^R(x, \theta, \omega) = S_{pp}(x, R\theta, \omega). \quad (\text{III-9})$$

La surface excitée par la couche limite turbulente étant cylindrique, le champ de pression pariétale est donc 2π périodique suivant la circonférence aussi. Ceci permet d'exprimer l'interspectre de ces fluctuations de pression dans l'espace (k_x, n) à partir d'une transformée de Fourier de $S_{pp}^R(x, \theta, \omega)$ suivant x et d'une décomposition en série de Fourier suivant θ , d'où:

$$\phi_{pp}^R(k_x, n, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} (S_{pp}^R(x, \theta, \omega) e^{-jk_x x} e^{-jn\theta}) dx d\theta, \quad (\text{III-10})$$

ce qui implique :

$$\phi_{pp}\left(k_x, \frac{n}{R}, \omega\right) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} (S_{pp}(x, R\theta, \omega) e^{-jk_x x} e^{-j\frac{n}{R}R\theta}) R dx d\theta. \quad (\text{III-11})$$

Les transformés inverses s'expriment alors respectivement :

$$S_{pp}^R(x, \theta, \omega) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} (\phi_{pp}^R(k_x, n, \omega) e^{jk_x x} dk_x) \right] e^{jk_\theta \theta}, \quad (\text{III-12})$$

et

$$S_{pp}(x, R\theta, \omega) = \frac{1}{2\pi R} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{pp}\left(k_x, \frac{n}{R}, \omega\right) e^{jk_x x} dk_x \right] e^{jn\theta}. \quad (\text{III-13})$$

Compte tenu des équations (III-9), (III-10) (III-12) et (III-14), nous pouvons déduire la relation entre nombres d'onde 'cartésiens' et nombres d'onde 'cylindriques' pour l'interspectre de pressions comme suit :

$$\phi_{pp}^R(k_x, n, \omega) = \frac{1}{2\pi R} \phi_{pp}\left(k_x, \frac{n}{R}, \omega\right) \quad (\text{III-14})$$

L'injection de l'équation (III-12) dans (III-8) conduit à l'expression suivante de l'interspectre du déplacement radial :

$$\begin{aligned}
S_{ww}(x, \theta, x', \theta', \omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} H_W^{R*}(x, \theta, \tilde{x}, \tilde{\theta}, \omega) \\
&\times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} (\phi_{pp}^R(k_x, n, \omega) e^{jk_x(\tilde{x}-\tilde{x})} dk_x) \right] e^{jn(\tilde{\theta}-\tilde{\theta})} \\
&\times H_W^R(x', \theta', \tilde{x}, \tilde{\theta}, \omega) d\tilde{x} d\tilde{\theta} d\tilde{\theta} d\tilde{\theta},
\end{aligned} \tag{III-15}$$

que nous pouvons aussi réécrire :

$$\begin{aligned}
S_{ww}(x, \theta, x', \theta', \omega) &= 2\pi \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{H}_W^{R*}(x, \theta, k_x, n, \omega) \times \phi_{pp}^R(k_x, n, \omega) \times \tilde{H}_W^R(x', \theta', k_x, n, \omega) dk_x \right) \tag{III-16}
\end{aligned}$$

avec

$$\tilde{H}_W^R(x, \theta, k_x, n, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} H_W^R(x, \theta, \tilde{x}, \tilde{\theta}, \omega) e^{-jk_x \tilde{x}} e^{-jn\tilde{\theta}} d\tilde{x} d\tilde{\theta}. \tag{III-17}$$

Dans ce cas, $\tilde{H}_W^R(x, \theta, k_x, n, \omega)$ est appelée « fonction de sensibilité ». Elle correspond au déplacement radial de la coque au point $M(x, \theta)$ de la coque lorsqu'elle est soumise à une onde de pression pariétale unitaire ayant pour dépendance spatiale $e^{-(jk_x x + n\theta)}$ où $(x \in [-\infty, +\infty], \theta \in [0; 2\pi])$.

À partir de l'équation (III-15), nous pouvons en déduire l'autospectre du déplacement au point de coordonnées (x, θ) sur la coque. Cela donne :

$$S_{ww}^R(x, \theta, \omega) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \left| \tilde{H}_W^R(x, \theta, k_x, n) \right|^2 \phi_{pp}^R(k_x, n, \omega) dk_x \right) \tag{III-18}$$

Comme la contribution de chaque ordre circonférentiel n est une quantité positive, nous pouvons décomposer l'autospectre du déplacement en un point (x, θ) suivant les ordres circonférentiels pour mettre en évidence la contribution des différents ordres.

Les expressions (III-16) et (III-18) permettent de déterminer les autospectres et interspectres des déplacements radiaux entre différents capteurs sur la coque à partir de la connaissance de l'interspectre des fluctuations de pression dans l'espace des nombres d'onde et des fonctions de sensibilité circonférentielles du système. Dans la section III.1.C, nous décrivons comment obtenir ces fonctions de sensibilité dans le cas d'une coque remplie de fluide lourd et couplée à deux raidisseurs axisymétriques.

III.1.C. Principe de réciprocité pour le calcul des fonctions de sensibilité et la réponse du système couplé

En théorie, la somme discrète qui intervient en (III-18) constitue une somme infinie et l'intégrale est une intégrale généralisée. Dans la pratique, la somme discrète peut être naturellement approchée par un nombre fini d'éléments et l'intégrale généralisée peut être estimée sur un intervalle fini. Les fonctions de transfert peuvent alors être calculées pour un ensemble fini de nombres d'onde ainsi :

$$\begin{aligned}
 S_{ww}(x, \theta, x', \theta', \omega) & \\
 & \approx 2\pi \sum_{n=-N}^N \left(\int_{-k_{x\max}}^{+k_{x\max}} \tilde{H}_w^R(x, \theta, k_x, n, \omega) \times \phi_{pp}^R(k_x, n, \omega) \right. \\
 & \left. \times \tilde{H}_w^R(x', \theta', k_x, n, \omega) dk_x \right). \tag{III-19}
 \end{aligned}$$

Où N est la valeur de coupure des ordres circonférentiels et $k_{x\max}$ celle des nombres d'onde axiaux

Pour les fréquences bien supérieures à la fréquence de coïncidence hydrodynamique, les contributions du pic convectif de la couche limite sont généralement supposées filtrées par la coque et ont une contribution négligeable sur la réponse vibroacoustique [Bert14]. Nous pouvons donc appliquer les mêmes critères qu'au CHAPITRE II pour définir l'ordre circonférentiel et le nombre d'onde axial de coupures (voir équation (II-48)).

Pour estimer la réponse de la coque, il faut donc déterminer les fonctions de sensibilité pour le couple de variables $(k_x, n) \in [-k_x^{\max}, k_x^{\max}] \times [-N, N]$. La définition de ces fonctions stipule que l'interspectre d'accélération radiale passe par le calcul de la réponse en déplacement de la coque remplie de fluide et couplée aux raidisseurs axisymétriques lorsque celle-ci est excitée par une onde plane pariétale de nombres d'ondes $(k_x, n) \in [-k_x^{\max}, k_x^{\max}] \times [-N, N]$. Ces calculs peuvent être relativement longs pour couvrir tout l'espace des nombres d'onde.

Cependant, une deuxième interprétation des fonctions de sensibilité peut être obtenue en utilisant le principe de réciprocité de Lyamshev [MaDe13]. Ce dernier indique que le ratio du déplacement normal à la structure au point M sur la force normale appliquée sur la structure au point M' est égal au ratio du déplacement normal à la structure au point M' sur la force normale appliquée au point M . Dans le cadre de notre notation, ce principe s'écrit :

$$H_w(x, \theta, x', \theta', \omega) = H_w(x', \theta', x, \theta, \omega) \tag{III-20}$$

L'introduction de (III-20) dans (III-17) donne :

$$\tilde{H}_w^R(x, \theta, k_x, n, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} H_w^R(\tilde{x}, \tilde{\theta}, x, \theta, \omega) e^{-jk_x \tilde{x}} e^{-jn\tilde{\theta}} d\tilde{x} d\tilde{\theta} \tag{III-21}$$

La fonction de sensibilité s'interprète comme la transformée de Fourier spatiale suivant x et la décomposition en séries de Fourier suivant θ du déplacement radial de la coque lorsque celle-ci est sollicitée par un effort radial unitaire en (x, θ) . Cette deuxième interprétation se révèle donc très avantageuse pour nos calculs puisqu'il suffit de considérer une seule sollicitation (une force radiale) au point $M(x, \theta)$ pour calculer la réponse spatiale de la coque.

Ainsi, nous parvenons à déduire les fonctions de sensibilité pour tout un ensemble défini de nombres d'ondes (k_x, n) , par application d'une transformée de Fourier.

Dans le cas de la coque remplie de fluide lourd et couplée aux raidisseurs axisymétriques, nous pouvons exploiter la méthode décrite au CHAPITRE II pour déduire les fonctions de sensibilité. Le calcul s'effectue alors en trois étapes principales (voir ANNEXE B pour le détail des formules):

- Calcul des déplacements libres de la coque lisse couplée au fluide pour un effort radial unitaire appliqué sur la coque en $M_m(x, \theta)$, \tilde{W}_{ij}^M
- Déduction des efforts de couplage entre la coque et les raidisseurs $\tilde{F}_{CLT}^c|_{i,j}$ à partir des admittances de la coque et des raidisseurs et de ces déplacements libres.
- Réinjection de ces efforts dans le modèle spectral de la coque en eau pour obtenir directement le déplacement radial spectral de la coque lorsqu'elle est excitée par une force radiale en (x, θ) qui correspond aux fonctions de sensibilité que l'on souhaite déterminer.

Après estimation des fonctions de sensibilité, nous pouvons déduire l'interspectre des déplacements entre deux points de la coque quand celle-ci est sollicitée par une couche limite turbulente en utilisant l'équation (II-19) avec un modèle d'interspectre de pressions pariétales.

Les applications pratiques liées à la formation de voies exploitent les autospectres et interspectres des accélérations radiales $S_{\gamma\gamma}$ de la coque excitée par la couche limite. Ceux-ci se déduisent aisément en utilisant l'expression :

$$S_{\gamma\gamma}(x, \theta, \omega) = \omega^4 S_{ww}(x, \theta, \omega) \quad (\text{III-22})$$

En conclusion, le modèle développé dans cette section permet de calculer la matrice interspectrale du déplacement (ou accélération) radial(es) de la coque entre les différents capteurs d'une antenne lorsque la coque est excitée par l'écoulement turbulent. Ceci constitue un modèle de bruit pour la formation de voies vibroacoustique que nous étudions dans cette thèse. Ce modèle pourra être notamment utilisé dans la définition des vecteurs de pointage pour la formation de voies adaptative.

Dans la section qui suit, nous allons exploiter ce modèle pour étudier la cohérence spatiale des vibrations induites par une couche limite turbulente.

III.2. Confrontation aux résultats expérimentaux de l'Université de Pennsylvanie

Afin d'étudier la validité du modèle développé, nous nous sommes attachés à comparer ses résultats à ceux présentés dans la littérature à partir de données expérimentales. Au laboratoire de recherche appliquée de l'Université de Pennsylvanie, des mesures vibratoires menées sur une conduite cylindrique ont permis d'estimer les composantes dans les bas nombres d'onde des fluctuations de pression pour une couche limite turbulente. Nous décrivons brièvement la veine d'essais utilisée pour ces mesures et pour laquelle nous tâchons de reproduire les résultats obtenus.

La section-test est en aluminium ($E = 64 \text{ GPa}$, $\rho = 2700 \text{ kg} / \text{m}^3$, $\nu = 0.27$), de 610 millimètres de longueur et d'épaisseur égale à 3,2 mm. Des supports massifs du même matériau lui assurent une liaison rigide au sol (voir Figure III.2). La conduite est reliée au circuit hydraulique par des brides de fixation et des sacs de sable sont utilisés pour réduire les vibrations en provenance du reste du circuit. Les accélérations radiales sur la section-test ont été mesurées à partir de trois couronnes de douze accéléromètres. La vitesse de l'écoulement est déterminée à l'aide d'un tube de Pitot. Nous considérons les résultats pour une valeur de la vitesse : $U_\infty = 6,1 \text{ m/s}$.

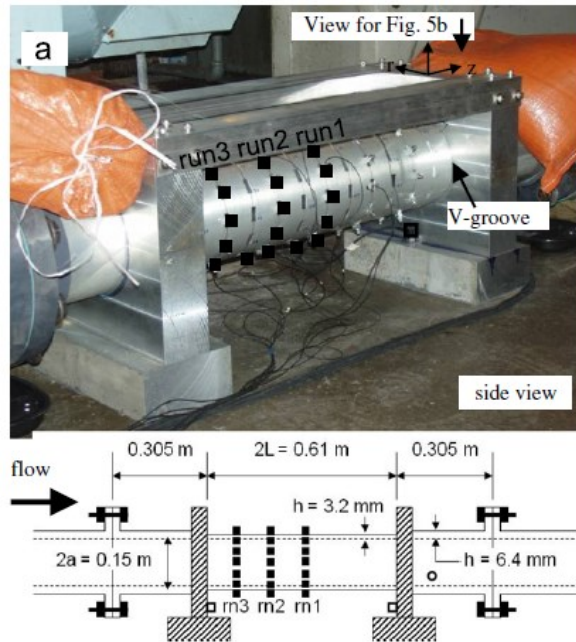


Figure III.2. Configuration expérimentale considérée à l'université de Pennsylvanie Source [BoCH10].

Le modèle développé à la section III.1 nous servira à simuler cette configuration de la section-test. Comme les blocs de fixation au sol de celle-ci semblent très massifs, nous choisissons des raidisseurs axisymétriques infiniment rigides (c.-à-d. à admittances nulles) pour représenter les brides dans notre simulation. La coque est supposée en aluminium d'épaisseur constante de 3,2 mm. Nous fixons le facteur d'amortissement global $[\text{Trév16}]$ dans le système à 0.2 % (c.-à-d. $\eta_c + \eta_f = 0.2\%$), indépendamment de la fréquence. Nous tenons à signaler qu'à l'Université de Pennsylvanie, les chercheurs ont effectué une analyse modale de la section lorsque celle-ci est remplie d'eau. Les coefficients d'amortissement modaux identifiés dans la plage fréquentielle de $[0 - 2000 \text{ Hz}]$ varient de 0,002 à 0,02. Le fait de considérer un facteur d'amortissement constant suivant la fréquence pour l'acier et l'eau dans notre simulation peut être vu comme une forte approximation. Néanmoins, l'objectif de cette étude consiste d'ores et déjà à vérifier la reproductibilité des ordres de grandeur corrects en ce qui concerne le niveau vibratoire par notre modèle. Nous ne cherchons pas à effectuer une validation fine. D'autres sources d'incertitude, notamment en matière de fluctuations de pression de la couche limite, conduiront également et inévitablement à des écarts entre les résultats expérimentaux et numériques.

Les modèles de Goody [Grah97] et de Chase (1987) [Chas87] sont considérés pour représenter respectivement l'autospectre et l'interspectre normalisé des fluctuations de pression de la couche limite. En utilisant les formules de la section I.4.A, nous en déduisons une vitesse de convection $U_c = 3,66 \text{ m/s}$ et une vitesse de frottement pariétale $U_\tau = 0,2169 \text{ m/s}^2$. L'écoulement étant turbulent dans la conduite ($Re = 954 \cdot 10^3 > 4000$), l'épaisseur de couche limite δ (éq. I-1) est égale au rayon de la conduite R .

Nous présentons les résultats expérimentaux obtenus par l'équipe américaine à la Figure III.3. L'accélération moyenne sur les trois couronnes de douze accéléromètres est présentée en fonction de la fréquence. Le trait pointillé représente la mesure brute alors que la ligne continue représente la mesure « débruitée » c.-à-d. filtrée du bruit en provenance de l'installation (voir détails en [BoCH10]). Une décomposition en série de Fourier des mesures moyennées sur les trois couronnes permet d'identifier les contributions des différents ordres circonférentielles (courbes en couleur) à l'accélération globale.

À la Figure III.4, nous illustrons les résultats numériques du modèle que nous avons développé à la section III.1, en adoptant le même jeu de couleur que celui de la Figure III.3 pour nos courbes. Dans l'ensemble, nous pouvons constater que les ordres de grandeur du niveau vibratoire sont bien représentés : les niveaux présentent un maximum à -60 dB aux pics et un minimum à -85 dB dans les creux.

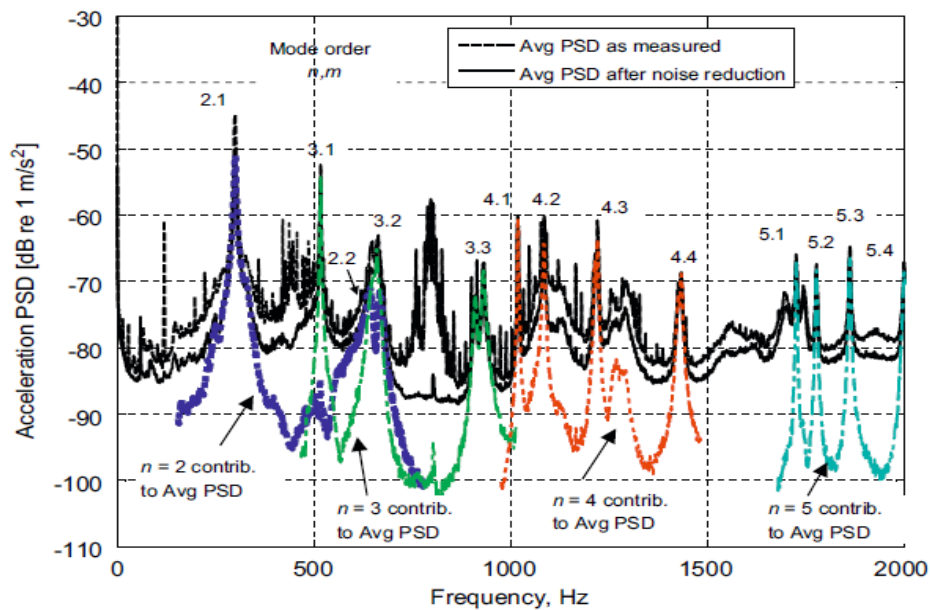


Figure III.3. Autospectre d'accélération moyen sur la coque pour une vitesse d'écoulement de 6,1 m/s. Source [BoCH10].

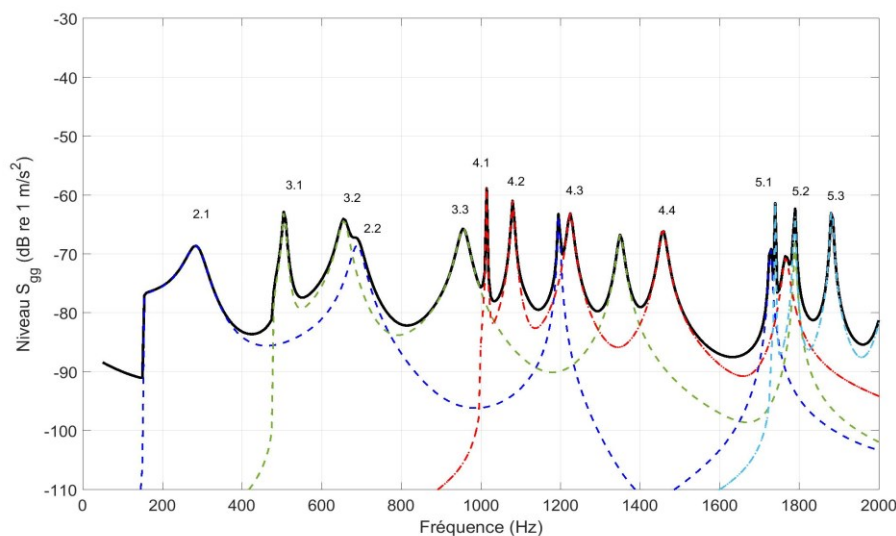


Figure III.4. Autospectre d'accélération calculé avec le modèle développé (même configuration que la figure précédente) décomposé suivant les ordres circonférentiels ($n = 2 \dots 5$).

III.3. Application numérique

Pour les applications numériques du modèle développé, nous reprenons la coque cylindrique remplie d'eau et couplée aux deux raidisseurs déformables telle que décrite au CHAPITRE II. Nous considérons les valeurs des paramètres géométriques et mécaniques données dans le Table II:1. Nous utiliserons les modèles de Goody et de Chase encore une fois pour représenter l'autospectre et l'interspectre normalisé des fluctuations de pression.

Pour aider à la compréhension de l'analyse, nous présentons les résultats pour la coque avec les raidisseurs, mais aussi pour la coque lisse.

Nous nous intéressons à la réponse vibratoire de la coque pour un débit d'écoulement $Q_{\text{eau}} = 140 \text{ l. s}^{-1}$ qui constitue le débit maximal à circuler dans notre veine d'essais présentée au CHAPITRE IV.

Les autospectres et interspectres d'accélération sont donnés pour les vingt-cinq capteurs d'une antenne linéique située sur une génératrice de la coque. La simulation de l'antenne respecte la configuration expérimentale des capteurs que nous considérons au CHAPITRE IV. Le premier capteur est placé à 12 cm du raidisseur en amont de la veine d'essais, et les vingt-quatre capteurs restants sont positionnés en aval, à partir de $x_2 = 14 \text{ cm}$ et espacés de 4 cm .

Le problème peut être résolu dans l'espace des nombres d'onde et un retour dans l'espace physique est obtenu à partir d'une transformée de Fourier inverse discrète (voir équation [III-19]). Ceci permet de reconstruire le champ de déplacement de la coque couplée aux anneaux, induit par une excitation de type couche limite turbulente au voisinage des parois de la coque, dans l'espace réel (x, r, θ) .

III.3.A. Étude des autospectres de pression et d'accélération

Nous comparons l'autospectre de pression et d'accélération à la Figure III.5. Nous constatons que l'accélération induite dans le système affiche une influence des caractéristiques vibroacoustiques de la coque « raidie » (c.-à-d. couplée aux anneaux), bien que le spectre des fluctuations de pression au sein de la couche limite turbulente apparaisse lisse en fréquence (Figure III.5 - a). Cela veut dire que la coque se comporte comme un filtre pour ce domaine des nombres d'onde. Sur la Figure III.5 - b) sont présentés à la fois le résultat pour le modèle de coque lisse à extensions infinie et pour celui de coque avec anneaux. En réponse à une sollicitation par couche limite turbulente, l'amplitude de l'accélération pour la coque lisse présente des pics aux fréquences « cut-on » des ordres circonferentiels ($n = 2$ vers 360 Hz , $n = 3$ vers 1072 Hz). Sur la coque raidie, nous distinguons en plus de ceux-ci, de nombreux pics que nous pouvons attribuer aux modes axiaux induits par les brides.

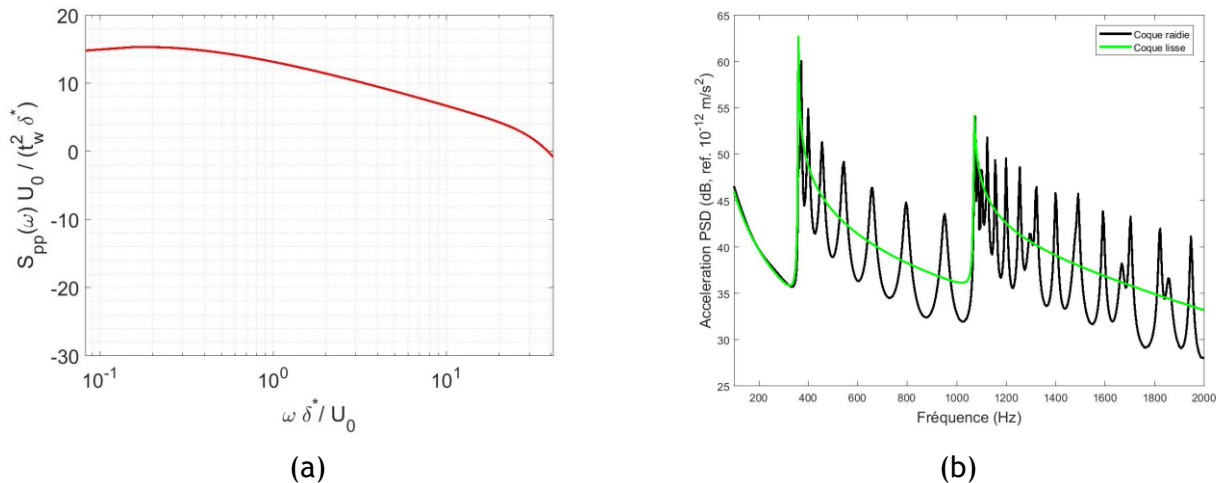


Figure III.5. Tracé des autospectres en fonction de la fréquence. (a) Autospectre des fluctuations de pression (Goody) ; (b) Autospectre d'accélération comparé pour coque lisse (trait vert) et coque raidie (trait noir)

Nous traçons l'autospectre de l'accélération sur le 23^{ème} capteur (c.-à-d. à 1 m du raidisseur) à la Figure III.6. Celui-ci peut être décomposé suivant la contribution de chaque ordre circonférentiel (voir équation (III-18)). Nous retrouvons des résultats similaires à ceux obtenus après décomposition de la réponse de la coque à une excitation mécanique (voir section II.5.C.i). Ainsi, le spectre vibratoire présente une réponse propre aux caractéristiques vibroacoustiques du système excité tel que nous avons pu les identifier à la section II.5 pour des sollicitations mécaniques et acoustiques, cela bien que l'excitation injectée dans le système soit dé-corrélée de ces caractéristiques.

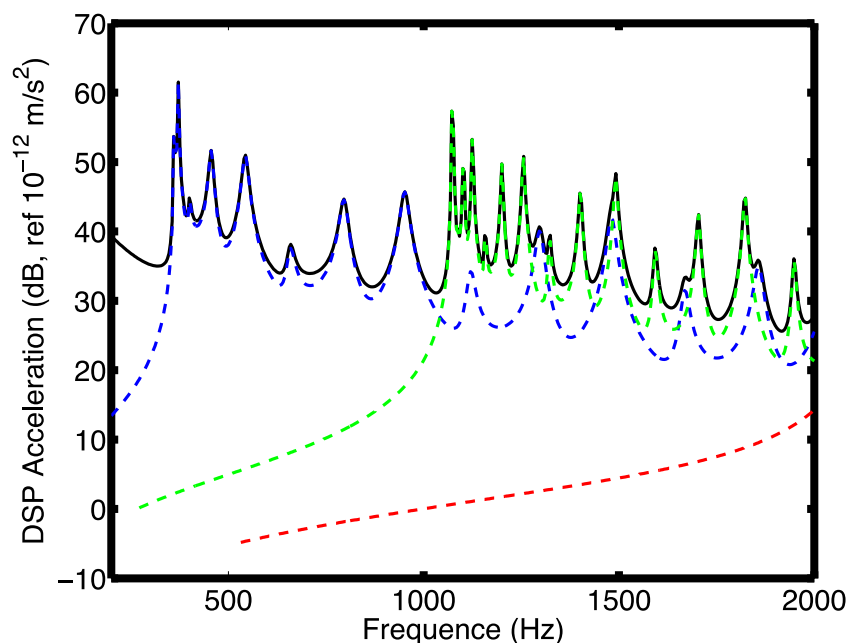


Figure III.6. Décomposition suivant les ordres circonférentiels de l'autospectre d'accélération pour la coque avec anneaux. En bleu: $n = 2$; en vert: $n = 3$; en rouge: $n = 4$.

III.3.B. Matrice interspectrale d'accélération

À la Figure III.7, nous présentons la matrice interspectrale de la pression pour une antenne linéaire de capteurs aux deux fréquences d'apparition « cut-on » des ordres $n = 2$ ($f_2^{\text{cut-on}} = 360$ Hz) et $n = 3$ ($f_3^{\text{cut-on}} = 1072$ Hz) pour un débit de $Q = 140$ l/s. Nous pouvons remarquer que les deux interspectres sont à dominante diagonale, avec des termes non diagonaux sensiblement plus faibles. De même, nous constatons que cette cohérence nous semble légèrement plus élevée pour la fréquence la plus basse, soit à $f_2^{\text{cut-on}}$.

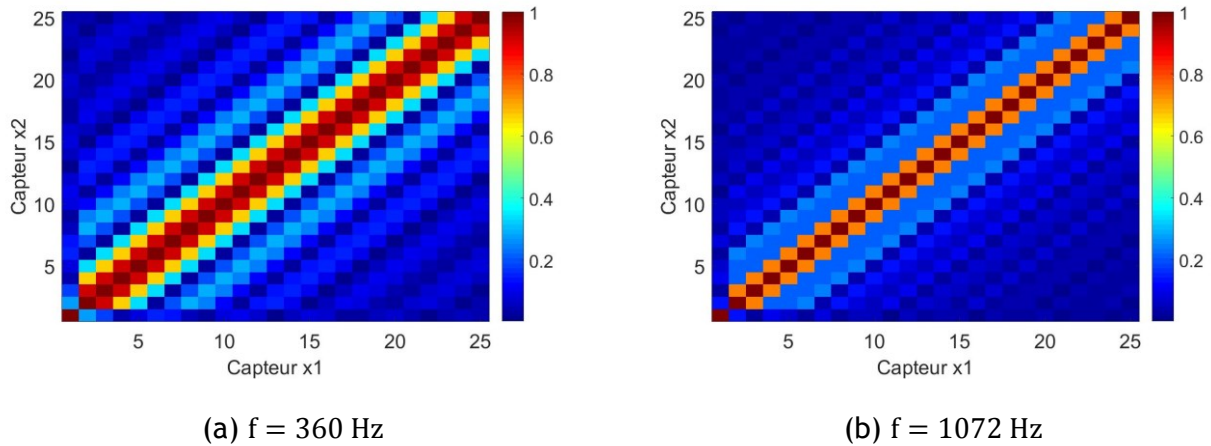


Figure III.7. Matrice interspectrale normalisée des fluctuations de pression pariétale pour $Q = 140$ L/s pour une coque avec anneaux pour les 25 capteurs de l'antenne.

À la Figure III.8, nous présentons la matrice interspectrale des accélérations pour une antenne linéaire de capteurs. Les résultats aux deux fréquences d'apparition « cut-on » des ordres $n = 2$ et $n = 3$ pour un débit de 140 l/s sont aussi donnés pour les deux modèles de coque, comme pour la pression pariétale. Dans les deux cas, nous pouvons remarquer que les termes non diagonaux ne présentent pas des valeurs négligeables par rapport aux termes diagonaux. Bien que les fluctuations de pression ne présentent pas de cohérence à l'échelle de la distance inter-capteur, les vibrations induites dans la coque par ces fluctuations deviennent très cohérentes. Par ailleurs, l'analyse du comportement de la coque raidie se révèle d'une complexité plus grande que pour la coque lisse, car le niveau vibratoire de la matrice interspectrale varie aussi en fonction du choix du point d'observation [c.-à-d. le capteur] par rapport à la bride. Les niveaux semblent plus faibles et les capteurs moins corrélés vers la bride qu'à un mètre de celle-ci.

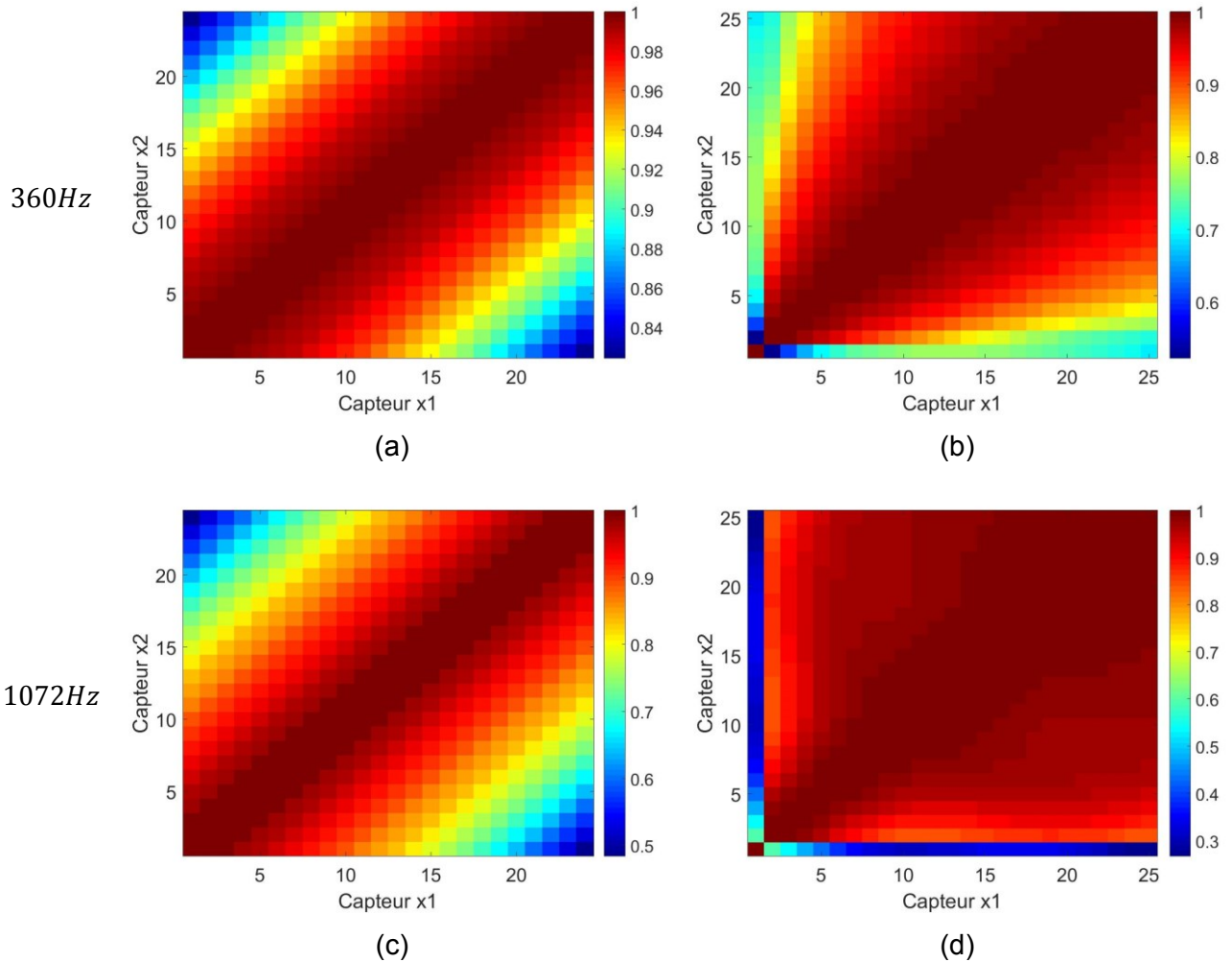


Figure III.8. Matrice interspectrale normalisée des accélérations pour $Q = 140 L/s$. (a)-(c) :coque lisse ; (b)-(d) :coque avec anneaux.

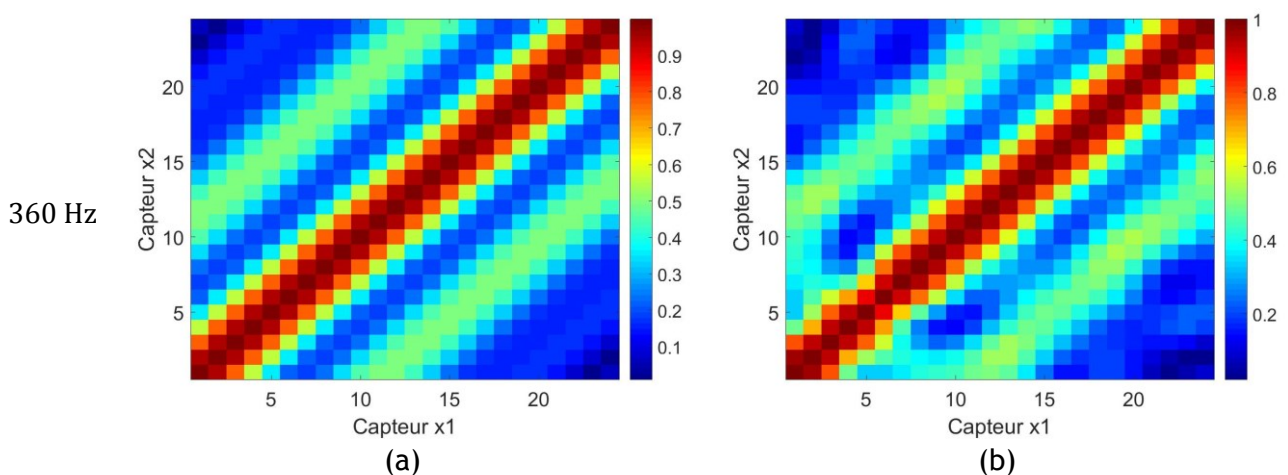


Figure III.9. Matrice interspectrale normalisée des accélérations pour $Q = 140 L/s$ de l'ordre $n = 0$. (a) Coque lisse ; (b) : Coque avec anneaux.

Comme pour l'autospectre de l'accélération, nous présentons la matrice interspectrale des accélérations pour chaque ordre circonferentiel à la Figure III.9. Nous l'illustrons en guise d'exemple à la fréquence $f_2^{n=0}$. Nous constatons alors que la matrice est à diagonale dominante dans les deux cas.

Cela signifie que les signaux sont faiblement corrélés spatialement entre eux pour cet ordre circonférentiel, ce qui nous rapproche de l'hypothèse d'incohérence du bruit pour la formation de voies classique.

À la Figure III.10, nous présentons les matrices interspectrales (c.-à-d. les matrices de cohérence spatiale) normalisées correspondant à tous les ordres et pour $n = 0$ uniquement à la fréquence $f = 796$ Hz. Nous constatons que les signaux mesurés par les accéléromètres sont quasiment tous corrélés entre eux. Cela nous paraît assez cohérent puisqu'à cette fréquence apparaît un pic sur le tracé de l'autospectre de la Figure III.5 – b) qui correspond à un mode axial de l'ordre $n = 2$ de celle-ci. Seuls les capteurs 1, 10 et 21 paraissent plus faiblement corrélés aux autres ce qui est certainement dû au fait qu'ils se trouvent sur des nœuds du mode (pour les capteurs 10 et 21), et en amont du raidisseur pour le capteur n°1.

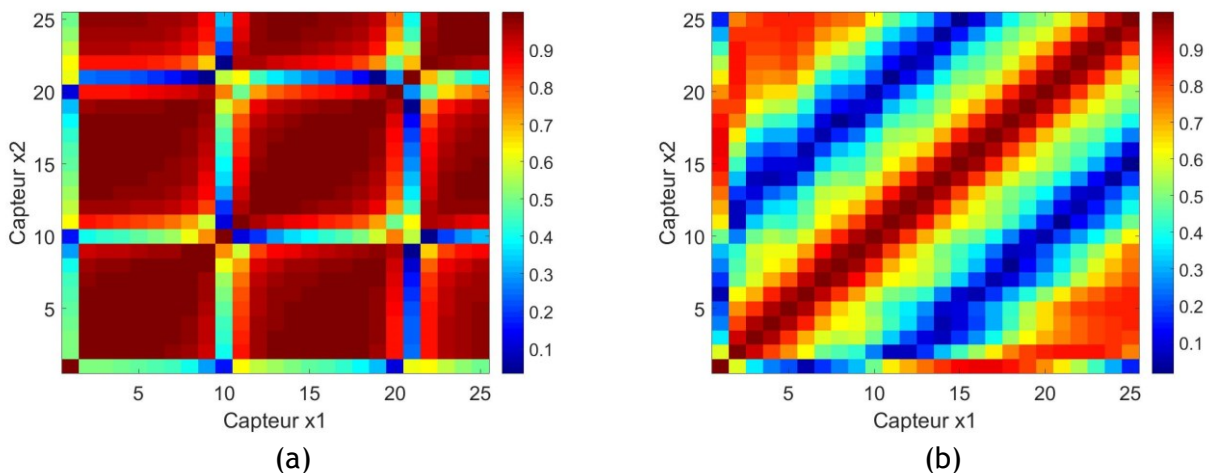


Figure III.10. Matrice interspectrale normalisée des accélérations pour $Q = 140$ L/s en $f = 796$ Hz.. Résultats pour le modèle de coque avec anneaux. (a) tous ordres ; (b) : $n=0$.

Cependant, la Figure III.10.b montre des signaux faiblement corrélés entre eux. Ceci peut s'expliquer par le fait que le mode qui répond à cette fréquence correspond à l'ordre $n = 2$ dont la réponse induit une forte cohérence spatiale des vibrations pour cet ordre, qui se retrouve lorsque nous les sommons tous, mais qui ne concerne pas l'ordre $n = 0$ si pris à part.

L'utilisation de couronnes d'accéléromètres (Figure III.11) suivant la circonférence de la coque permettrait d'extraire cette composante $n = 0$ par sommation des signaux pour chaque couronne. Une autre alternative consiste à utiliser des fils piézoélectriques enroulés sur la conduite qui permettent de mesurer directement les composantes $n = 0$ [PiBr00]. Cette technologie de capteurs est notamment considéré dans la littérature pour la détection des fuites dans les conduites enterrées [MuBr08], car elle permet d'extraire aisément la composante $n = 0$. Sans juger de l'applicabilité de cette technologie pour les générateurs de vapeur, il peut être intéressant d'étudier ses performances dans le cadre de la formation de voies. Ce type de capteurs ne sera pas considéré lors des mesures expérimentales, mais les modèles développés dans ce chapitre ainsi qu'au CHAPITRE II peuvent être exploités pour étudier l'éventuel intérêt de ce type de capteurs pour la formation de voies.



Figure III.11. Mesure du déplacement radial d'une conduite en plastique à partir d'un fil piézoélectrique. Source [MuBr08]

III.3.C. Étude de l'interspectre d'accélération en fonction de la fréquence

Nous étudions dans cette section l'évolution de la matrice interspectrale pour des capteurs ponctuels en fonction de la fréquence. Pour cela, nous traçons à la Figure III.12 les matrices interspectrales de l'accélération entre le capteur n°2 et les vingt-cinq autres capteurs de l'antenne pour la coque lisse et la coque avec anneaux respectivement. Nous retrouvons une forte cohérence générale des signaux entre les capteurs. Cette cohérence se révèle particulièrement prononcée aux fréquences d'apparition des ordres circonférentiels 2 et 3.

À la Figure III.12, la cohérence est plus faible en niveau pour la coque avec anneaux, mais elle est intéressante dans la grande ressemblance qu'elle présente au comportement vibratoire de la coque raidie. Nous notons en particulier l'augmentation de la cohérence pour les fréquences relatives aux fréquences de résonance du système, où nous pouvons remarquer une cohérence quasi-complète entre tous les capteurs ponctuels (c.-à-d. les accéléromètres) de l'antenne.

À la Figure III.13, nous illustrons le même type de résultats en considérant l'ordre $n = 0$ uniquement. Nous pouvons bien nous rendre compte que les fluctuations de pression dans la couche limite turbulente sollicite très peu le mode de respiration de la coque. La matrice de cohérence de la réponse de celui-ci est presque parfaitement identique indépendamment des conditions limites envisagées. Particulièrement en basses fréquences (en-dessous de 600 Hz), la CLT n'induit aucune cohérence entre les capteurs.

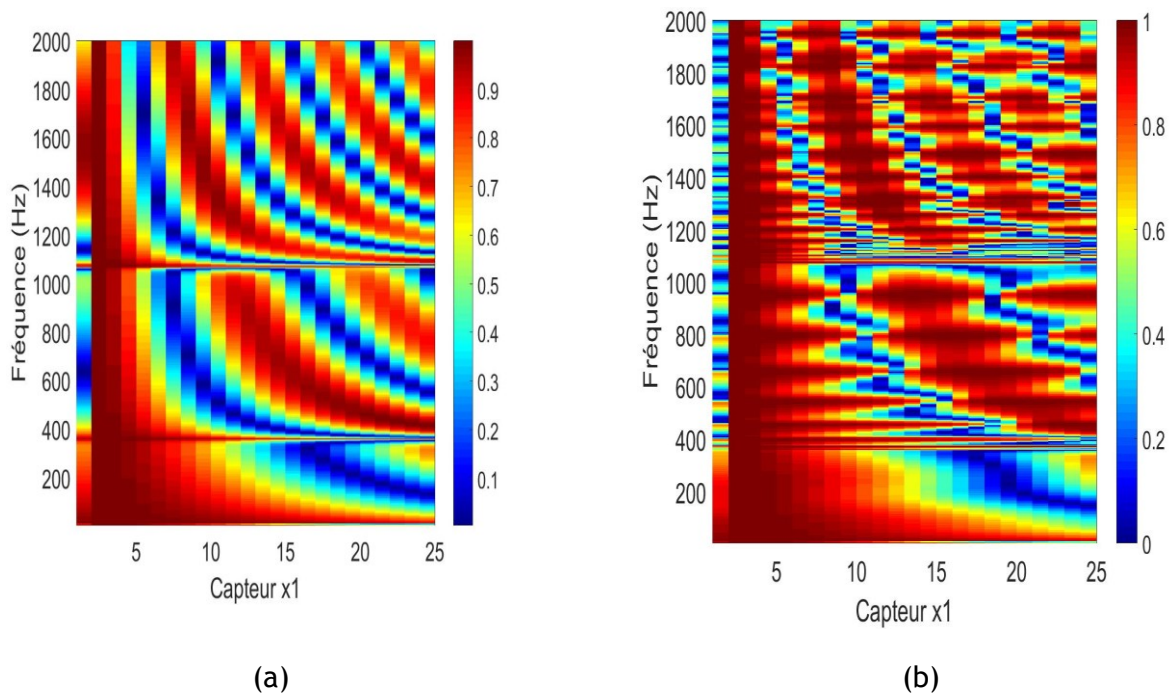


Figure III.12. Interspectre d'accélération suivant les fréquences entre le capteur 2 et le capteur x_i de l'antenne. (a) Coque lisse ; (b) Coque avec anneaux.

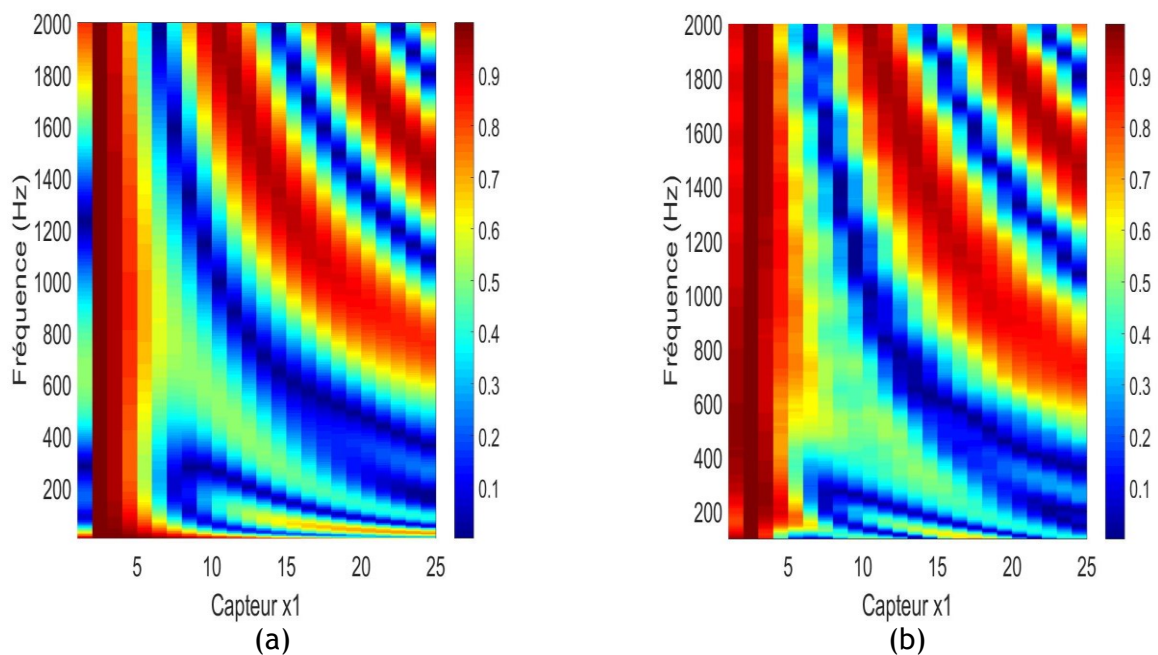


Figure III.13. Interspectres d'accélération pour l'ordre $n = 0$ suivant les fréquences entre le capteur 2 et le capteur en x_i de l'antenne pour la coque raidie. (a) Coque lisse ; (b) Coque avec anneaux.

III.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la modélisation de la coque cylindrique remplie d'eau et couplée aux deux raidisseurs déformables lorsqu'elle est sollicitée par une couche limite turbulente homogène et parfaitement établie. Pour cela, nous avons commencé par adapter la formulation générale d'une structure soumise à une excitation aléatoire au cas cylindrique de notre système. Les fonctions de sensibilité circonférentielles qui apparaissent dans cette formulation peuvent être calculées en faisant appel à un principe de réciprocité et grâce à l'utilisation du modèle vibroacoustique de coque présenté au CHAPITRE II.

Une confrontation des résultats du modèle numérique développé aux données expérimentales d'une équipe de chercheurs à l'Université de Pennsylvanie est proposée. Elle permet de montrer l'aptitude du modèle créé à restituer les bons ordres de grandeur des niveaux vibratoires constatés expérimentalement.

L'analyse des résultats numériques sur notre système de coque raidie met en évidence une forte cohérence spatiale du champ vibratoire aux fréquences de résonances du système, et ce quoique les fluctuations de pression soient peu cohérentes à l'échelle observée. La cohérence semble dépendre fortement de la fréquence. Une perspective à ce niveau serait de tenter de relier la modulation due aux anneaux aux ratios vitesse du son dans l'eau ($1500\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) sur la distance entre anneaux pour trouver la fréquence des lignes bleues.

À l'opposé, nous avons pu démontrer la contribution de l'ordre $n = 0$ à ce champ vibratoire, qui paraît nettement moins cohérent suivant une génératrice de la coque. Cette constatation peut être avantageuse à exploiter afin de bénéficier d'un interspectre de bruit de fond spatialement incohérent. Dans ce cas, la définition des vecteurs de pointage pour la formation de voies devra être basée sur les fonctions de transfert en déplacement ou en accélération de la coque pour l'ordre circonférentiel $n = 0$ uniquement. Cette possibilité est étudiée dans le CHAPITRE V.

CHAPITRE IV

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA MAQUETTE

Où l'on expérimente de très près le DIY¹⁰.

Une maquette représentative de la virole d'un générateur de vapeur à échelle réduite a déjà été conçue et réalisée dans le cadre de la thèse de J. Moriot [Mori13], au centre d'études techniques d'Areva NP situé au Creusot et elle est réutilisée dans le cadre de cette thèse. Cette maquette nous permet d'étudier expérimentalement la réponse d'une coque cylindrique remplie d'eau raccordée à un circuit hydraulique par deux brides et soumise à trois types de sollicitations externes : une sollicitation mécanique ponctuelle sur la coque (par marteau de choc), sollicitation acoustique dans l'eau (par hydrophone actif) et une sollicitation par écoulement turbulent pour différents débits de circulation de l'eau dans la maquette.

Les deux premiers cas d'excitation permettent de confronter les résultats expérimentaux à ceux du modèle développé au CHAPITRE II tandis que la dernière permet de se confronter au modèle du CHAPITRE III. Vis-à-vis de la formation de voies vibroacoustique les deux premiers types d'excitation permettront d'étudier la réponse du système étudié à une excitation cohérente (c.-à-d. sa réponse « en signal ») De plus, les résultats obtenus pour différents débits d'écoulement permettront d'étudier ultérieurement la réponse en bruit (CHAPITRE V).

Dans un premier temps, nous rappelons brièvement les caractéristiques de cette nouvelle campagne d'essais par rapport à celle effectuée dans le cadre de la thèse de J. Moriot et nous présentons les composantes principales de la maquette ainsi que l'instrumentation utilisée. Dans un second temps, nous comparons les résultats expérimentaux aux résultats numériques des modèles développés aux chapitres précédents. Nous étudions les corrélations entre ces différents résultats pour en dégager des enseignements utiles à la compréhension des performances de la formation de voies vibroacoustique présentée au CHAPITRE V.

IV.1. Présentation du montage expérimental

IV.1.A. Objectifs de l'expérimentation

Par rapport à la campagne expérimentale que J. Moriot a menée dans le cadre de sa thèse, les principaux enjeux de ces nouvelles mesures sont :

- Mieux maîtriser les conditions des essais concernant notamment les aspects « bruits »

¹⁰ Do It Yourself

- Effectuer des mesures avec différents régimes d'écoulement en vue d'étudier la cohérence spatiale du bruit généré par la couche limite turbulente sur les accéléromètres de l'antenne
- Disposer de mesures avec marteau de choc permettant un éventuel recalage des modèles numériques
- Disposer de mesures avec une excitation monopolaire « large bande »
- Étudier différentes configurations de l'antenne d'accéléromètres, en particulier au cas où la l'antenne n'est pas centrée sur la source, afin d'étudier leur influence sur la formation de voies.

IV.1.B. Description de la veine d'essais

La maquette expérimentale est installée au Centre Technique d'Areva NP au Creusot avec l'assistance du personnel technique du CT.

La section d'essais est composée d'un cylindre en acier inoxydable 304L, rempli d'eau et raccordé à un circuit hydraulique par des brides de fixation, elles-mêmes faites du même acier que le cylindre. Le circuit hydraulique auquel est reliée la maquette comprend également une pompe de circulation à débit variable (entre 0 et 160 l/s), une pompe de maintien sous pression jusqu'à 6 bars, un débitmètre électromagnétique DN100 pour la mesure du débit d'écoulement jusqu'à 80 l/s¹¹ ainsi qu'un second débitmètre pour la régulation du débit de la pompe. Une vanne à glissière est aussi employée pour réguler le débit nominal, en plus d'une vanne de dérivation pour la régulation des faibles débits, un thermocouple et un capteur de pression statique.

La section d'essais présente également dix piquages pour l'insertion de la source acoustique.

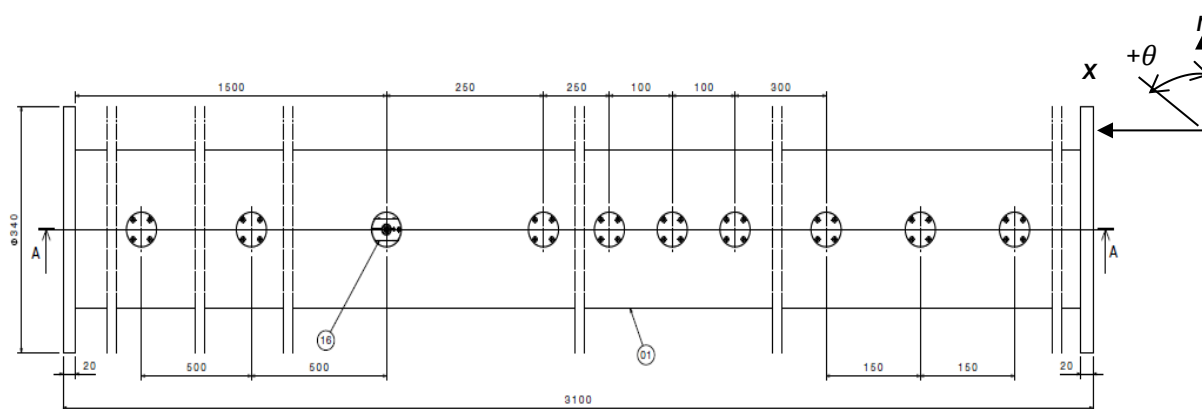


Figure IV.1. Vue de profil (droit) de la section d'essais avec les différents piquages (valeurs affichées en mm). Repère de coordonnées cylindriques en noir.

IV.1.C. Description de la boucle hydraulique

Le dimensionnement de la maquette a été spécifié dans le cadre de la thèse de J. Moriot de manière à respecter des similitudes sur le plan acoustique et turbulent avec un générateur de vapeur de diamètre 754 mm (voir CHAPITRE IV-section 4.1.2 dans [Mori13]). Plus précisément il avait été choisi de conserver le nombre d'onde acoustique suivant la circonférence du cylindre ainsi que le nombre de Reynolds pour l'écoulement. Ce dimensionnement reste inchangé dans cette campagne expérimentale.

¹¹ Cela signifie qu'un débit supérieur peut être mis en circulation dans la maquette mais que l'estimation exacte du débit sera dans ce cas imprécise

Toutefois, à la suite des ⁽⁴⁾essais de J. Moriot, les constatations faites en ce qui concerne l'installation hydraulique dans laquelle était établie la maquette, nous ont poussés à apporter des modifications sur l'hydraulique du circuit, sur les transmissions de vibrations parasites depuis le restant du local, ainsi que sur la maquette en elle-même. En particulier, la zone spécifique à l'installation de la boucle a été désolidarisée du reste du bâtiment par une couche de polystyrène afin de découpler la veine d'essais des sollicitations mécaniques extérieures. Des bidons de découplage^(1,7) ont aussi été prévus afin d'isoler la section d'essais des transmissions acoustiques provenant du restant du circuit. D'autre part, des jonctions avec joints toriques sont installées entre les tubes afin de réduire les discontinuités et d'obtenir un centrage et un alignement optimal de la tuyauterie. Des flexibles sont utilisés pour les vibrations se propageant par les tuyaux. Enfin, l'écoulement jusqu'à 70 l/s est conditionné par une longueur de tranquillisation ⁽⁴⁾ et, une grille de redressement ⁽³⁾ repensée de manière à éviter les vibrations de celle-ci. Le coefficient de perte de charge de la grille sert à casser les grandes rotations de l'écoulement (Figure IV.3).

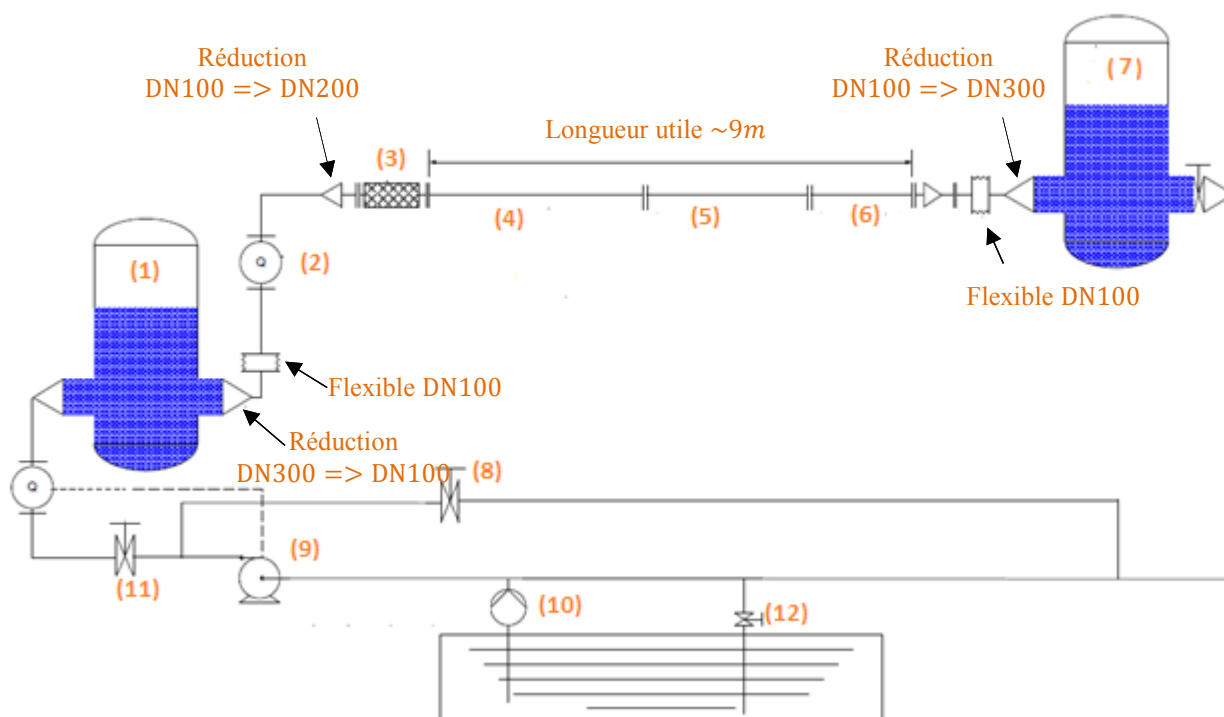


Figure IV.2. Schéma de la boucle hydraulique dans laquelle est établie la veine d'essais. Source D02-ARV-01-092-929, AREVA NP.

(1)	Bidon de découplage acoustique amont
(2)	Débitmètre DN100
(3)	Grille épaisse DN200.
(4)	Longueur de tranquillisation (4m)
(5)	Maquette d'essais (3m)
(6)	Longueur droite 1m75
(7)	Bidon de découplage acoustique aval
(8)	Circuit de by-pass (pour régulation pompe à faible débit)
(9)	Pompe de circulation (6 bar, 160l/s)
(10)	Pompe de pression (5 bar)
(11)	Vanne de régulation du débit
(12)	Fuite contrôlée (régulation de la température)

Tableau IV-1 Composants de la boucle hydraulique

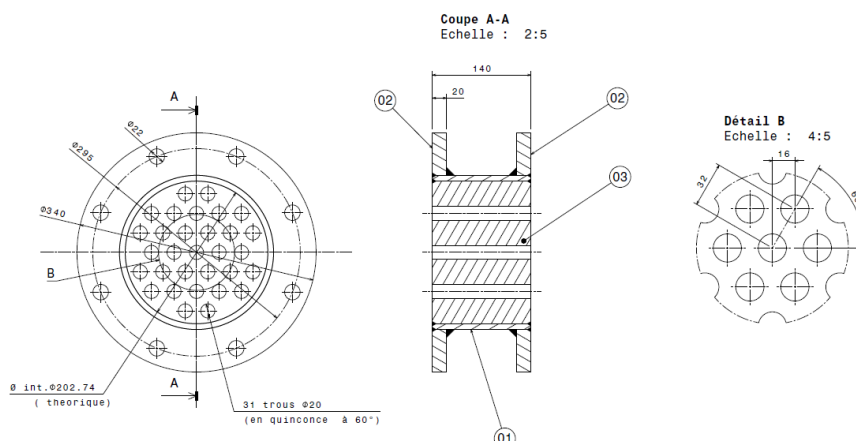


Figure IV.3. Grille de redressement de l'écoulement. *Source Areva NP*

IV.1.D. Sources d'excitation

Deux sources acoustiques sont considérées. La première est un hydrophone B & K 8103 (Figure IV.5) permettant d'émettre un signal acoustique dans un milieu aqueux. Ce modèle d'hydrophone a été choisi dans le cadre de la thèse de Moriot pour sa petite taille qui permet au mieux d'approximer un monopôle. Il est utilisé pour générer un signal « large bande » à différentes positions axiales et radiales de la section d'essais afin de mesurer les fonctions de transfert entre la source et les capteurs. Par ailleurs, il est possible, grâce à l'hydrophone, de créer une base expérimentale de vecteurs de pointage pour la formation de voies ou de tester les performances de celle-ci avec des vecteurs de pointage numériques. Cette étude est menée au chapitre suivant.



Figure IV.4. Aperçu de l'hydrophone B & K 8103 utilisé comme source acoustique [Mori13]

Afin d'assurer son insertion et son maintien à la position désirée dans la veine d'essais, l'hydrophone est monté sur le dispositif mécanique illustré à la Figure IV.5. Nous pouvons régler la position radiale par une vis micrométrique usinée dans celui-ci. Tout le montage peut alors être inséré dans un des dix piquages réalisés sur la veine.

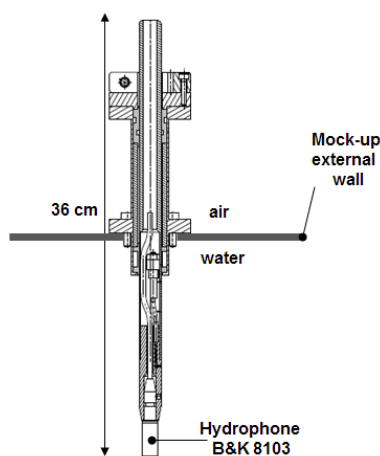


Figure IV.5. Schématisation du montage de l'hydrophone au dispositif mécanique

Nous souhaitons balayer la plage de fréquence où rayonne habituellement une fuite d'eau dans le sodium. Pour cela, l'hydrophone sera utilisé avec un balayage sinus entre cinq cents et cinq mille Hertz ($38.78 \leq S_b(f) \leq 79.5$). Le gain de l'hydrophone utilisé comme émetteur est relié à la fréquence d'excitation. Il est très faible dans le domaine de fréquences qui nous intéresse en raison de la taille de l'hydrophone par rapport à la longueur d'onde acoustique dans le milieu de propagation à ces fréquences. Un amplificateur B & K 2713, spécifiquement conçu pour fonctionner avec l'hydrophone, est utilisé pour amplifier le signal en entrée de l'hydrophone. Des tests expérimentaux préliminaires¹² sur un tronçon de taille réduite nous ont permis de vérifier que le montage de l'hydrophone 8103 avec l'amplificateur 2713 permet de générer un signal suffisamment fort pour émerger du bruit de fond. Néanmoins, nous faisons remarquer que ces tests ne sont valables que dans les conditions de géométrie et de bruit de fond où ils ont été effectués.

La deuxième source d'excitation est un marteau de choc permettant d'exciter la coque jusqu'à une fréquence de 3200 Hz. Cette source est essentiellement utilisée pour permettre de caractériser expérimentalement les fonctions de transfert de la coque en accélération pour une excitation mécanique ponctuelle. Notons qu'une analyse modale précédemment réalisée sur la même section d'essais n'a pas permis d'étudier la réponse vibratoire du système au-dessus de 2 kHz à cause de la densité modale élevée [Mori13].

IV.1.E. Description du matériel d'instrumentation et d'acquisition de données

La maquette est instrumentée avec vingt-cinq accéléromètres piézoélectriques de type KISTLER 8704B50 positionnés suivant deux configurations possibles : en antenne linéaire ou en antenne spirale. Un système d'acquisition B&K PULSE de soixante-quatre voies permet l'enregistrement des signaux temporels sur les vingt-cinq accéléromètres simultanément. La fréquence d'acquisition des signaux est $f_e = 16384$ Hz. Le nombre de capteurs est réduit de moitié par rapport à celui utilisé par Moriot [Mori13], soit 25 capteurs au lieu de 50. Ceci permet une acquisition instantanée des matrices interspectres entre les accéléromètres et la source d'excitation, en plus des fonctions autospectres de la source et des capteurs, avec une résolution fréquentielle huit fois plus fine que la résolution précédemment utilisée (4 Hz pour nos mesures pour 32 Hz pour Moriot). Les données d'autospectre et d'interspectres générées sous format ASCII sont reprises sous le logiciel MATLAB.

¹² Ces tests ont été réalisés au LVA et ne sont pas détaillés dans ce manuscrit. Ils ne sont concluants que pour des essais qui reproduiraient la même configuration de la structure-test

La ligne des piquages pour le montage de l'hydrophone est prise comme génératrice de référence pour laquelle nous fixons $\theta = 0^\circ$. Nous comptons des valeurs positives pour θ dans le sens de rotation d'une montre (clockwise), et des valeurs négatives pour le sens inverse (counterclockwise).

Les capteurs de l'antenne linéaire sont situés à $\theta_c = 90^\circ$ par rapport à la génératrice de référence (voir Figure IV.6). Vingt-quatre capteurs espacés de quatre centimètres sont placés sur le tronçon d'essais, le premier étant situé à une distance $x_1 = 0.150\text{m}$ de la première bride de fixation en direction de l'écoulement (voir Figure IV.6). Un capteur supplémentaire est positionné en amont de la bride afin de permettre l'enregistrement des vibrations transmises de ce côté de la maquette vers la section d'essais.

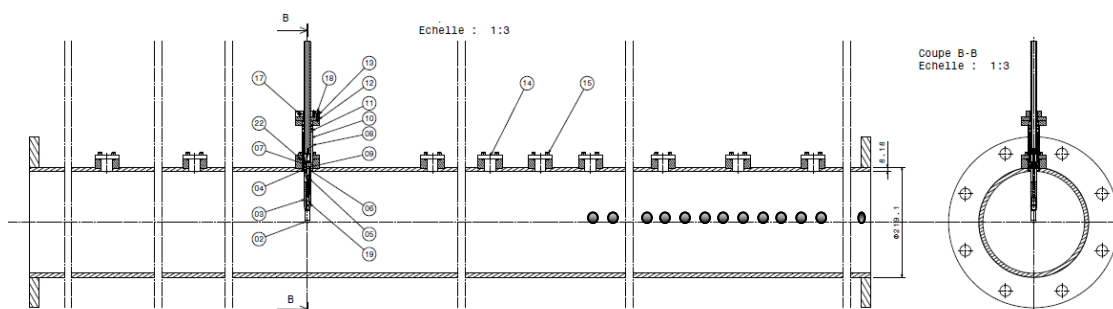


Figure IV.6. Vue de la maquette avec les différents piquages pour insérer l'hydrophone et ligne de capteurs.

Les capteurs de l'antenne en spirale sont espacés de $\Delta x = 8\text{ cm}$ suivant la direction axiale et de $\Delta\theta = 45^\circ$ sur la circonférence. Les coordonnées (x_i, θ_i) du capteur i tel que $i \in \{2 \dots 25\}$ s'obtiennent par les relations : $x_i = 0.14 + \Delta x * i$ et $\theta = \Delta\theta * i$. Le premier capteur (situé en aval de la bride de fixation avec l'antenne linéaire), est déplacé vers la position $(x_1, \theta_1) = (-0.125\text{m}, 90^\circ)$.

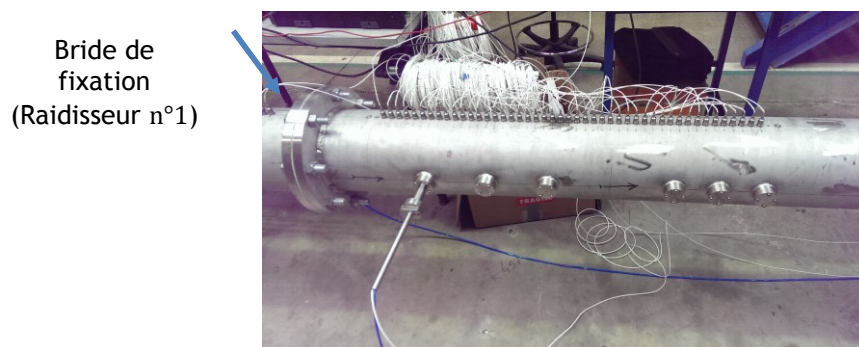


Figure IV.7. Schéma de la maquette instrumentée avec montage de l'hydrophone dans un piquage.

IV.2. Analyse des résultats expérimentaux

IV.2.A. Bruit ambiant vibratoire de la boucle

Dans le but d'identifier les diverses sources de bruit de la maquette, nous effectuons des mesures de bruit de fond avec la maquette en présence de l'eau au repos dans cette dernière. Ceci nous permet dans un premier temps de caractériser le niveau de bruit de fond existant dans la maquette, et ultérieurement nous servira à distinguer les niveaux de bruit « ambiant » présents en permanence dans les locaux où est établie la boucle, des niveaux « ajoutés » dus au fonctionnement des pompes de

circulation permettant d'acheminer l'eau vers la section d'essais en plus du bruit de l'écoulement dans la maquette.

Quand l'eau ne circule pas dans la boucle, le bruit ambiant de la maquette en absence d'écoulement est composé du bruit électronique des capteurs, du bruit de la pompe de gavage assurant le maintien d'une pression de 4 bars dans la tuyauterie en plus du bruit de fond du local où est établi la boucle hydraulique.

Les divers pics observés en basses fréquences sur la Figure IV.8.a sont attribués à des harmoniques du courant électrique dues à une mauvaise isolation des câbles des capteurs. L'usage d'une résolution fréquentielle plus fine permet de mettre en évidence ces pics sur nos enregistrements tandis qu'ils n'étaient pas observables pour ceux de J. Moriot sur la même section d'essais et avec la même instrumentation. Sur la Figure IV.8.b, nous notons en particulier la cohérence spatiale quasi-inexistante entre les différents capteurs et le capteur 2. Ceci est concordant avec notre hypothèse initiale de bruit ambiant parfaitement incohérent.

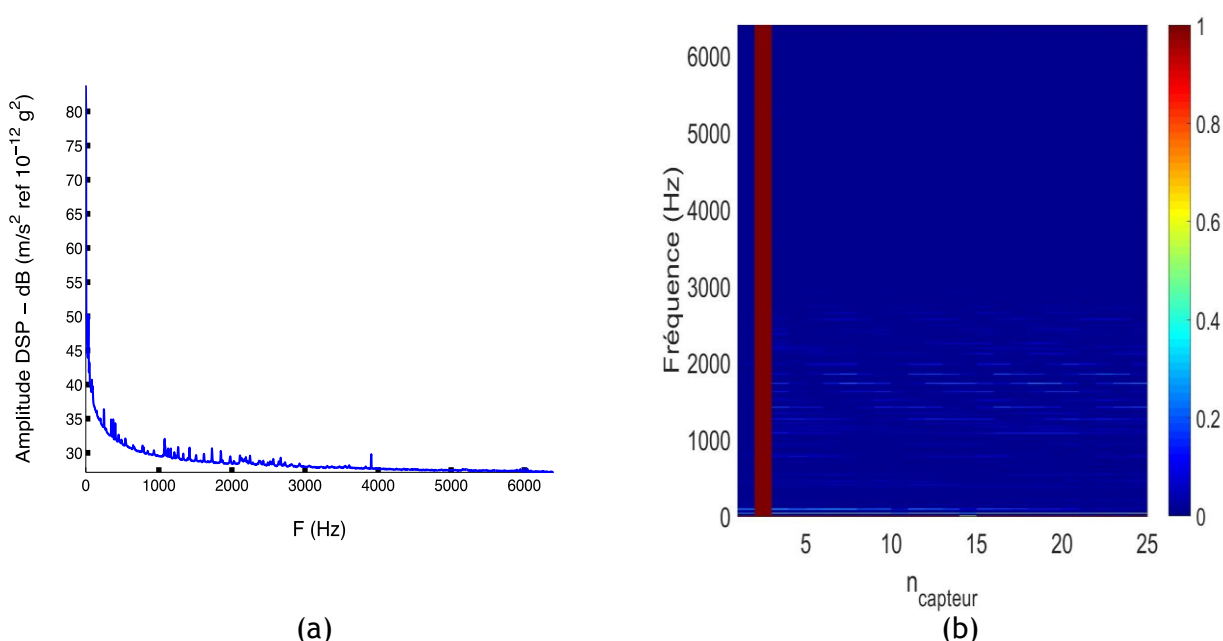


Figure IV.8. Illustration pour le bruit de fond de la maquette sans écoulement des niveaux (a) DSP moyennée des 25 capteurs ; (b) de l'interspectre entre le capteur n°2 et les 25 capteurs de l'antenne.

IV.2.B. Sollicitation mécanique par marteau de Choc

Dans cette section, nous présentons les résultats expérimentaux pour une excitation mécanique radiale (c.-à-d. au marteau de choc) appliquée en $x_e = 0.15$ m en aval de la section d'essais (Figure IV.9), que nous comparerons aux résultats de simulation du même cas d'excitation numérique. Tous les niveaux sont ramenés à une force radiale unitaire (1 N). Les acquisitions sont réalisées avec l'antenne linéaire.

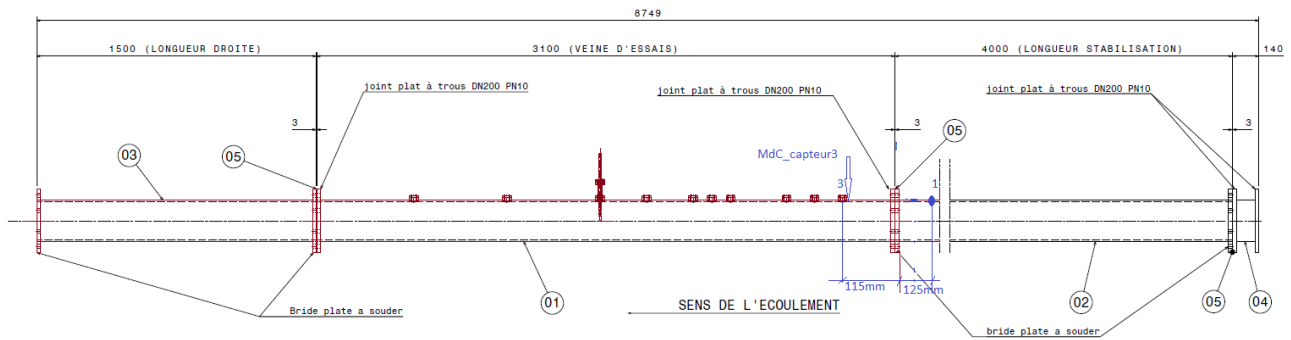


Figure IV.9. Schématisation de l'excitation au marteau de choc sur la section d'essais.

Nous présentons à la Figure IV.10.a la densité spectrale de puissance de l'excitation appliquée par le marteau de choc, en niveau décibel. Sur la Figure IV.10.b, nous pouvons observer la matrice de cohérence entre le signal du marteau et celui des vingt-cinq capteurs. Nous voyons alors que le marteau utilisé permet d'exciter toutes les fréquences de la bande utile que nous avons fixé (c.-à-d. les fréquences inférieures à 3200 Hz). Cette figure montre aussi que le signal appliqué génère une bonne cohérence sur le capteur en amont de la bride de fixation. Cela veut dire que l'excitation est bien perçue comme telle par l'antenne d'accéléromètres, ceci malgré la présence de la bride entre l'excitation et le point de mesure. Notons ici un certain dysfonctionnement du capteur n°13.

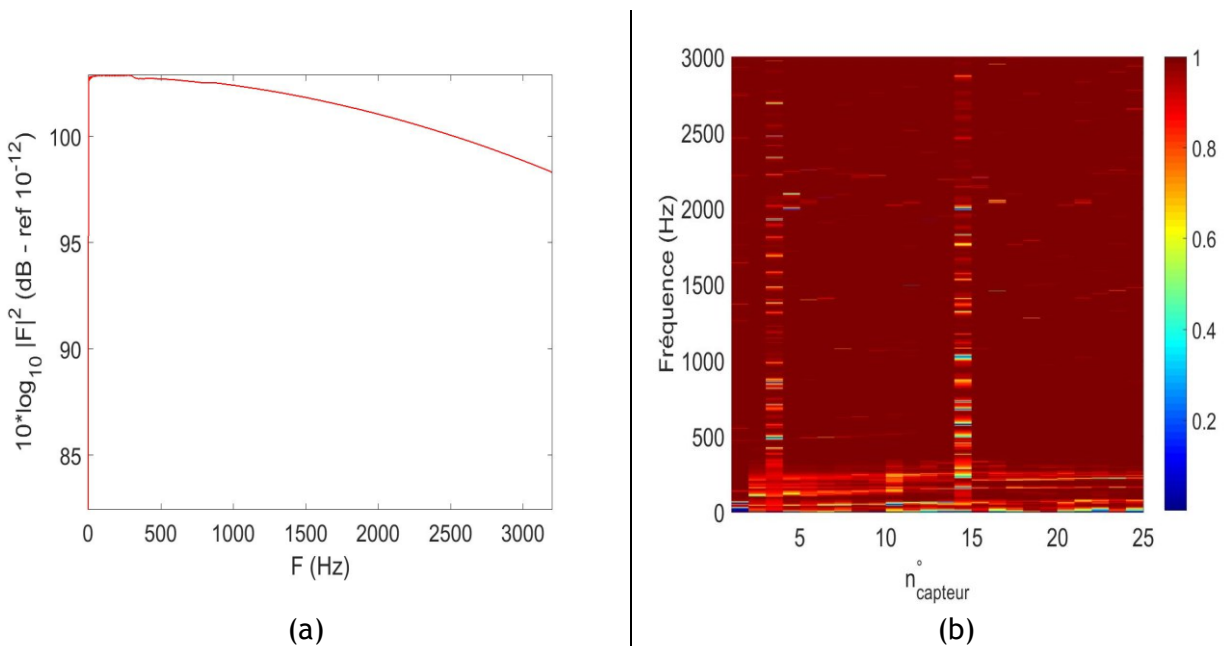


Figure IV.10. (a) Densité spectrale de l'excitation par marteau de choc ; (b) Cohérence de l'excitation mécanique sur les 25 capteurs

À partir des interspectres entre le signal de la force mesurée par le marteau de choc et les signaux des accéléromètres, nous déduisons les fonctions de transfert (FRF) « accélération / force ». Pour simplifier l'analyse des résultats spatiaux-fréquentiels et permettre une comparaison aisée avec la simulation numérique de la section II.5, nous calculons les fonctions de transfert « déplacement / force ». Celui-ci correspondra donc au niveau du déplacement radial de la coque (en mètres) pour une force unitaire (Newton). Nous présentons également la phase de ces fonctions de transfert qui est une donnée importante pour la formation de voies.

Comparons désormais les résultats expérimentaux aux simulations numériques obtenues pour les mêmes positions de l'excitation mécanique. Nous traçons la fonction de transfert en déplacement de la

coque mesurée par l'antenne d'accéléromètres pour une force mécanique unitaire appliquée en $x_e = 0.14$ m, en amplitude (Figure IV.11.a) et en phase (Figure IV.12.a).

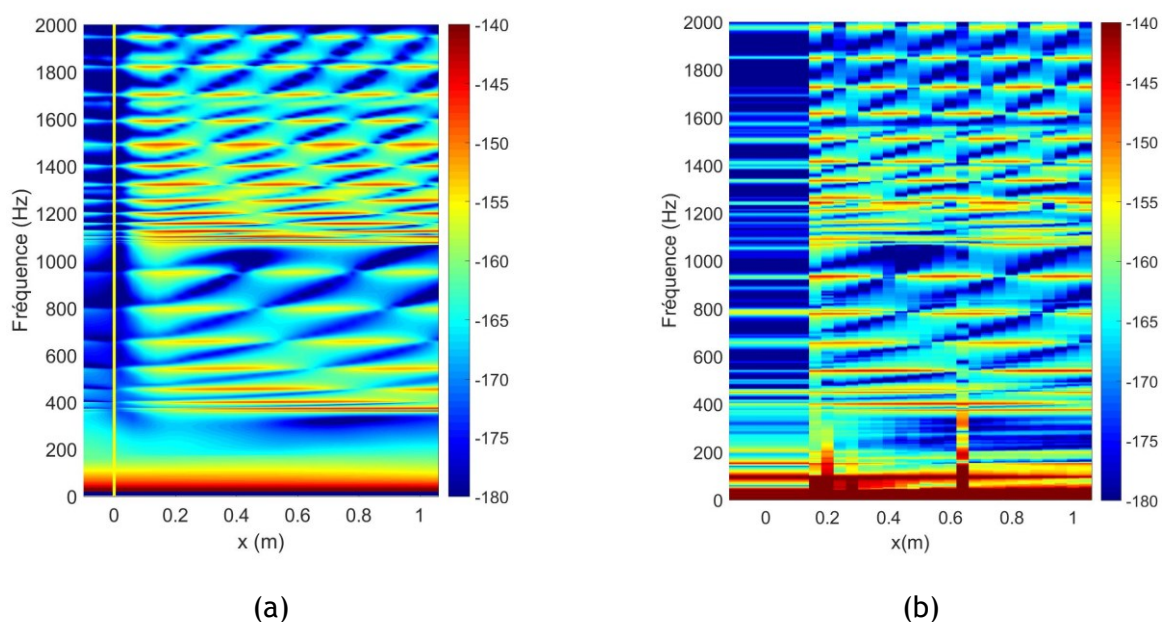


Figure IV.11. Tracé de l'amplitude de la réponse de la coque à une excitation mécanique ponctuelle en fréquence suivant les points de mesure a) simulation numérique ; b) FRF expérimental.

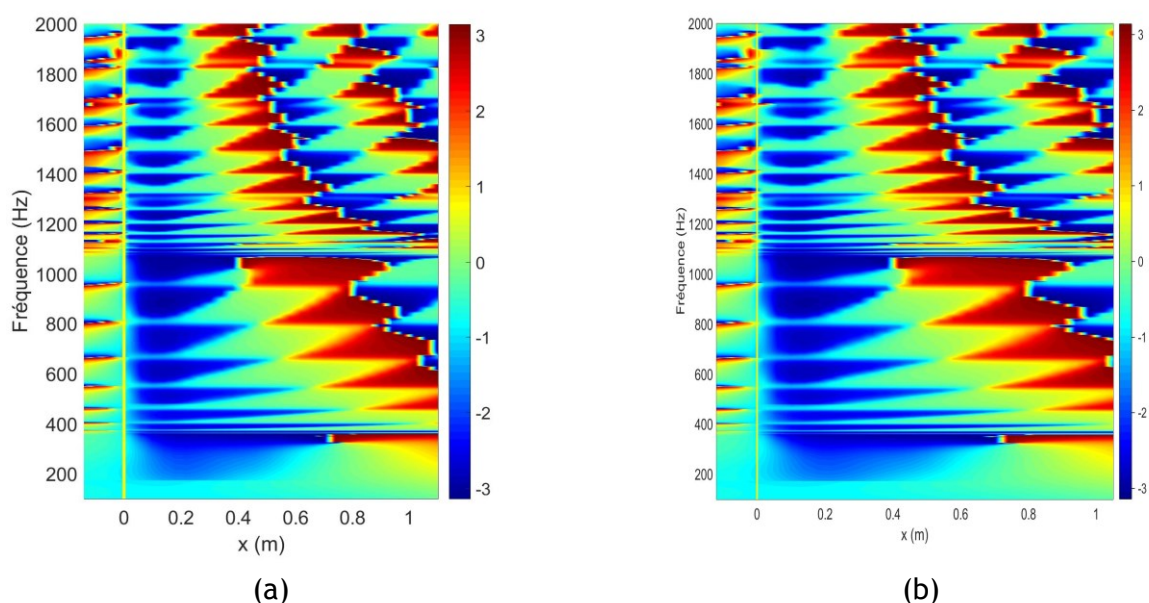


Figure IV.12. Tracé de la phase déroulée des déplacements respectifs. a) FRF numérique ; b) FRF expérimental

Nous pouvons d'ores et déjà observer le rapprochement entre le modèle de coque avec anneaux des résultats expérimentaux sur la Figure IV.11 et Figure IV.12. A la Figure IV.11, nous distinguons une bonne correspondance entre les simulations numériques avec ce modèle de raidisseurs et les mesures : les fréquences d'apparition des ordres $n = 2$ et $n = 3$ coïncident avec une densification des résonances au-delà de celles-ci. Les modes axiaux sont bien représentés en fréquence et spatialement. Au niveau de la phase des déplacements, nous observons une bonne concordance de son tracé entre les deux résultats, numérique (Figure IV.12.a) et expérimental (Figure IV.12.b).

Les niveaux des déplacements à ces fréquences de résonances semblent néanmoins plus faibles en dessous de 1 kHz pour le calcul qu'expérimentalement. L'analyse de sensibilité sur la valeur des facteurs d'amortissement de la coque ou du fluide effectué à la section II.5.D a montré que ces paramètres ne pouvaient être incriminés. Nous suspectons la simplification de la matrice des admittances des brides par la non prise en compte de la raideur en rotation de celles-ci d'être à l'origine de ces écarts aux résonances. Nous notons, dans la partie haute du spectre, des écarts de plus en plus significatifs sur les résonances à mesure que la fréquence augmente (à partir de 1 kHz particulièrement). Là encore, nous pouvons évoquer la modélisation simplifiée des brides.

De plus, nous pouvons clairement distinguer l'influence des brides sur la transmission des vibrations. En effet, la Figure IV.11.a ne laisse quasiment pas entrevoir une dynamique importante en décibels sur l'amplitude pour le capteur n°1 (c.-à-d. situé en amont de la bride). Cet effet est néanmoins plus observable pour les hautes fréquences que pour les basses. Nous pouvons supposer qu'en BF, les longueurs d'onde propagatives sont suffisamment grandes par rapport à l'épaisseur des brides qui ne s'opposent pas dans ce cas à leur transmission. Ainsi, lorsque ces longueurs d'onde sont plus petites, les brides, de par leur épaisseur, deviennent un obstacle à la propagation de ces ondes. La cohérence du signal ne chute pas pour autant comme nous l'avons remarqué sur la Figure IV.10.b.

Nous rappelons que la matrice d'amortissement est généralement fonction de la raideur, mais aussi de la géométrie. Ces brides sont constituées du même matériau que la veine d'essais en elle-même, leur amortissement peut donc plus être attribué à leurs caractéristiques géométriques [Trév16]. La présence d'une cavité acoustique capable de véhiculer des ondes de faible pression peut aussi expliquer la transmission de l'excitation à travers le fluide depuis le tronçon d'essais jusqu'en amont de la bride. Le positionnement des piquages¹³ dans la section ne permet pas de tester expérimentalement la possibilité d'une sollicitation de la structure par une source « acoustique » (c.-à-d. l'hydrophone) située en aval de la bride de fixation, mais cette investigation peut être menée numériquement. Une analyse de sensibilité pour la valeur d'amortissement « structurel » des raidisseurs pourrait être menée afin d'étudier la relation entre ce facteur et le tracé de la phase et de l'amplitude de la fonction de transfert.

Nous traçons les réponses numérique et expérimentale au point d'excitation (c.-à-d. la mobilité) en déplacement pour une excitation mécanique à la Figure IV.13. Les niveaux et les pics entre les deux tracés affichent une bonne concordance au-delà de 1 kHz. Nous apercevons de la même manière du décalage sur les fréquences de résonance au-delà de 1000 Hz.

nous pouvons constater que le modèle numérique possède un bon potentiel à reproduire de manière assez fidèle la réponse de la coque remplie d'eau et couplée aux raidisseurs à une excitation mécanique en basses fréquences. Les écarts nous renseignent par ailleurs sur la pertinence de l'analyse de sensibilité menée et nous permettent de valider nos choix des paramètres « définitifs » de structure utilisés dans la modélisation.

¹³ Permettant le montage de l'hydrophone dans la section

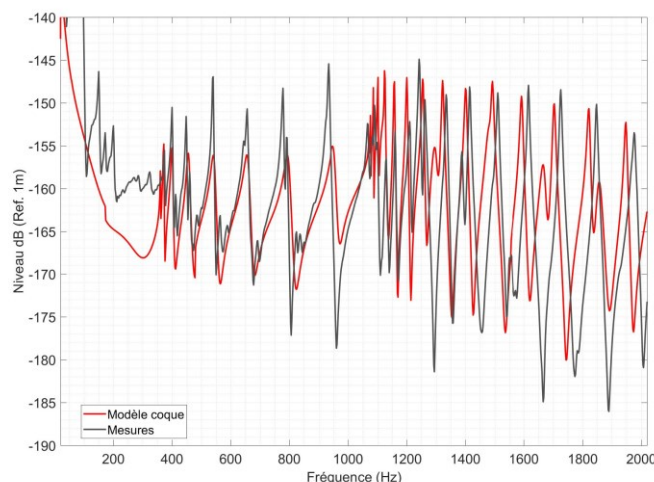


Figure IV.13. Comparaison des fonctions de transfert au point d'excitation (mobilité) en simulation (trait rouge) et en mesures (trait noir) de la coque raidie.

IV.2.C. Sollicitation acoustique par hydrophone dans l'eau

Nous considérons par la suite des acquisitions faites en présence de l'hydrophone en mode mission. Afin d'extraire les fonctions de transfert entre la source et les accéléromètres, l'hydrophone est excité par un sinus glissant allant de 500 à 5000 Hz avec une vitesse de défilement de $100 \text{ Hz} \cdot \text{s}^{-1}$ dont la densité spectrale de puissance est tracée à la Figure IV.14.

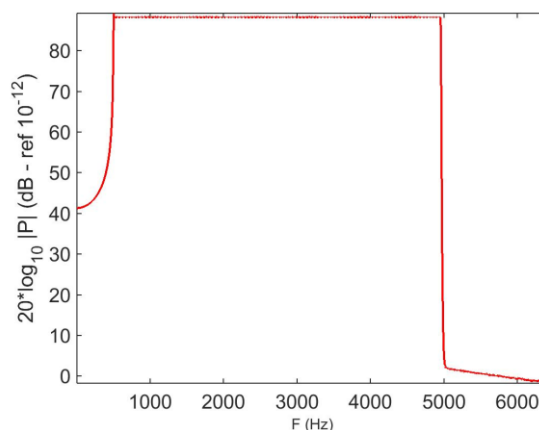


Figure IV.14. Densité spectrale de puissance du signal de l'hydrophone en entrée de l'amplificateur

IV.2.C.1. Illustration de la cohérence du signal « source »

Nous illustrons à la Figure IV.15 la cohérence du signal généré par l'hydrophone sur les vingt-cinq capteurs de l'antenne linéaire (Figure IV.15.a) et hélicoïdale (Figure IV.15.b). Nous considérons pour chaque cas une position de piquage (pour le placement de l'hydrophone) qui soit au plus près du centre de l'antenne (dans la direction axiale) et au plus proche des parois.

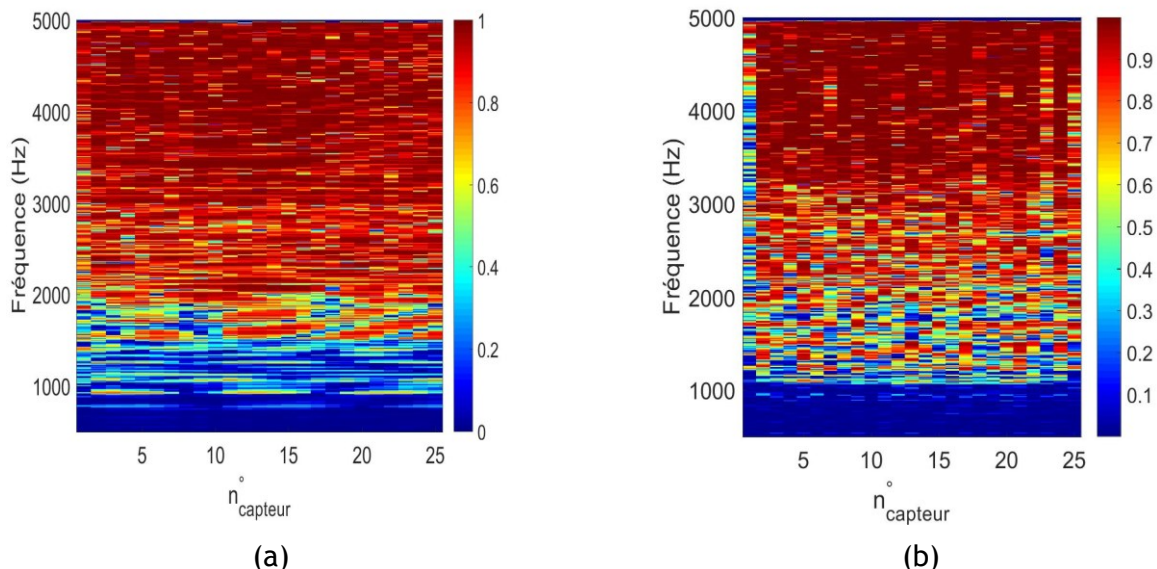


Figure IV.15. Cohérence spatiale des sur les capteurs en présence de la source pour différentes configurations d'antenne. (a) Antenne linéaire, source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56\text{m}, 0.098\text{m}, 0^\circ)$; (b) Antenne hélicoïdale, source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.31\text{m}, 0.098\text{m}, 0^\circ)$.

Pour les deux configurations d'antenne, la cohérence du signal semble meilleure au-delà de 2 kHz. Entre 500 et 1000 Hz, la cohérence est beaucoup plus faible. Rappelons que l'hydrophone utilisé est de diamètre réduit, ne possédant pas un fonctionnement optimal en dessous de 2kHz. En effet, sa taille inhérente est relativement inférieure aux longueurs d'onde capables de se propager en dessous de 2 kHz, ce qui ne lui permet pas de ressortir du bruit de fond en basses fréquences, même après amplification. Par ailleurs, nous constatons que la cohérence du signal sur l'antenne linéaire (Figure IV.15.a) présente des valeurs fortes vers la fréquence d'apparition des modes axiaux de l'ordre $n = 3$, ce qui n'apparaît pas sur l'antenne hélicoïdale. Ceci peut être attribué à la résolution spatiale plus fine de l'antenne linéaire des capteurs, ce qui permet un meilleur échantillonnage des modes axiaux pour cette configuration.

Afin de se rendre bien compte de l'émergence du signal de l'hydrophone du bruit de fond, nous présentons à la Figure IV.16 l'autospectre moyen sur l'ensemble des capteurs en présence du bruit de fond uniquement, puis en présence de la source en émission. Nous pouvons constater que les capteurs ne « voient » quasiment pas la source en-dessous de 1 kHz, ce qui explique la cohérence quasi-nulle pour ces fréquences. Le niveau commence à émerger du bruit de fond à certaines fréquences entre 1 kHz et 2 kHz et la cohérence s'améliore même si elle reste assez faible pour ces fréquences. Au-dessus de 2 kHz, et ce jusqu'à 5 kHz, le niveau est bien supérieur à celui du bruit de fond, d'où la cohérence proche de l'unité. Par ailleurs, au-dessus de 5 kHz, nous remarquons que le signal des capteurs continue à dépasser celui du bruit de fond alors que l'émission de la source s'est arrêtée. Cela nous amène à suspecter un certain comportement non-linéaire de l'hydrophone au-delà de la fréquence maximale du balayage sinus.

Par ailleurs, en se basant sur la loi de composition des niveaux sonores (Voir ANNEXE C), les niveaux des DSP donnés à la Figure IV.16 montrent que nous pouvons s'affranchir d'une correction des mesures d'accélération en-dessus de 1500Hz avant post-traitement.

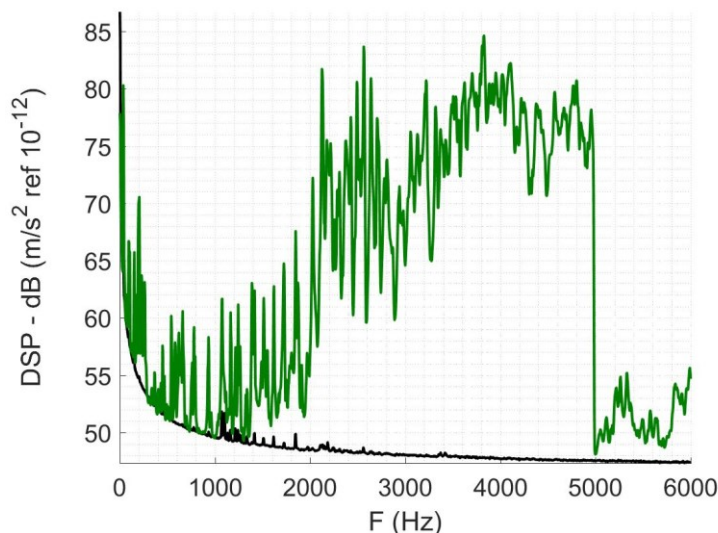


Figure IV.16. Autospectre d'accélération du capteur en $x = 1m$ pour deux cas d'écoulement.

IV.2.C.2. Confrontation des acquisitions aux résultats du modèle numérique

Nous faisons le choix de mesurer les déplacements radiaux de la maquette avec de l'eau au repos en deux positions radiales de l'hydrophone : $r_S = 0.05m$ (50%R) et $r_S = 0.09m$ (90%R), cela pour des positions axiales différentes, notamment une où l'antenne est centrée sur la source ($x_S = 0.56m$) et une deuxième où la source est considérée « hors champ » d'antenne, $x_S = 1.56m$.

Rappelons que les piquages de l'hydrophone sont tous effectués suivant la même génératrice du tronçon cylindrique et que la ligne constituée par l'antenne linéaire est située à une génératrice $\theta_c = 90^\circ$ par rapport aux piquages. Afin d'extraire les fonctions de transfert entre hydrophone et capteurs, nous devons normaliser les acquisitions par la valeur du gain apporté par l'amplificateur ($G_{\text{ampli}} = 53 \text{ dB}$) ainsi que par celui de l'hydrophone (G_{hydro}). Ce dernier dépend de la fonction de transmission de l'hydrophone, fournie par le constructeur B & K. Le calcul de la réponse de l'hydrophone est donné en ANNEXE D).

Nous commençons par présenter les résultats pour la position radiale la plus proche des parois (Figure IV.17) afin d'étudier les modes de structure susceptibles d'être sollicités par le monopôle (c.-à-d. la fuite), soit $(x_S, r_S, \theta_S) = (0.56m, 0.088m, 0^\circ)$. Au vu des cohérences très faibles en-dessous de 1 kHz, nous illustrerons les résultats pour des fréquences entre 1 et 5 kHz. De même, pour plus de clarté, nous ne montrons pas les valeurs sur le capteur numéro 1.

A la Figure IV.17.b, nous voyons que les niveaux des modes axiaux sont moins faibles que pour la simulation (Figure IV.17.b), ce qui concorde avec le tracé de la cohérence à la Figure IV.15 pour le marteau de choc. Entre 2000 Hz et 2500 Hz, nous constatons un accroissement des niveaux de près de 20 dB, car le signal « source » parvient à dépasser celui du bruit de fond. Certaines fréquences présentent des niveaux remarquablement élevés, aux alentours de 1100 Hz, et de 2200 Hz. Nous distinguons ainsi des modes de résonance de structure autour de ces fréquences, qui correspondent à la fréquence d'apparition de l'ordre $n = 4$. Cette correspondance signifie que les ordres circonferentiels $n = 3$ et $n = 4$ de la coque sont bien sollicités par une source acoustique de type monopôle. Le fait que le monopôle parvienne à exciter des ordres impairs de la structure laisse présager une légère déviation angulaire de l'hydrophone de la position $\theta_S = 90^\circ$ durant les mesures.

Une itération sur les valeurs de θ entre 80° et 90° du modèle numérique désigne $\theta_s = 85^\circ$ comme la valeur la plus en adéquation avec les données expérimentales pour cette position de la source (Figure IV.17).

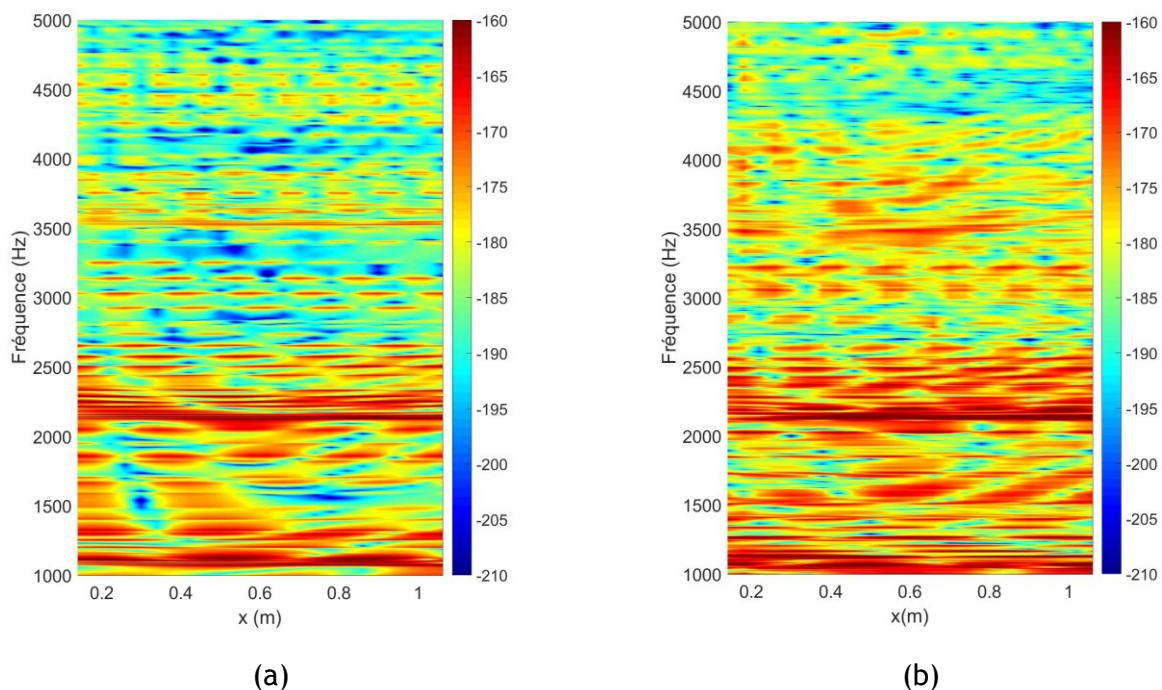


Figure IV.17. Illustration de la fonction de transfert (FRF) en déplacement en fonction de la fréquence sur les 24 capteurs. (a) Simulation; (b) Mesures. Hydrophone en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.088 \text{ m}, 0^\circ)$.

Examinons maintenant le cas pour la position de l'hydrophone en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.05 \text{ m}, 0^\circ)$. A la Figure IV.18, la comparaison des résultats numériques aux acquisitions permet de distinguer des « tendances » similaires. Nous constatons que l'ordre $n = 3$ est sollicité de la même manière que l'ordre $n = 4$ pour les mesures (Figure IV.18.b). À nouveau, une itération sur les valeurs de la position angulaire montre que l'hydrophone se situerait plutôt à $\theta = 84^\circ$ par rapport à la ligne des capteurs. Cependant, tous les ordres impairs susceptibles d'apparaître dans cette plage de fréquence ne semblent pas excités par l'hydrophone. En effet, l'ordre $n = 5$ n'apparaît pas sur les mesures ni en simulation. Cela peut être attribué au positionnement radial de l'hydrophone, qui est plus éloigné des parois pour ce cas d'études (en comparaison à la position radiale de la Figure IV.17). Cette observation est bien en accord avec notre hypothèse de la section II.5.A.2 et II.5.C.1 où nous avons vu que l'éloignement radial du monopôle des parois réduit le nombre des ordres circonferentiels sollicités. Ainsi, la localisation radiale se révèle de plus grande influence que la position angulaire sur la sollicitation des ordres circonferentiels de la structure.

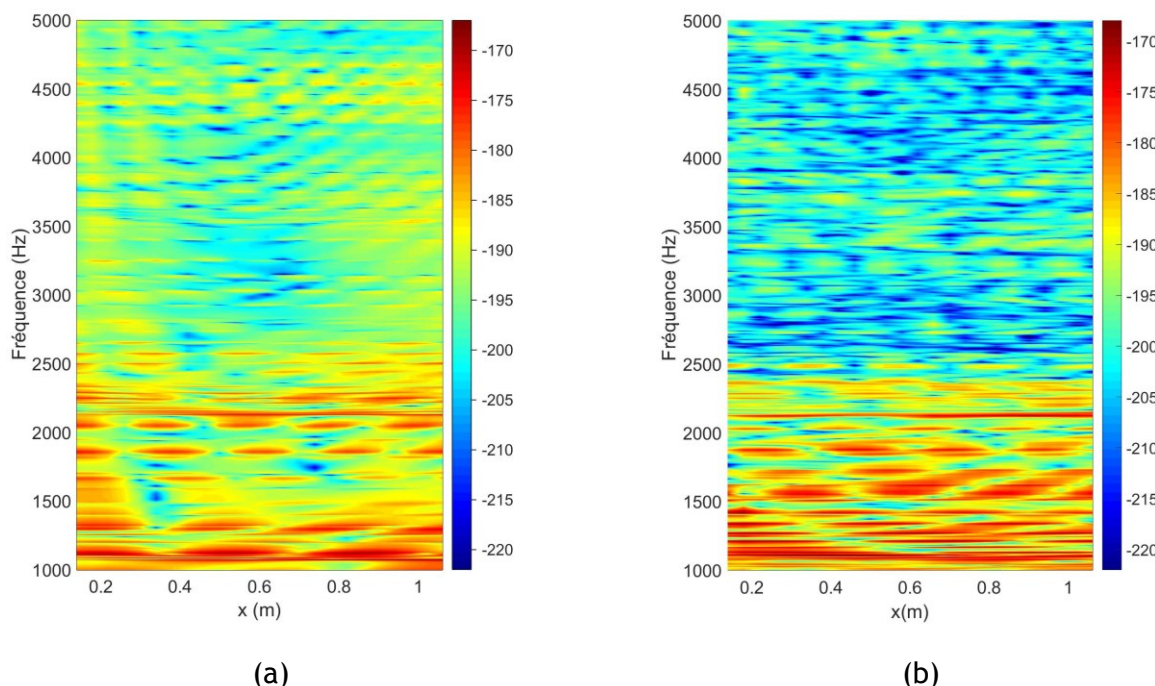


Figure IV.18. Illustration de la fonction de transfert (FRF) en déplacement en fonction de la fréquence sur les 24 capteurs. (a) Numérique ; (b) Expérimental. Hydrophone en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56m, 0.05m, 0^\circ)$.

Par ailleurs, nous remarquons aussi sur la Figure IV.18 que la bonne concordance entre modélisation et mesures s'affaiblit au fur et à mesure que la fréquence augmente. Nous pouvons noter à la Figure IV.9.b l'affaiblissement des niveaux de l'amplitude au-delà de 2500 Hz pour le cas expérimental par rapport au cas numérique. Nous rappelons que les modes acoustiques se propagent à des fréquences supérieures aux modes de structure. Cette réduction des niveaux peut être attribuée à l'amortissement de ces ondes acoustiques dans le fluide. Celui-ci ne serait donc pas complètement indépendant de la fréquence. Néanmoins, puisque notre étude est prévue pour la détection de signaux entre 200 et 2000 Hz, nous ne chercherons pas à rectifier les valeurs de l'amortissement à ce stade.

Comme précédemment énoncé, les acquisitions en présence de l'hydrophone sans écoulement d'eau dans la maquette nous permettent d'obtenir les fonctions de transfert pour chaque position étudiée de la source afin de s'en servir pour la formation de voies. Pour examiner les limitations de l'approche numérique dans la définition des vecteurs de pointage, nous comparerons le tracé de la FRF sur le capteur le plus proche de la position de l'hydrophone, en mesure ainsi qu'en simulation.

Examinons le cas pour la position de l'hydrophone en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56, 0.09, -90^\circ)$. Notons que la comparaison n'est pas effectuée en-dessous de 1000 Hz puisque l'hydrophone parvient à peine à exciter la veine d'essais en basses fréquences et uniquement aux fréquences de résonance du système.

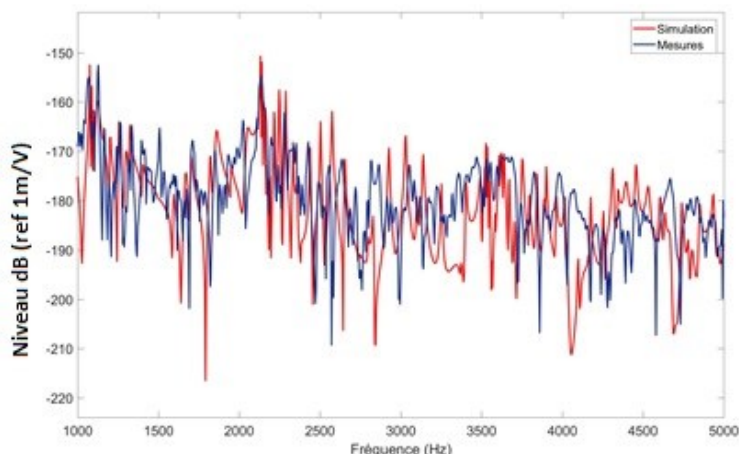


Figure IV.19. Comparaison des fonctions de transfert en déplacement pour une sollicitation acoustique en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56m, 0.09m, -90^\circ)$ au capteur le plus proche de l'excitation. Simulation : trait rouge. Mesures : trait bleu.

A la Figure IV.19, nous pouvons constater la moins bonne correspondance entre la simulation de la réponse de la coque chargée de fluide et couplée à deux raidisseurs circonférentiels aux mesures sur la maquette d'essai. Cet écart est vraisemblablement dû à un facteur supplémentaire que la non-prise en compte du couplage suivant les six degrés de liberté entre coque et anneaux que nous avons déjà évoqué à la IV.2.B.

Nous pouvons attribuer cela à plusieurs facteurs :

- L'insuffisance de la fonction de Bessel utilisée pour la modélisation de la pression du monopôle à représenter l'ensemble des phénomènes acoustiques (absorption, réfraction, diffraction) prenant place durant la phase d'émission de l'hydrophone. Il n'est pas exclu qu'au-delà d'une certaine durée de cette émission, l'hypothèse de stationnarité émise pour le signal de la source ne soit plus valide. Une approche temporelle pourrait être plus adaptée pour le représenter dans ce cas.
- Les artefacts numériques d'intégration qui sont de plus en plus importants au fur et à mesure que l'inversion de la transformée de Fourier s'effectue à des fréquences élevées, ce qui expliquerait les écarts plus prononcés en hautes fréquences entre les mesures et la simulation.
- La représentation partielle du couplage entre coque et raidisseurs et qui serait à l'origine des niveaux plus faibles des résonances axiales.
- La différence des propriétés de la source acoustique considérée pour le modèle théorique de celles de l'hydrophone utilisé (qui n'est pas forcément ponctuel). Une injection d'air dans l'eau, à titre d'exemple, serait plus appropriée à une telle représentation.

IV.2.D. Sollicitation par fluctuation de pression pariétale dans une couche limite turbulente

Lors des précédentes acquisitions du bruit de fond dans le même local d'essais, J. Moriot avait enregistré des cohérences spatiales significatives entre les capteurs à partir d'un certain débit d'écoulement d'eau, cela malgré l'absence d'une source d'excitation mécanique ou acoustique. Ceci laissait présager l'existence d'une deuxième source d'excitation « large bande » majoritairement due à l'établissement d'un écoulement turbulent. Nous avons pu constater des phénomènes similaires au fur et à mesure de l'augmentation du débit dans la maquette. Nous proposons donc de comparer à nouveau les niveaux enregistrés par les accéléromètres pour des débits semblables sur notre montage

expérimental et d'étudier la cohérence des écoulements et de l'aspect des interspectres pour une excitation mécanique en comparaison avec les résultats des simulations numériques obtenus au CHAPITRE III.

Nous débutons par une illustration à la Figure IV.20 de la cohérence des signaux sur les vingt-cinq capteurs pour le bruit de l'eau au repos (avec pompes de circulation et de gavage en marche), et celui enregistré pour un écoulement avec $Q_{eau} = 70 \text{ l.s}^{-1}$. Nous pouvons distinguer des valeurs sensiblement élevées de la cohérence pour ce dernier cas.

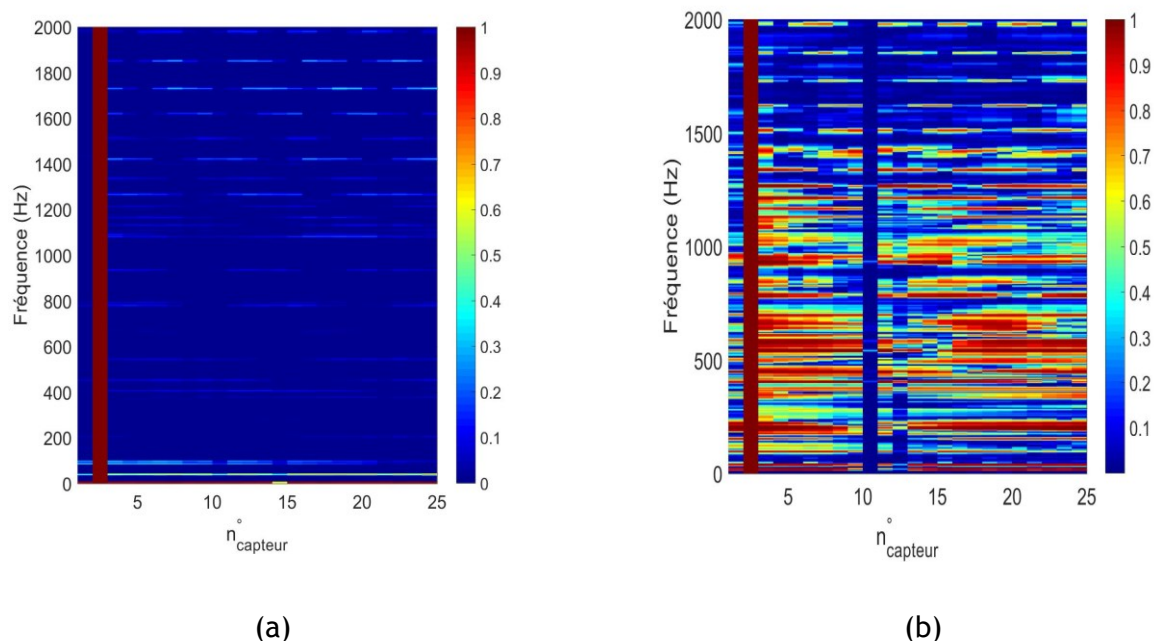


Figure IV.20. Illustration des cohérences sur le bruit d'écoulement sur les capteurs de l'antenne linéaire pour différents débits d'écoulement : (a) $Q_{eau} = 0 \frac{\text{l}}{\text{s}}$; (b) $Q_{eau} = 70 \frac{\text{l}}{\text{s}}$.

Nous examinons par suite la densité spectrale de puissance enregistrée par les capteurs pour un écoulement d'eau avec plusieurs débits, que nous augmenterons en trois temps, de 0 l.s^{-1} à 70 l.s^{-1} , puis à une valeur maximale Q_{max} . La valeur du débit maximal est estimée approximativement à 140 l.s^{-1} par les ingénieurs hydrauliciens du Centre Technique (Creusot), mais ne peut être vérifiée expérimentalement, car le débitmètre dédié à la maquette est plafonné à 120 l.s^{-1} . Des valeurs de débits entre 70 l.s^{-1} et 140 l.s^{-1} restent relatifs à un nombre de Reynolds turbulent, donné par la formule (IV-1):

$$Re = \frac{vD}{\nu}. \quad (\text{IV-1})$$

Les niveaux moyens mesurés par les capteurs de l'antenne sont présentés à la Figure IV.21 pour les trois débits évoqués précédemment ($0, 70, 140 \text{ l.s}^{-1}$) et comparés au niveau donné par la simulation numérique pour les mêmes débits d'écoulement à la section III.3.A.

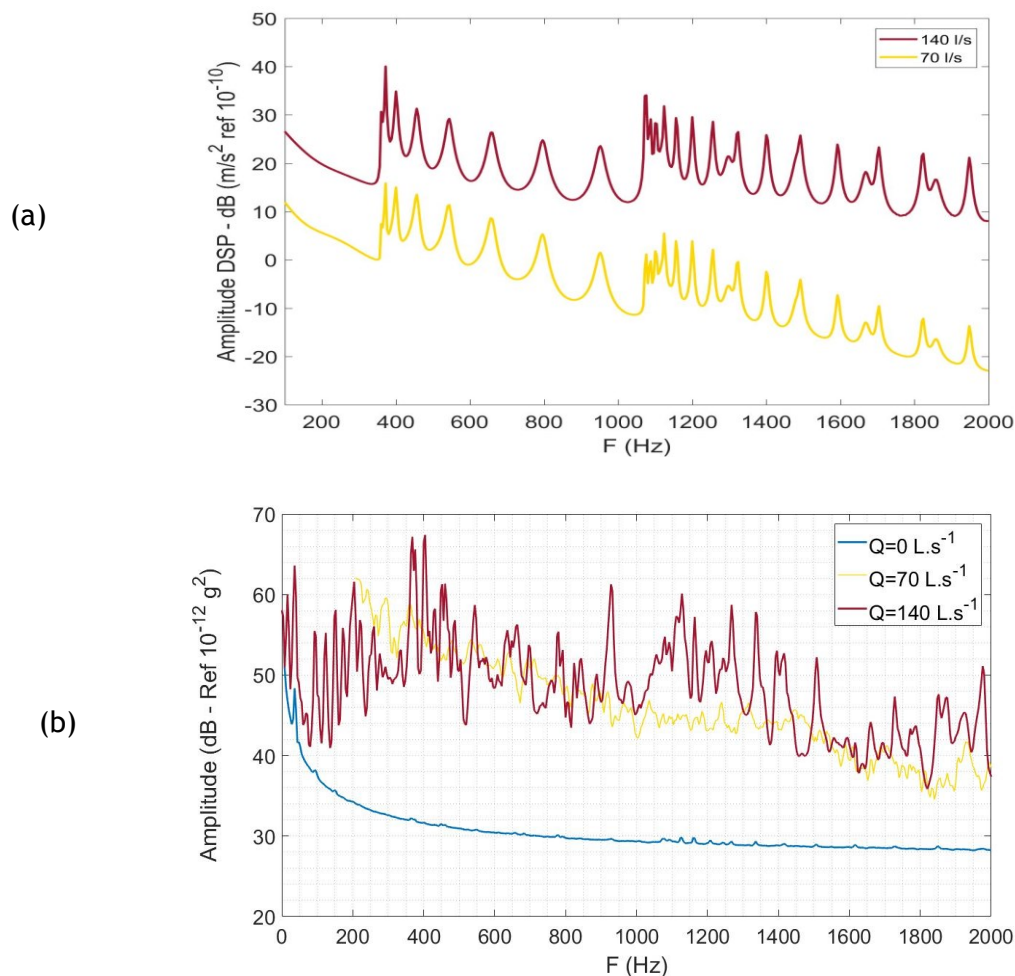


Figure IV.21. Tracé des DSP des acquisitions en moyenne pour les 25 capteurs selon les débits. (a) Résultats en modélisation ; (b) Résultats en mesures.

Nous pouvons distinguer l'augmentation de près de 20 dB des niveaux pour un débit de 70 l.s⁻¹ par rapport au niveau du bruit en absence d'écoulement. Nous constatons aussi que les niveaux mesurés sont significativement supérieurs à ceux calculés avec le modèle de coque excitée par couche limite turbulente. La simulation fournit par ailleurs pour $Q_{\text{eau}} = 140 \text{ l.s}^{-1}$ un niveau dB plus faible que le niveau réellement mesuré pour un écoulement à 70 l.s⁻¹. Ceci peut sous-entendre que les fluctuations de pression induites par l'écoulement turbulent ne constituent pas l'origine unique du bruit vibratoire observé expérimentalement en présence d'un écoulement turbulent. Une autre source -plus importante- serait à l'origine de ce bruit vibratoire. D'après les courbes de la Figure IV.21.b, nous pouvons soupçonner la présence de sources acoustiques dans le circuit hydraulique, induites par les pompes ou les singularités de la tuyauterie dont les ondes se propageraient par voie fluide.

Une analyse spectrale dans l'espace des nombres d'onde des pressions pariétales exercées sur la veine d'essais pourrait réellement nous renseigner sur la nature de l'excitation induisant le bruit vibratoire.

IV.2.D.1. Confrontation des acquisitions aux résultats du modèle CLT

Nous traçons à la Figure IV.22 la cohérence spatiale entre les 25 capteurs pour les acquisitions avec le débit maximal $Q_{\text{max}} \cong 140 \text{ l.s}^{-1}$ ainsi que pour le modèle numérique.

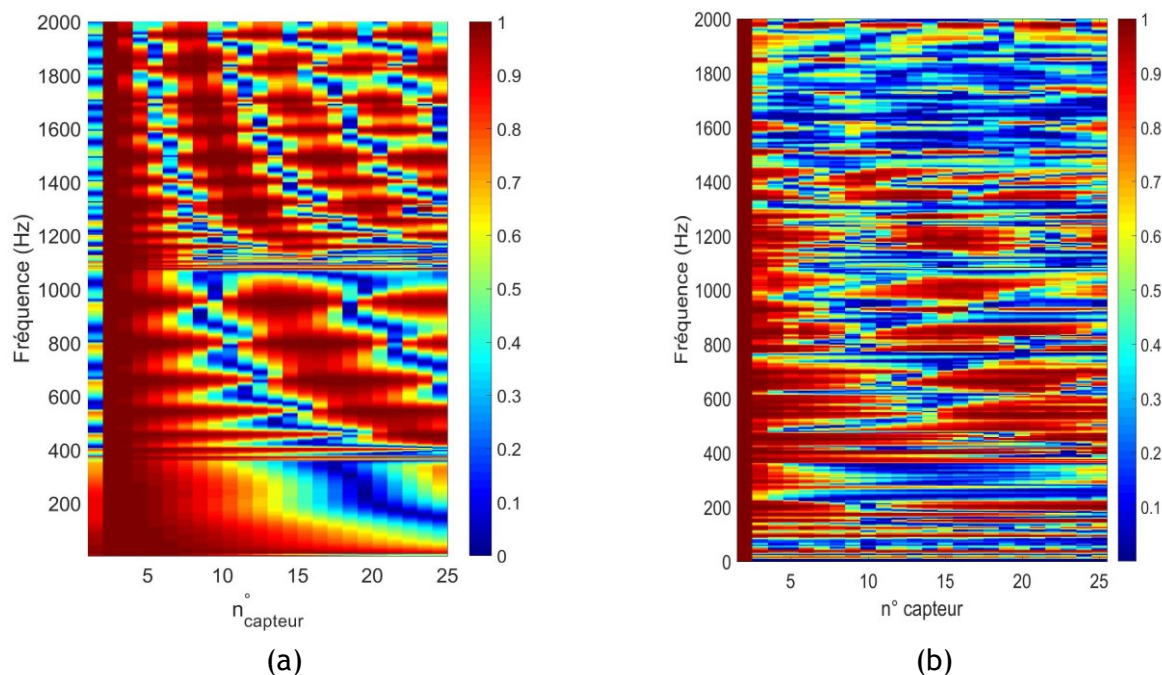


Figure IV.22. Matrice interspectrale normalisée des accélérations entre le capteur n°2 et les 25 accéléromètres en fonction de la fréquence. : a) Simulation. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$; b) Mesures.

Comme nous l'avons observé au préalable au CHAPITRE III, les signaux mesurés par les accéléromètres présentent une cohérence spatiale élevée. Nous remarquons cependant que cette cohérence s'affaiblit au-delà de 1400 Hz pour les mesures (Figure IV.22.b) contrairement à ce qui est le cas dans le modèle numérique. Ceci peut s'expliquer par le fait que ces fréquences sont relativement supérieures à la vitesse de convection autour de laquelle une couche limite turbulente présente habituellement des cohérences. Néanmoins, cette cohérence du bruit vibratoire due à l'établissement d'une couche limite turbulente au voisinage des parois de la coque n'induit pas des densités spectrales aussi élevées que ceux que l'on observe pour les débits réels d'écoulement (Figure IV.21.b). Cela prouve qu'une autre source d'excitation, non prise en compte dans notre modélisation de couche limite turbulente, est bien véhiculée dans la maquette par l'écoulement turbulent.

IV.2.D.2. Confrontation des acquisitions à la réponse de la structure à une excitation mécanique

Nous cherchons à comprendre la possibilité pour une excitation par couche limite turbulente de solliciter des modes de structure. Nous rappelons que les fonctions de sensibilité sont définies à partir d'un effort mécanique virtuellement appliqué au point de mesures pour le modèle numérique. En comparant nos mesures de bruit d'écoulement à ceux en réponse à une excitation mécanique au marteau de choc, nous ne recherchons pas une correspondance parfaite des réponses. Cela serait irréaliste dès lors que les deux excitations ne possèdent pas les mêmes caractéristiques spatiales. Vraisemblablement, une excitation par couche limite turbulente est considérée comme une excitation semi-corrélée spatialement tandis que les chocs au marteau sont des efforts ponctuels. Le but de cette investigation est de parvenir à distinguer des modes de structure sollicités par la couche limite turbulente au même titre qu'un effort mécanique et qui pourraient dans ce cas se confondre avec une source de bruit d'origine différente.

À la Figure IV.23, nous confrontons les valeurs des déplacements mesurés entre 0 et 2 kHz pour deux excitations de nature différente : un débit de 140 l.s^{-1} et une sollicitation de la maquette par un effort mécanique¹⁴.

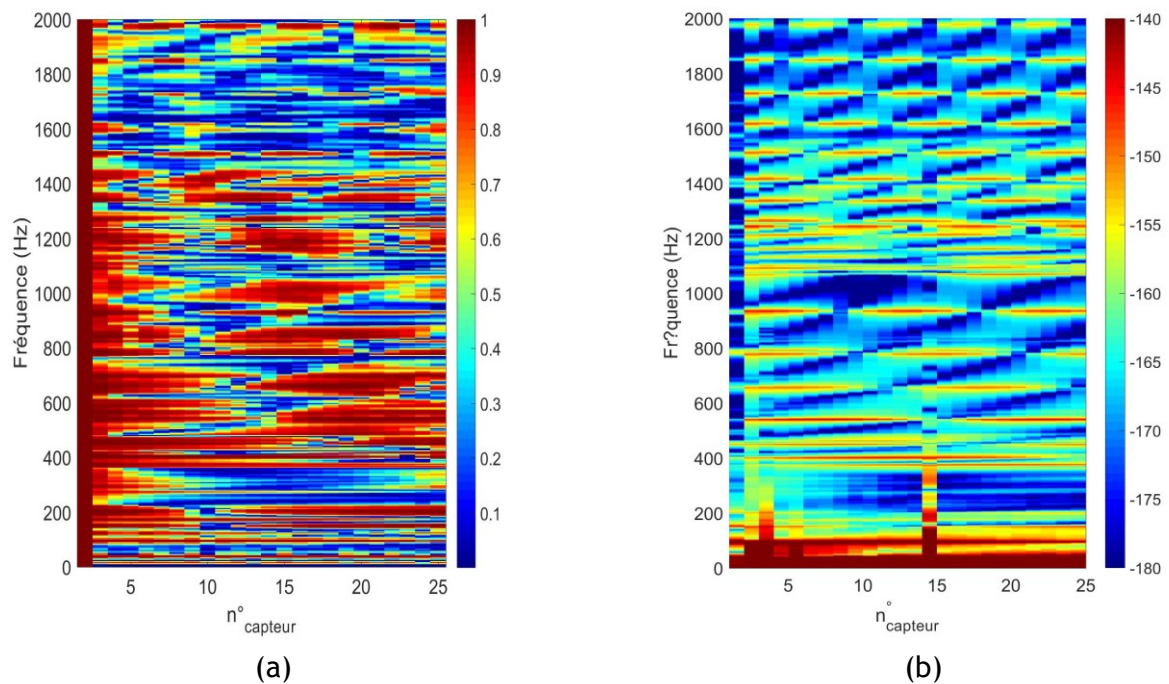


Figure IV.23. Comparaison des interspectres pour différents types d'excitation: (a) Cohérence spatiale (c.-à-d. interspectre normalisé) pour le bruit d'écoulement avec $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. (b) Excitation au marteau de choc.

Nous pouvons clairement constater une concordance entre les fréquences où la cohérence spatiale du bruit d'écoulement semble la plus élevée et les « pseudo-modes » vibratoires de la structure sollicités par l'impact du marteau. Nous remarquons en particulier que les cohérences sont fortes pour les fréquences correspondant à celles de résonance du système. Cela s'observe bien au-dessous de 1400 Hz. En dessus de cette valeur, cela paraît moins évident, même si certains modes axiaux relatifs aux modes $n=2$ apparaissent clairement sur la Figure IV.23.a. La cohérence du bruit de l'écoulement est spécialement marquée à la fréquence « cut-on » de l'ordre circonferentiel $n=2$. Cette cohérence est défavorable à la formation de voies classique et encourage l'étude des techniques de formation de voies basées sur une connaissance *a priori* du bruit de fond vibratoire.

¹⁴ Nous omettons l'affichage des valeurs pour le capteur n°1.

IV.3. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats des acquisitions expérimentales pour divers types d'excitation considérées aux CHAPITRE II et III. Nous avons ainsi pu mener une comparaison entre la mesure et la simulation. Cette démarche vise principalement à prouver la pertinence de l'approche vibroacoustique dans l'estimation des vecteurs de pointage nécessaires à la formation de voies, ainsi que de la modélisation du bruit de l'écoulement turbulent dans la virole.

En un premier temps, nous avons étudié la réponse d'une coque cylindrique remplie d'eau et raccordée à deux brides de fixation à une excitation mécanique de type impulsion. Nous avons constaté le bon potentiel du modèle numérique à recréer la réponse spatio-fréquentielle du système envisagé et nous en avons dégagé ses limitations dans la partie haute du spectre fréquentiel. Dans un deuxième temps, nous avons considéré une excitation acoustique générée expérimentalement à partir d'un hydrophone. La comparaison pour une position de la source au droit de l'antenne avec la simulation révèle une reproduction assez fidèle de la réponse du système entre 1000 et 2500 Hz. Au-delà, certaines disparités s'observent plus ou moins suivant la position radiale de l'hydrophone. Ceci nous laisse particulièrement spéculer quant à la validité de la prise en compte d'un seul degré de liberté dans la modélisation du couplage entre coque et raidisseurs, ainsi que sur l'hypothèse concernant l'amortissement dans le fluide, la coque et les raidisseurs (qui est indépendant des fréquences dans notre cas).

Finalement, nous réalisons des mesures de bruit de fond en faisant varier le débit d'écoulement d'eau dans la maquette expérimentale. Le tracé de l'autospectre qu'engendrent ces écoulements sur les accéléromètres de l'antenne montre des niveaux dB bien supérieurs qu'en modélisation. De plus, le champ vibratoire engendré présente une cohérence spatiale notable sur l'antenne des capteurs jusqu'à 1400Hz. Cela signifie qu'à ces fréquences, la détection risque d'être inefficace si le bruit généré par l'écoulement n'est pas pris en compte dans le processus de filtrage. D'autre part, le calcul conséquent que nécessite l'estimation numérique de la réponse de la coque à ces fréquences pour plusieurs capteurs pourrait justifier le recours à des capteurs linéaires susceptibles de reconstituer la réponse de la coque suivant l'ordre $n = 0$ uniquement. En effet, nous avons pu constater une cohérence affaiblie de la matrice interspectrale à l'aide de ce type de capteurs, ce qui peut constituer une piste intéressante vers la réduction du bruit d'écoulement en amont du filtrage par formation de voies. Nous examinerons cette possibilité, entre autres, au chapitre suivant.

CHAPITRE V

ÉTUDE DE LA FORMATION DE VOIES VIBROACOUSTIQUE : INVESTIGATIONS NUMERIQUES

« Of course it is in your head Harry !

but why on earth would that mean it isn't true ? »

Dumbledore – Harry Potter and the deathly hallows

Le modèle de coque raidie présenté au CHAPITRE II permet de simuler numériquement le champ vibratoire de la coque induit par un monopôle acoustique dans le milieu fluide. À partir de ce modèle, on peut donc synthétiser les signaux mesurés par une antenne d'accéléromètres placée sur la coque pour différentes positions du monopôle dans le milieu fluide. Ce modèle permet donc de définir des vecteurs de pointage pour ce système. Nous pouvons donc l'utiliser pour réaliser des expérimentations numériques visant à simuler virtuellement les signaux reçus par l'antenne de capteurs lorsqu'il y a une fuite (représentée par le monopôle). D'autre part, l'étude du CHAPITRE III nous a permis d'estimer la matrice interspectrale des signaux d'une antenne de capteurs lorsque la coque est excitée par les fluctuations de pression induites par une couche limite turbulente. À partir de ces modèles, nous pouvons donc tester numériquement la formation de voies sur une coque raidie, couplée à deux raidisseurs axisymétriques et sollicitée par un monopôle dans le volume du fluide interne, et en présence d'un bruit semi-corrélé spatialement (c.-à-d. bruit vibratoire induit par une couche limite turbulente).

Nous étudierons deux variantes de la formation de voies dans ce chapitre :

- La formation de voies classique où les vecteurs de pointage sont définis uniquement à partir de la connaissance des fonctions de transfert entre la source et les capteurs de l'antenne ;
- La formation de voies optimisées pour maximiser le RSB qui nécessite aussi la connaissance de la matrice interspectrale du bruit.

Nous nous intéressons dans un premier temps à la définition du capteur de référence. Nous étudierons ensuite le rapport signal-à-bruit (RSB) en sortie de formation de voies et le gain d'antenne G en fonction de la fréquence, pour deux positions du monopôle : l'un en vis-à-vis de l'antenne et l'autre éloigné de l'antenne. L'analyse est effectuée en bandes fines dans un premier temps puis l'on s'intéressera aux performances de la formation de voies en bandes larges.

Pour finir, nous simulons le comportement de la formation de voies pour une antenne de capteurs linéaires permettant de ne mesurer les composantes $n = 0$ de la coque.

V.1. Définition du capteur de référence

Étudions d'abord dans cette section la possibilité de la détection, à partir d'un seul capteur ponctuel, d'une fuite noyée dans un bruit de fond vibratoire. Ce cas nous servira de jauge quant à l'efficacité de la technique de détection par formation de voies vibroacoustique.

Pour se conformer à la configuration de l'instrumentation sur la maquette¹⁵, nous considérons une antenne linéaire de vingt-quatre capteurs ponctuels suivant la génératrice $\theta = -90^\circ$. Les capteurs sont espacés de 4 cm et le premier capteur se situe à 14 cm du raidisseur dans le sens d'arrivée de l'écoulement. L'espacement inter-capteurs reste conforme au critère de Shannon spatial ($\Delta x_i \leq \frac{\lambda_{\min}}{2} \forall f \in [200 - 2000 \text{ Hz}]$) [Mori13].

Nous entamons l'étude par une illustration des niveaux d'autospectres, $G_{xx}(f)$, calculés sur les vingt-quatre capteurs en fonction des fréquences allant de 200Hz à 2kHz. Ces niveaux représentent les valeurs des autospectres induits respectivement par l'écoulement turbulent et la source acoustique à détecter, simulés sur les capteurs de l'antenne linéaire. La position de source choisie est $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$. Les paramètres de la couche limite turbulente calculés au CHAPITRE III restent inchangés et le débit de l'eau est 140 l/s. La valeur de l'accélération massique de la source monopolaire a été fixée pour que les niveaux décibels induits par la source sur les capteurs soient proche des niveaux induits par l'écoulement turbulent. Nous nous plaçons ainsi dans un cas où les signaux de la source à détecter sont plus ou moins « noyés » dans le bruit de fond vibratoire induit par la couche limite. Elle reste inchangée pour tous les résultats présentés dans ce chapitre. Nous précisons que l'accélération massique est choisie constante en fonction de la fréquence.

Comme nous pouvons le voir à la Figure V.1, les niveaux induit par la source sont généralement plus élevés que ceux induit par la CLT dans les fréquences les plus élevées de la bande de fréquence d'intérêt alors qu'ils sont généralement plus faibles pour les fréquences inférieures à 1 kHz.

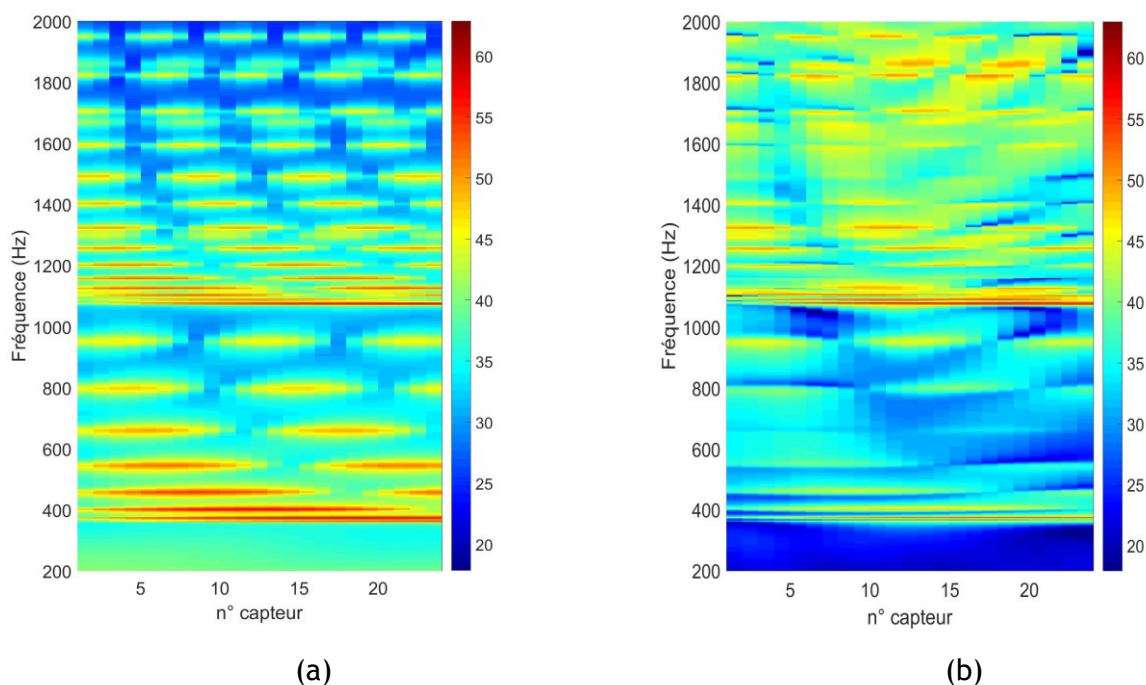


Figure V.1. Niveaux du bruit et de la source sur les capteurs de l'antenne suivant les fréquences. (a) Autospectre du bruit CLT, G_{xx}^{CLT} , sur les capteurs de l'antenne pour $Q = 140 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$; (b) Autospectre du signal de fuite sur les capteurs de l'antenne, G_{xx}^S . Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$. Ref dB $10^{-12} \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$.

¹⁵ Le premier capteur étant positionné en aval de la bride de fixation sur la veine d'essais

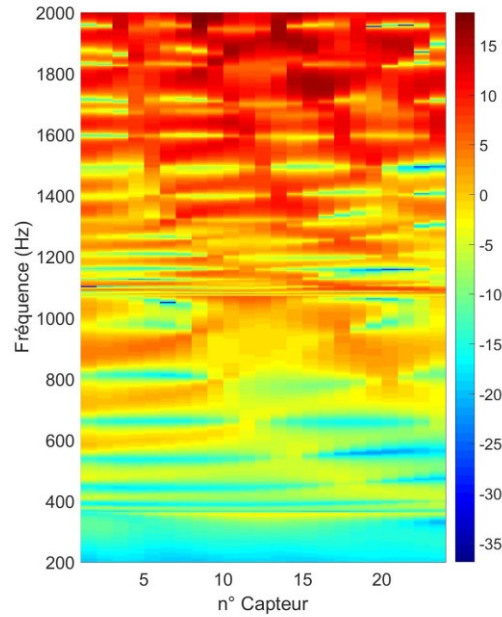


Figure V.2. Niveau du rapport signal-à-bruit en fonction de la fréquence pour les capteurs de l'antenne linéaire. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$.

Nous pouvons remarquer que l'indice du capteur qui reçoit le signal le plus fort à une fréquence donnée varie suivant le type de signal considéré (c.-à-d. excitation par monopôle ou excitation par CLT) ainsi que suivant les fréquences. Le capteur de référence défini à partir du signal seul ne présente pas forcément le plus grand rapport signal à bruit sur toute la largeur de la bande, comme nous pouvons le constater d'après le tracé de la Figure V.2. Ce genre de problème n'est pas usuellement rencontré avec la formation de voies dans un milieu infini. En effet, pour les applications en sonar par exemple, les capteurs de l'antenne reçoivent généralement des signaux de niveaux identiques, pour la source à détecter comme pour le bruit de fond [ChKi07].

Dans le but de comparer les performances de la formation de voies, il nous est donc nécessaire de bénéficier d'une référence sur l'état « pré-filtrage ». Pour cela, nous définirons le capteur de référence comme celui dont le ratio des densités de puissances¹⁶ entre « signal de fuite » et signal du bruit CLT seul, soit le plus élevé à une fréquence donnée et que l'on note RSB_{ref} :

$$RSB_{ref}(\omega) = \max_{x \in [1:24]} \left(10 \log_{10} \left(\sqrt{\frac{G_{xx}^S(\omega)}{G_{xx}^{CLT}(\omega)}}} \right) \right), \quad (V-1)$$

Où $G_{xx}(\omega)$ désigne l'autospectre de l'accélération induite sur chaque capteur par le signal de fuite ou le bruit CLT.

À la Figure V.3, nous illustrons le niveau du rapport signal-à-bruit sur le capteur de référence et son numéro en fonction de la fréquence pour la même position de source.

Nous remarquons que les niveaux sur l'ensemble des capteurs augmentent en fonction de la fréquence, principalement à cause de la réduction du niveau du bruit de fond (voir Figure V.1), permettant d'aller à plus de 15 dB pour le RSB. Ces valeurs ne sont pour le moment pas particulièrement significatives à ce stade puisque nous avons manuellement défini le niveau de la source. Nous remarquons cependant la chute de ces niveaux pour les fréquences d'apparition des ordres circonferentiels $n = 2$ ($f_2 = 364$ Hz) et $n = 3$ ($f_3 = 1072$ Hz). Par ailleurs, la dépendance du RSB aux fréquences d'excitation du système où peuvent apparaître des modes axiaux ou circonferentiels implique que le capteur de référence ne soit pas

¹⁶ Correspond à l'autospectre de chaque capteur, c.-à-d. à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation pour des signaux déterministes

toujours le capteur le plus spatialement proche de la position axiale de la fuite au sein de la coque (censé être le capteur n°11 pour cette position de la source acoustique).

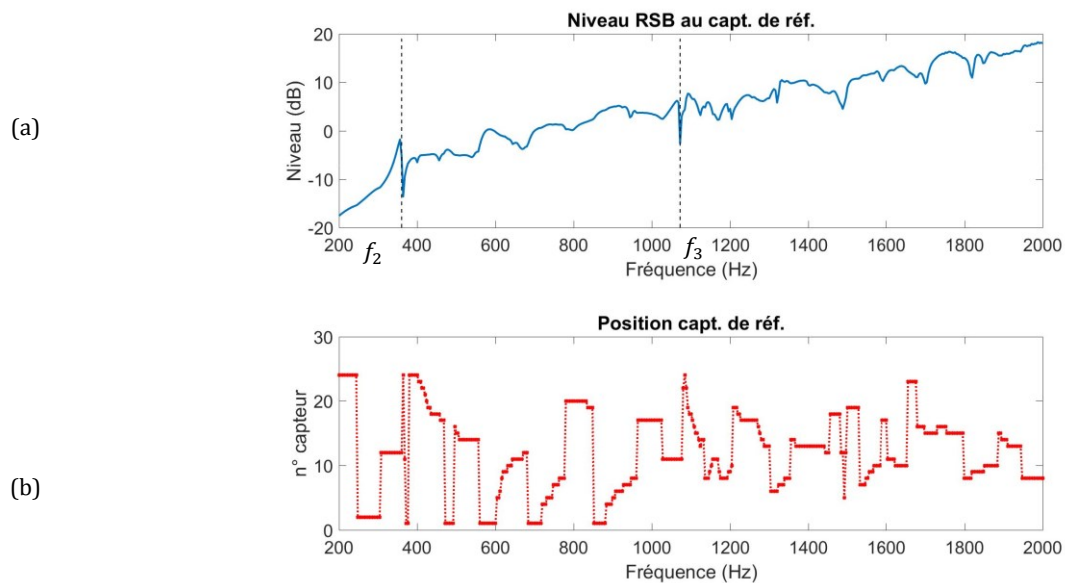


Figure V.3. Rapport signal-à-bruit et position du capteur de référence suivant les fréquences. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$. (a) Niveau RSB_{ref} en décibels. En tirets noirs : les fréquences d'apparition des ordres $n = 2 (f_2 = 364Hz)$ et $n = 3 (f_3 = 1072Hz)$ respectivement. (b) Numéro du capteur de référence correspondant à chaque fréquence.

Par la suite, nous nous intéresserons à la variation de la valeur du RSB en sortie de la formation de voies.

V.2. Formation de voies vibroacoustique en présence d'un bruit spatialement cohérent

Rappelons que la formation de voies consiste à filtrer spatialement les signaux reçus par l'antenne de capteurs dans une multitude de « bruits » captés par les accéléromètres. Soit Ω un espace de détection bidimensionnel défini suivant les directions x et r sur le volume interne de la coque. On note par \mathbf{u} un noeud donné de Ω , de coordonnées $(x_{\mathbf{u}}, r_{\mathbf{u}})$. on peut alors calculer une valeur en sortie du filtrage (c.-à-d. après application de la formation de voies) pour chaque position \mathbf{u} de Ω . Théoriquement, cette valeur serait maximale lorsque le filtrage est appliqué à un nœud se superposant à la position effective de la source à détecter, ou situé au plus près de celle-ci (dans le cas où le maillage ne cerne pas la position exacte de la source).

Afin de simplifier la présentation des résultats et de corrélérer le plus aisément possible les performances de la formation de voies aux caractéristiques vibroacoustiques du système étudié (c.-à-d. la coque raidie couplée à un écoulement turbulent), nous étudierons les performances de la formation de voies dans le cas le plus favorable à la détection (c.-à-d. où le vecteur de pointage pointe sur la source).

Nous rappelons, en préambule, quelques définitions présentées à la section I.2.

Considérons une formation de voies pour des fréquences discrètes. Nous calculons pour des fréquences d'excitation de la source, entre 200 à 2000 Hz, par pas de 4 Hz, les interspectres de signal et de bruit pour les capteurs, ainsi que les vecteurs de pointage.

Si l'on note Γ la matrice interspectrale des signaux reçus et $\overline{F_u}$ le vecteur de pointage lorsque l'on pointe vers la position u de l'espace de détection, alors le niveau en sortie de formation de voies, y_u , en présence d'un signal de fuite, est classiquement donné par [Kopp03c]:

$$y_u = \overline{F_u}^* \Gamma \overline{F_u} \quad (V-2)$$

$$\text{avec } \Gamma = \Gamma_S + \Gamma_{CLT}. \quad (V-3)$$

Où Γ_S est l'interspectre des accélérations induites par la source sur les capteurs et Γ_{CLT} est l'interspectre des signaux induits par le bruit CLT seul [Kopp03c]. Cette écriture repose sur la supposition de deux signaux parfaitement décorrélés dans le repère espace-fréquence considéré. Dans cette étude basée sur des tests numériques, Γ_S est obtenue à partir du modèle présenté au CHAPITRE II alors que Γ_{CLT} l'est à partir du modèle présenté au CHAPITRE III.

Concernant la FV classique, et en supposant le bruit homogène et spatialement incohérent, nous avons montré que le gain d'antenne est maximal à une fréquence donnée lorsque le vecteur de pointage appliqué à la matrice interspectrale des signaux (Γ) est calculé pour la position effective de la source à cette fréquence (voir éq. (I-16)):

$$\max_{\overline{F_u}} \vec{F}_u^{clas}(\omega) = \frac{\vec{H}_s(\omega)}{\|\vec{H}_s(\omega)\|^2} \quad (V-4)$$

Où $H_s(\omega)$ constitue l'ensemble des fonctions de transfert source-capteurs calculées à partir du modèle du CHAPITRE II.

La simulation du bruit d'écoulement au CHAPITRE III ainsi que les mesures présentées à la section IV.2.D ont montré que le bruit d'une couche limite turbulente parfaitement établie au voisinage des parois de la coque cylindrique présente des cohérences spatiales susceptibles d'entraîner une dégradation inévitable des performances de la formation de voies. Pour remédier à cet obstacle, nous utiliserons une variante de formation de voies statistiquement optimisée, introduite à la section I.2.B, qui cherche à maximiser le rapport signal-à-bruit en sortie de formation de voies, connaissant la matrice interspectrale du bruit, que nous désignerons par FV^{optim} par la suite. Le vecteur de pointage F_u^{optim} qui maximise ce rapport est donné à chaque position u de l'espace de détection Ω par [MaIK05]:

$$F_u^{opt} = \underset{\overline{F_u}}{\operatorname{argmax}} \left(\frac{\overline{F_u}^* \Gamma_S \overline{F_u}}{\overline{F_u}^* \Gamma_{CLT} \overline{F_u}} \right). \quad (V-5)$$

Des considérations d'algèbre bilinéaire [Sloy00b] sur les matrices symétriques permettent de montrer que la solution se met sous la forme d'un vecteur propre associé à la plus grande valeur propre de la matrice $\Gamma_{BdF}^{-1} \Gamma_S$ (voir éq. (I-18)-(I-22)) :

$$\Gamma_{BdF}^{-1} \Gamma_S F_u^{optim} = \lambda_{max} F_u^{opt}. \quad (V-6)$$

Les vecteurs de pointage ainsi calculés permettent de maximiser le rapport signal-à-bruit.

À partir des matrices interspectrales simulées numériquement, nous appliquerons le traitement de la formation de voies¹⁷ classique et celui de la formation de voies optimisée dont nous comparerons les performances en se basant sur des indicateurs bien définis. Mais d'abord nous avons besoin de définir un rapport signal-à-bruit adéquat pour notre étude.

¹⁷ Que nous désignons par FV dans le reste du chapitre par souci de concision. Cette abréviation n'est en aucun cas issue d'une norme reconnue.

V.2.A. Comparaison des techniques en sortie de formation de voies

Les paramètres de source et de bruit sont toujours similaires à ceux considérés à la section V.1. À partir des matrices interspectrales simulées numériquement pour une source placée en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$ et pour un bruit d'écoulement avec un débit $Q_{eau} = 140 \text{ l. s}^{-1}$, nous appliquons les traitements de la formation de voies définis précédemment (c.-à-d. classique et optimisée).

Dans nos simulations, les matrices Γ_S et Γ_{CLT} qui interviennent dans l'expression (V-2) sont les mêmes que celles qui apparaissent dans les expressions (V-5) et (V-6). Nous utilisons donc le même jeu de données pour définir les vecteurs de pointage et déterminer les performances de la formation de voies. Ce cas est idéal. Concrètement, le bruit de fond peut par exemple varier en fonction du temps. L'interspectre du bruit utilisé pour définir les vecteurs de pointage n'est alors pas identique à celui qu'il faut filtrer par la formation de voies. Une telle possibilité sera examinée au CHAPITRE VI. Cette application optimale permet cependant d'étudier les performances de ce traitement dans le cas d'un bruit de fond fortement corrélé induit par la CLT.

Nous illustrons à la Figure V.4 les valeurs en sortie de FV obtenues par chaque traitement en présence du bruit de CLT et de la source à détecter pris chacun à part, soit pour chaque variante de la FV :

$$y_s^{FV} = \overrightarrow{F_{max}^*} \Gamma_S \overrightarrow{F_{max}}, \quad y_b^{FV} = \overrightarrow{F_{max}^*} \Gamma_{CLT} \overrightarrow{F_{max}} \quad (V-7)$$

Nous constatons une amélioration de celles-ci à l'aide de la FV optimisée par rapport à celui de la FV classique. Nous remarquons aussi que la FV classique présente des niveaux supérieurs à ceux de la FV optimisée. Cependant, si l'on compare au niveau du bruit initial en absence de source pour chaque traitement, nous pouvons vite constater que les performances de la FV optimisée sont meilleures, car celle-ci entraîne une augmentation plus importante du niveau de la fuite qu'avec la FV classique, cela tout en rejetant le bruit CLT à des niveaux inférieurs à ceux illustrés sur le tracé de la FV classique (Figure V.4-a).

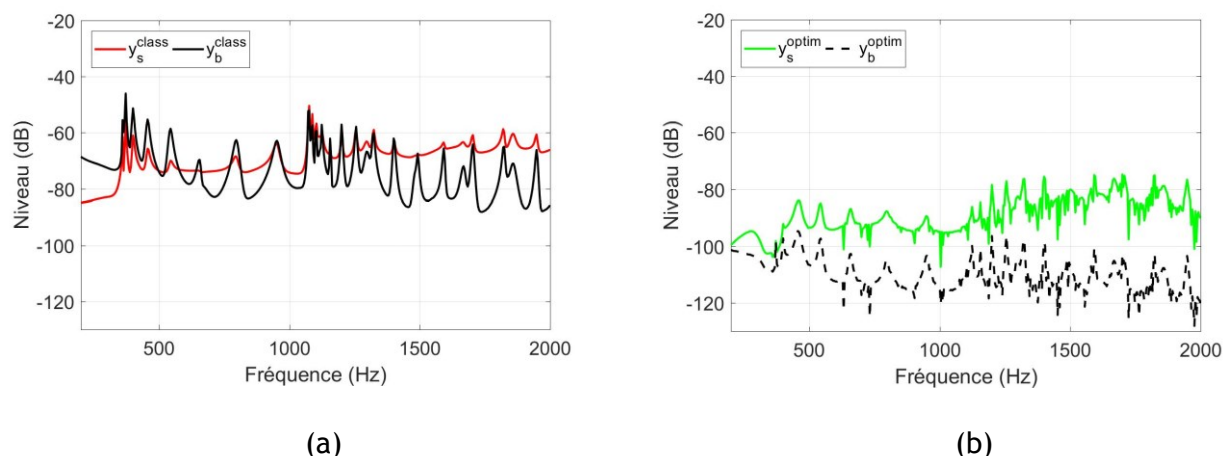


Figure V.4. Variation des niveaux en sortie de différentes FV : (a) FV classique ; (b) FV optimisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l. s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$.

V.2.B. Comparaison du gain et du RSB

À partir des niveaux obtenus en sortie de formation de voies pour la source seule et pour le bruit de CLT, nous pouvons calculer le rapport signal-à-bruit (RSB) en sortie de formation de voies pour les deux types de traitement. Pour chacun, le RSB s'écrit :

$$RSB^{FV} = 10 \log_{10} \left(\frac{y_s^{FV}}{y_b^{FV}} \right) \quad (V-8)$$

Ceux-ci sont comparés à celui du capteur de référence à la Figure V.6.

Nous pouvons constater que la formation de voies classique (en rouge) n'apporte pas beaucoup par rapport au niveau enregistré par le capteur de référence sans filtrage spatial. Nous distinguons même des dégradations pour de nombreuses fréquences du système. Ceci peut être dû au fait que les fluctuations de pression dans la couche limite turbulente induisent des vibrations fortement cohérentes spatialement dans l'hypothèse du calcul, notamment au niveau des résonances du système. En comparant avec la Figure V.1, nous constatons que les fréquences pour lesquelles le signal est particulièrement dégradé correspondent effectivement à des valeurs où la couche limite turbulente sollicite des modes de structure et induit des résonances axiales au-delà de la fréquence d'apparition d'un ordre circonférentiel (notamment vers 360 – 400 Hz et 1072 – 1200 Hz).

Par ailleurs, nous pouvons observer un accroissement des niveaux d'environ 10 dB à toutes les fréquences à partir de la formation de voies optimisée (par rapport à la formation de voie classique). Nous remarquons aussi une homogénéisation des niveaux du RSB pour la FV optimisée au-delà de 1200 Hz. Cela peut s'expliquer par le fait que les vecteurs de pointage ne sont pas directement basés sur le calcul des fonctions de transfert dans ce cas, mais qu'ils tiennent aussi compte des cohérences spatiales du bruit.

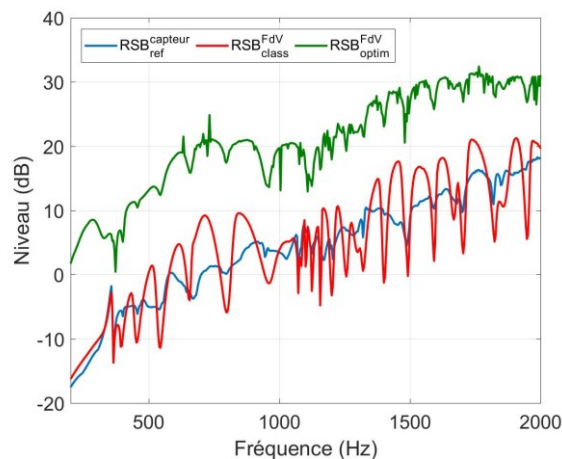


Figure V.5. Rapport signal à bruit en fonction de la fréquence. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.

Pour quantifier l'apport de la FV par rapport à l'analyse des signaux sur un seul capteur (c.-à-d. capteur de référence), nous pouvons définir le gain d'antenne « réel » ou « effectif » comme la différence du niveau du RSB en sortie du traitement d'antenne et le niveau du RSB sur le capteur de référence :

$$G_{FV} = 10 \log_{10} \left(\frac{y_s^{FV}}{y_b^{FV}} \right) - (RSB_{ref}). \quad (V-9)$$

Ce gain peut être calculé pour les deux types de traitement. Nous pouvons également comparer ceux-ci au gain d'antenne théorique défini à la section I.2 qui consiste à appliquer la formation de voies classique en supposant le bruit parfaitement incohérent sur l'ensemble des capteurs ponctuels de l'antenne ($\Gamma_{CLT} = [I]$), c'est-à-dire en utilisant l'expression suivante :

$$G_{theo} = \frac{\overrightarrow{F_s^+} \overleftarrow{\Gamma_s} \overrightarrow{F_s}}{\overrightarrow{F_s^+} \overleftarrow{\Gamma_{BdF}} \overrightarrow{F_s}} = \overrightarrow{F_{us}^+} \overleftarrow{\Gamma_s} \overrightarrow{F_s}. \quad (V-10)$$

La comparaison est proposée à la Figure V.6. La différence de niveaux entre la courbe relative à la FV classique et celle du gain théorique correspond à la dégradation de la performance de la formation de voies observée à la Figure V.4. Celle-ci est due à l'aspect partiellement corrélé du bruit d'écoulement. De ce fait, la formation de voies optimisée présente des gains effectifs supérieurs au gain d'antenne théorique, car elle permet un meilleur rejet du bruit de CLT. Cela confirme l'intérêt que présente l'usage de cette technique en présence d'un bruit de fond spatialement cohérent, notamment en basses fréquences où le gain obtenu est significativement supérieur aux valeurs du gain enregistré par des capteurs ponctuels.

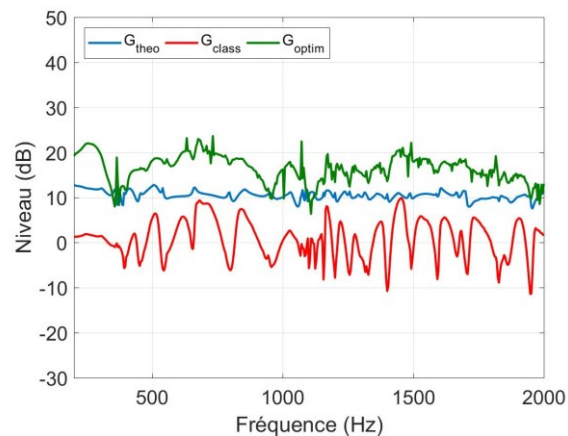


Figure V.6. Gain effectif en en fonction de la fréquence. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.

V.2.C. Détection d'une source hors champ de l'antenne

Examinons maintenant la performance de la détection d'une source hors champ de l'antenne. Nous considérons pour cela une source placée à la position $(x_s = 2.56 \text{ m}, r_s = 0.052 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ)$, soit à la même position radiale, mais éloignée de 1.5 m axialement du dernier capteur de l'antenne dans la direction de l'écoulement.

Les différents niveaux de RSB et de gains obtenus pour cette configuration sont présentés à la Figure V.7. Nous nous apercevons que les valeurs du RSB sont inférieures pour cette position de source. Ceci s'explique par le fait que la source soit plus éloignée de l'antenne, elle génère donc des signaux plus faibles sur les capteurs de l'antenne alors que le bruit de fond induit par la CLT ne change pas. Les RSB en sortie de FV pour les deux traitements sont également plus faibles. Nous distinguons particulièrement une tendance générale vers la réduction du gain d'antenne en sortie de FV optimisée pour les fréquences les plus élevées du spectre considéré alors que celui de la FV classique est proche de 0 dB en dessous de 600 Hz puis il oscille autour de cette position pour les fréquences supérieures.

Le gain d'antenne théorique semble quant à lui légèrement supérieur (1 à 2 dB) à celui obtenu pour la source en vis-à-vis de l'antenne. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'éloignement de la source induit un champ vibratoire plus homogène spatialement au niveau de l'antenne que pour une source proche de l'antenne (revoir [Marc13] dans bibliographie). Ce gain n'est cependant que théorique, car, comme nous avons pu l'observer, la cohérence spatiale du bruit induit par la CLT fait clairement chuter les performances de la FV classique.

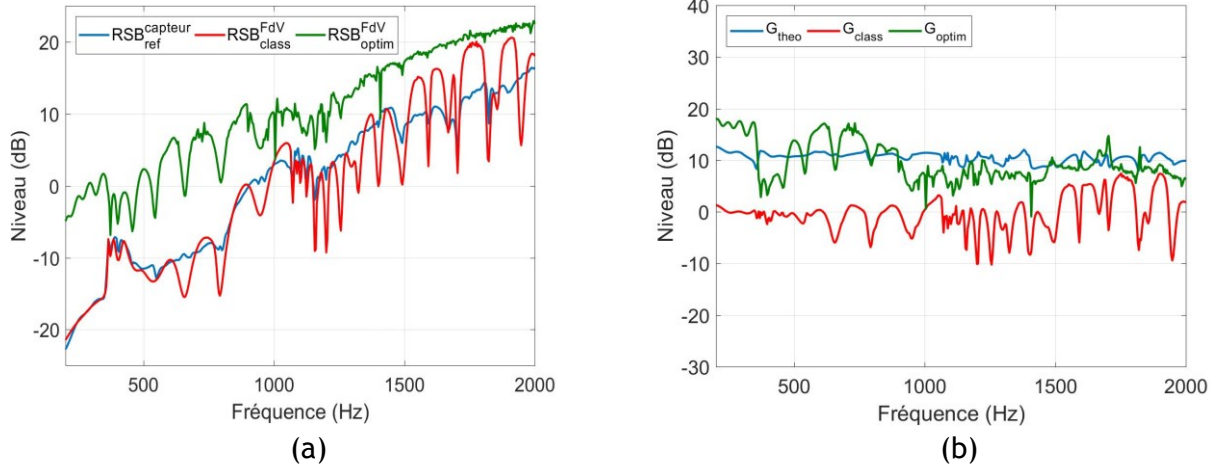


Figure V.7. Illustration des indicateurs pour une source hors champ d'antenne : (a) RSB ; (b) Gain d'antenne. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (2.56\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.

V.2.D. Formation de voies en bandes larges

La formation de voies en « bandes larges » consiste à considérer les signaux reçus dans une bande de fréquence donnée au lieu de faire une analyse par fréquence (c.-à-d. en bandes étroites). Comme dans l'application pratique visée, la source à détecter correspond à une fuite d'eau dans le sodium, assimilable à une source aléatoire bandes larges. Il y a donc un intérêt à étudier les performances de la FV en bande large.

Le traitement est toujours effectué après une transformée de Fourier des signaux temporels, donc en fréquence. Afin d'obtenir les niveaux en sortie de formation de voies correspondant à la bande de fréquence d'intérêt, nous intégrerons les valeurs spectrales des signaux en sorties de FV obtenues pour chaque fréquence comprise dans la bande large. En effet, soit y , un signal aléatoire stationnaire ergodique [Anto17] sur un capteur ou en sortie de FV, la moyenne quadratique du signal¹⁸ correspondant à la bande de fréquence $[\omega_1, \omega_2]$, centrée sur ω_c , est donnée par :

$$\langle \gamma_i^2 \rangle_{[\omega_c]} = \frac{1}{\Delta\omega} \int_{\omega_c - \Delta\omega/2}^{\omega_c + \Delta\omega/2} S_{yy}^i d\omega, \quad (\text{V-11})$$

où $d\omega$ est l'élément infinitésimal d'intégration, tel que : $\Delta\omega = N * d\omega$, N désigne le nombre d'échantillons dans la bande de fréquences considérée. S_{yy} est l'autospectre du signal y au capteur i et ω_2 et ω_1 désignent respectivement les bornes arithmétiques supérieures et inférieures de la bande de fréquence considérée tel que $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$.

Par la suite, nous allons considérer des bandes de fréquences de 200 Hz entre 200 et 2000Hz (neuf bandes au total). L'intégrale de l'équation (V-11) est approximée par la méthode des rectangles avec une résolution fréquentielle de 4 Hz (soit 51 fréquences discrètes par bande).

Nous définirons ici le capteur de référence comme le capteur de l'antenne présentant le RSB le plus élevé dans la bande de fréquence considéré :

$$RSB_{ref}(\omega_c) = \max_{i \in [1:24]} \left(10 \log_{10} \left(\frac{\langle \gamma_i^2 \rangle_{\omega_c}^S}{\langle \gamma_i^2 \rangle_{\omega_c}^{CLT}} \right) \right), \quad (\text{V-12})$$

¹⁸ Rappelons que tous les signaux sont supposés stationnaires

Où :

- $\langle \gamma_i^2 \rangle_{\omega_c}^S$ est la moyenne quadratique du signal accélérométrique du capteur i pour la bande de fréquence $[\omega_1, \omega_2]$ centrée sur ω_c induit par la source ;
- $\langle \gamma_i^2 \rangle_{\omega_c}^{CLT}$ est la moyenne quadratique du signal accélérométrique du capteur i pour la bande de fréquence $[\omega_1, \omega_2]$ centrée sur ω_c induit par la CLT.

Nous présentons à la Figure V.8 le rapport signal-à-bruit obtenu en fonction du numéro des capteurs et des fréquences centrales de chacune des neuf bandes considérées (pour la même configuration de source qu'à la section V.1). Nous remarquons l'uniformisation des niveaux entre les capteurs, en comparaison à la Figure V.2.

Nous pouvons déduire de la Figure V.8 la position du capteur de référence parmi les 24 capteurs de l'antenne, ainsi que le RSB associé. Nous présentons ce résultat à la Figure V.9.

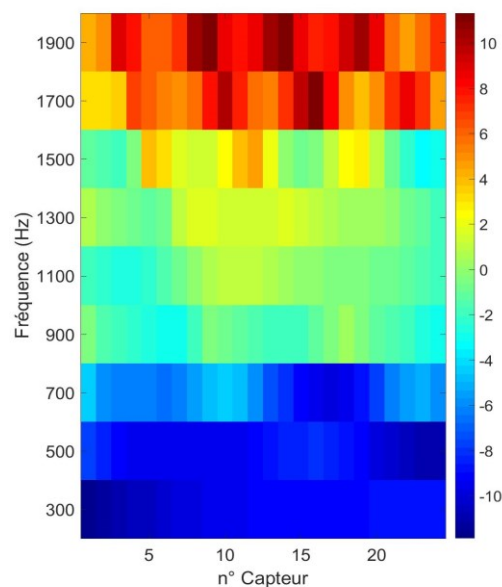


Figure V.8. Illustration du RSB des capteurs en bandes larges. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56m, 0.0527m, 0^\circ)$.

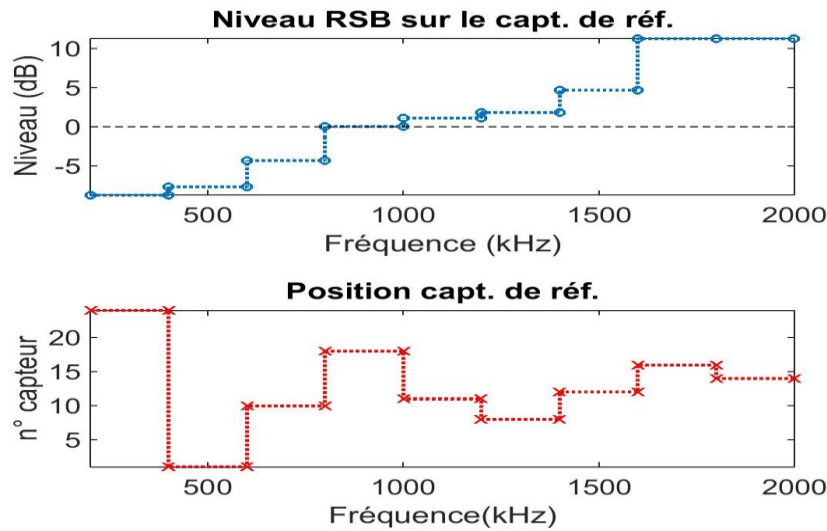


Figure V.9. Évolution du rapport signal-à-bruit au capteur de référence en fonction de la fréquence. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta) = (0.56\text{m}, 0.052\text{m}, 0^\circ)$.

Le calcul large bandes fournit une augmentation monotone et continue du rapport signal-à-bruit sur le capteur de référence. Nous constatons l'augmentation du RSB de près de 10 dB aussi par rapport aux valeurs affichées à la Figure V.3 en basses fréquences dans l'étude par bandes fines. Inversement, l'usage de larges bandes produit des niveaux légèrement inférieurs vers 1800 – 2000 Hz par rapport aux niveaux maximums atteints en bandes fines. Ces différences peuvent s'expliquer par le fait que le capteur de référence peut changer à chaque fréquence lors de l'analyse en bandes fines (voir Figure V.6-b) alors que par définition, il reste le même pour « toutes les fréquences à l'intérieur d'une même bande de fréquence » dans l'analyse en bandes larges (voir Figure V.10-b).

Étudions maintenant l'effet de cette analyse en bandes larges sur les performances des FV classique et optimisée. Par rapport à la Figure V.5, nous pouvons d'abord constater l'augmentation générale d'environ 20 dB des niveaux en sortie de FV. Ceci est dû à l'intégration des spectres sur les bandes de fréquence de largeur 200 Hz ($10\log_{10}(200) = 23 \text{ dB}$). Cette augmentation n'est cependant pas exactement la même pour toutes les bandes de fréquence.

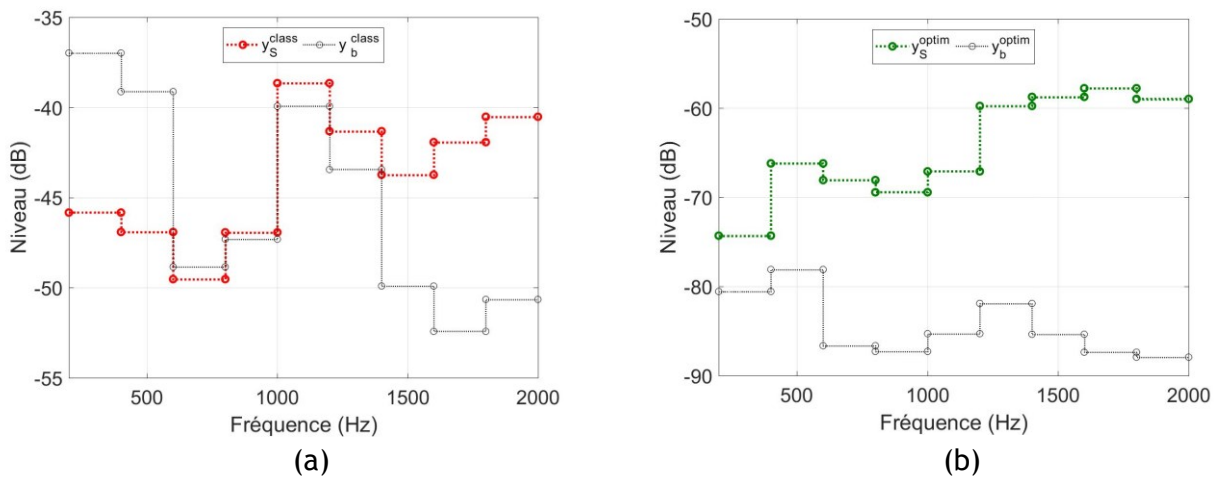


Figure V.10. Comparaison des niveaux en sortie de la FV **optimisée** : (a) FV_{exp} ; (b) $FV_{croisée}$ optimisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta) = (0.56\text{m}, 0.052\text{m}, 0^\circ)$.

Examinons maintenant la variation du rapport signal-à-bruit et le gain d'antenne pour ce cas.

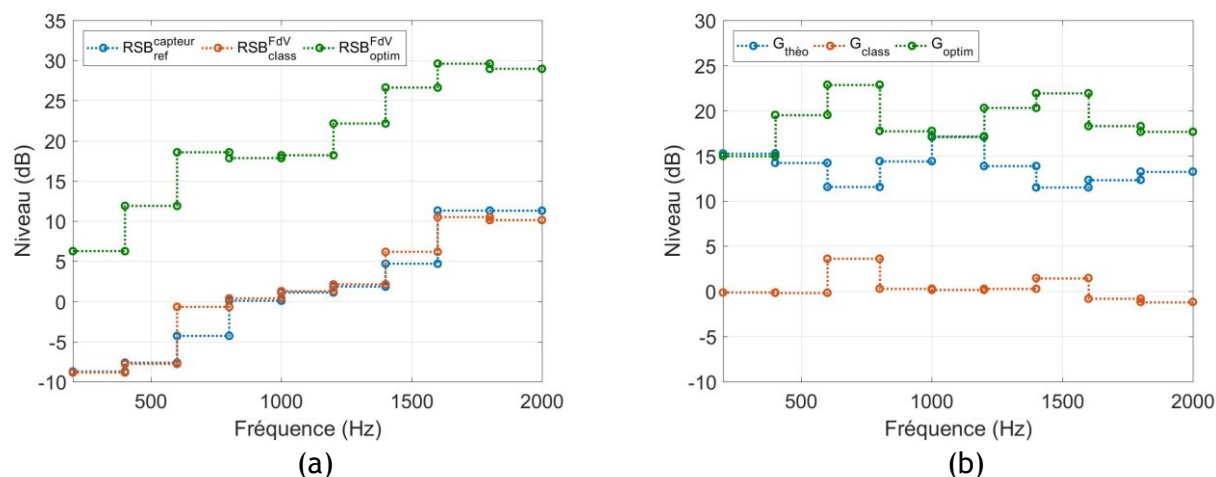


Figure V.11. Comparaison en sortie de formation de voies : (a) Rapport signal-à-bruit; (b) Gain d'antenne. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.052 \text{ m}, 0^\circ)$.

Nous constatons que le gain d'antenne pour la FV classique est proche de 0 dB sur toute la plage de fréquence de la Figure V.11. Compte tenu de la forte cohérence spatiale du bruit vibratoire induit par la CLT, ce traitement est inopérant. En bandes larges, il n'apporte pas un excès de signal par rapport à ce que mesure le capteur de référence. En revanche, le gain issu du traitement optimisé est très significatif (entre 15 dB et 23 dB) quelle que soit la bande de fréquence observée. Le traitement permet de faire ressortir le signal induit par la source par rapport au bruit de fond induit par la CLT. Pour certaines bandes, il peut être légèrement supérieur à celui observé en bandes étroites pour les mêmes fréquences. Ceci est principalement dû au capteur de référence qui peut changer à chaque fréquence dans l'analyse en bandes fines (voir Figure V.3).

À partir de cette étude numérique, il semble que la formation de voies optimisée avec analyse en bandes larges peut se révéler bien adaptée pour faire « émerger » le signal d'une source émettant un spectre bandes larges (comme la réaction sodium-eau) lorsqu'elle est « noyée » dans un bruit vibratoire plausiblement dû à un écoulement turbulent.

V.3. Cartographies de localisation

Jusque-là, nous avons étudié l'augmentation du rapport signal-à-bruit grâce aux différentes techniques de formation de voies en considérant un cas unique de filtrage où le vecteur de pointage est déterminé à partir des fonctions de transfert entre la position réelle de la source à détecter et les points de mesure (accéléromètres). Cette hypothèse est assez éloignée de la réalité.

En effet, dans des conditions réelles de fonctionnement d'un générateur de vapeur, la position de la source pourra être *a priori* inconnue : il serait donc pratiquement impossible de déterminer le vecteur de pointage optimal pour maximiser le gain en rapport signal-à-bruit en sortie de formation de voies. Cette dernière fournira ainsi un ensemble de valeurs en sortie du traitement qui correspondra au filtrage réalisé en chaque point de l'espace de détection Ω défini (rappel section I.2), le vecteur de pointage étant pour chaque point défini par la fonction de transfert entre ledit point et l'ensemble des points de mesure. Cela implique l'obtention d'une cartographie de niveaux pour chaque espace de détection, relatif au maillage spatial choisi pour Ω . Pour se rapprocher de la réalité, il nous faut donc étudier le niveau en sortie de FV en fonction de différentes positions de pointage dans l'espace de détection afin d'examiner l'augmentation de ce RSB pour toutes les positions où une source est susceptible d'apparaître, au sein de la zone de fluide.

Pour cela, nous réalisons un maillage spatial en deux dimensions du volume interne de la coque. Nous considérons le plan de détection $\theta = 0^\circ$ avec un maillage en dix points suivant x et six suivant r .

Nous faisons remarquer que le nombre de mailles dans l'espace de détection peut être considérablement enrichi numériquement (ce critère ne serait principalement limité que par la consommation en mémoire et en temps de calcul du calcul numérique). Nous avons cependant choisi de se limiter pour ces illustrations au nombre de piquages axiaux disponibles expérimentalement sur la maquette (voir Figure IV.6).

Nous nous intéressons uniquement à la FV optimisée au vu des performances plus prometteuses en présence d'un bruit spatialement cohérent. Nous soulignons cependant le fait que les vecteurs de pointage de la FV classique sont théoriquement définis de manière que le niveau en sortie de la FV soit maximal quand on pointe sur la source réelle. Elle est donc plus adaptée à de la localisation de sources que la FV à RSB maximisé, moyennant pour cela un RSB initialement suffisant (sans quoi c'est le niveau d'une source mal placée ou le bruit de fond sera localement augmenté). Inversement, les vecteurs de pointage de la FV optimisée sont définis pour maximiser le RSB en sortie de FV. Ceci n'assure donc pas une localisation de la source. Le niveau en sortie de FV induit par la source n'est pas forcément maximal là où se trouve effectivement la source. De plus, le niveau en sortie de FV du bruit induit par la CLT n'est pas forcément constant dans l'espace de détection. Nous étudierons cet aspect pour des bandes étroites et larges de fréquences.

V.3.A. Comparaison bandes étroites/bandes larges

Etude en bandes étroites

La source est positionnée en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56\text{m}, 0.052\text{m}, 0^\circ)$. Nous illustrons à la Figure V.12 l'aspect de l'espace de détection pour trois configurations auxquelles nous avons appliqué la formation de voies optimisée, à deux fréquences distinctes (576 Hz et 1572 Hz) :

- 1) FV appliquée à un signal de source acoustique en absence de bruit d'écoulement
- 2) FV appliquée à un signal de bruit en absence de fuite
- 3) FV appliquée à un signal de source noyée dans du bruit d'écoulement.

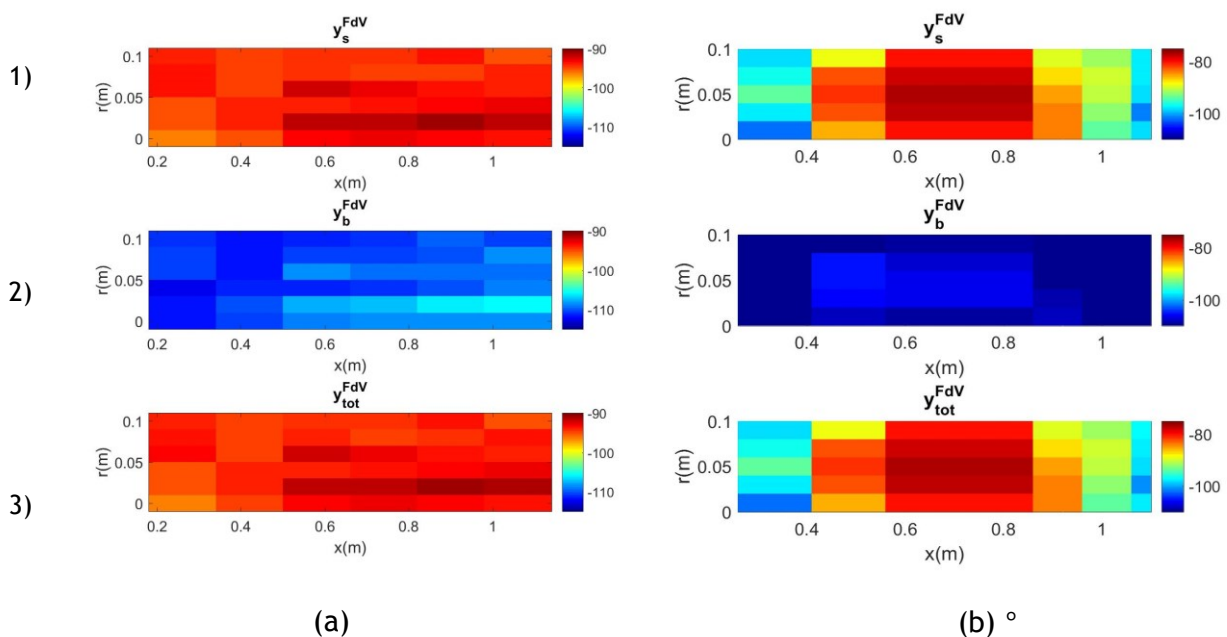


Figure V.12. Cartographies des niveaux en sortie de FV dans le plan de détection $= 0^\circ$: (a) $f = 576$ Hz - $\text{SNR}_{\text{ref}} = 0$ dB ; (b) $f = 1572$ Hz - $\text{SNR}_{\text{ref}} = 12$ dB. $Q_{\text{eau}} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56, 0.052, 0^\circ)$.

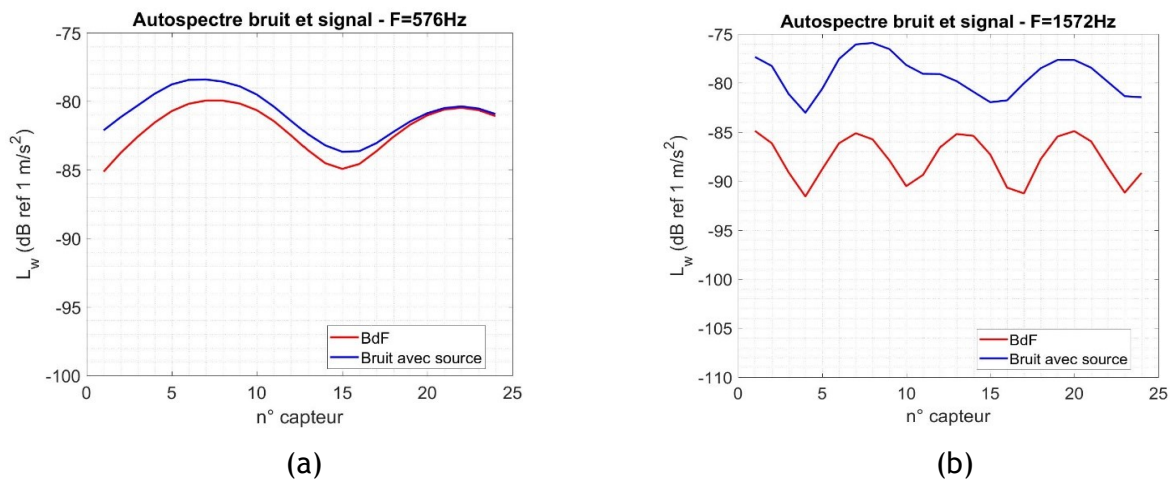


Figure V.13. Illustration de l'augmentation des niveaux mesurés par les capteurs lors de la présence de la source : (a) $f = 576$ Hz – $\text{SNR}_{\text{ref}} = 0$ dB ; (b) $f = 1572$ Hz – $\text{SNR}_{\text{ref}} = 12$ dB. $Q_{\text{eau}} = 140$ l.s⁻¹. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56, 0.052, 0^\circ)$.

Nous pouvons tirer plusieurs informations de ces résultats, notamment :

- La première fréquence (576 Hz) a été choisie pour avoir un rapport signal-à-bruit proche de 0 dB sur le capteur de référence, ce qui nous permet d'illustrer l'apport de la formation de voies. En effet, si l'on cherche à détecter la présence de la source uniquement à partir des informations données par chaque capteur, l'analyse consistera à regarder si une augmentation du niveau vibratoire sur chacun des capteurs a lieu lors de l'apparition de la source. Cela est illustré à la Figure V.13. Nous pouvons observer une augmentation générale très faible. L'écart maximal est de 3 dB sur le capteur n°1, qui constitue le capteur de référence. Ceci est cohérent avec un RSB proche de 0 dB observé à la Figure V.3. Cette augmentation pourrait en théorie être suffisante pour détecter la présence de la source si l'on fixe un seuil de détection de 2 dB par exemple. Cependant ce seuil relativement faible de détection risque d'induire en pratique de nombreuses fausses alarmes (voir les courbes ROC dans [Ribe16]). En appliquant la FV optimisée, nous balayons l'espace de détection en pointant sur chaque point du maillage. Dans cet exemple, nous ne nous intéressons qu'au plan $\theta = 0^\circ$ alors qu'il serait judicieux, dans la pratique, de balayer tout le volume où la source à détecter risquerait d'apparaître. En présence du bruit seul, nous obtenons la cartographie de la Figure V.12-a.2) tandis que la Figure V.12-a.3) correspond à un signal de bruit en présence de la source. Nous pouvons observer la nette augmentation (> 20 dB) des niveaux en sortie de FV en présence de la source, quelles que soient les positions de pointage. Il serait alors possible d'identifier la source avec un seuil de détection de 15 dB par exemple, ce qui limiterait les fausses alarmes basées sur un seuil de 2 dB. Ceci met en évidence l'intérêt de la FV telle qu'elle est envisagée même si nous gardons à l'esprit que ces résultats ne sont issus que de modèles numériques. Sur cette figure, nous notons par ailleurs l'aspect quasi-uniforme de la cartographie en présence du bruit seul. Les niveaux maximums ne sont pas observés au niveau de la source en présence de celle-ci. La FV optimisée ne semble donc pas bien adaptée à une localisation fine de la source, mais ce n'est pas l'objectif recherché.
- La seconde fréquence ($f = 1572$ Hz) correspond à une fréquence de résonance axiale du système mécanique (voir Figure V.1.a). À cette fréquence, le RSB sur le capteur de référence est de 12 dB ce qui se traduit par une différence d'environ 12 dB entre un signal de bruit uniquement et un signal en présence de la source sur ce capteur (voir Figure V.13.b). En sortie de la FV, nous pouvons observer une différence de 34 dB environ entre les nœuds ne correspondant pas à la source et celui qui en est le plus proche. Cette différence (22 dB) correspond au gain effectif que nous avons présenté à la Figure V.6.

Etude en bandes larges

Pour cette application, nous nous contentons d'examiner la bande de fréquences où le gain observé fût le plus élevé à la Figure V.11, soit entre 1400 Hz et 1600 Hz. Nous illustrons les résultats obtenus après sommation des cartographies sur les 51 fréquences comprises dans cette bande, suivant l'expression (V-11).

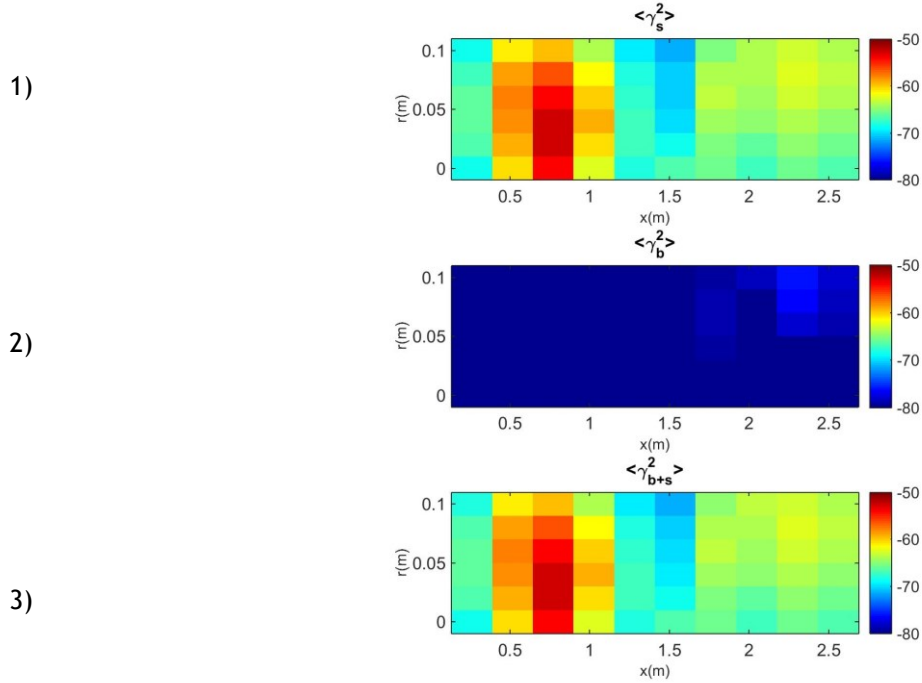


Figure V.14. Cartographies de localisation sommées sur les fréquences dans le plan $\theta = 0^\circ$. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Monopôle en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56, 0.052, 0^\circ)$.

En comparant Figure V.14.2) et Figure V.14.3), nous parvenons à retrouver la valeur du gain illustrée pour la même bande de fréquence à la Figure V.11 au plus près de la position de la source. Bien que de nombreuses positions autour de cette position possèdent des niveaux assez proches, nous pouvons dire que la localisation par usage de formation de voies optimisée reste fiable dans cette bande de fréquence, dans la mesure où aucune autre position « non-alarmanante » de l'espace de détection ne présente la même augmentation du rapport signal-à-bruit .

V.3.B. Cartographies de fusion de données par multiplication des fréquences

Nous pouvons tenter d'atténuer les lobes secondaires en réalisant une multiplication des cartographies obtenues aux différentes fréquences entre elles, selon l'expression suivante :

$$\langle \bar{Y}_u^{fusion}(x, r, \theta) \rangle = \sqrt[N]{\prod y_u^{optim}(x, r, \theta, f)}, \quad (\text{V-13})$$

Où N désigne le nombre d'échantillons multipliés. Nous pouvons ainsi constater que la fusion des données (par sommation ou par multiplication suivant les fréquences) permet une localisation acceptable malgré la grossièreté du maillage.

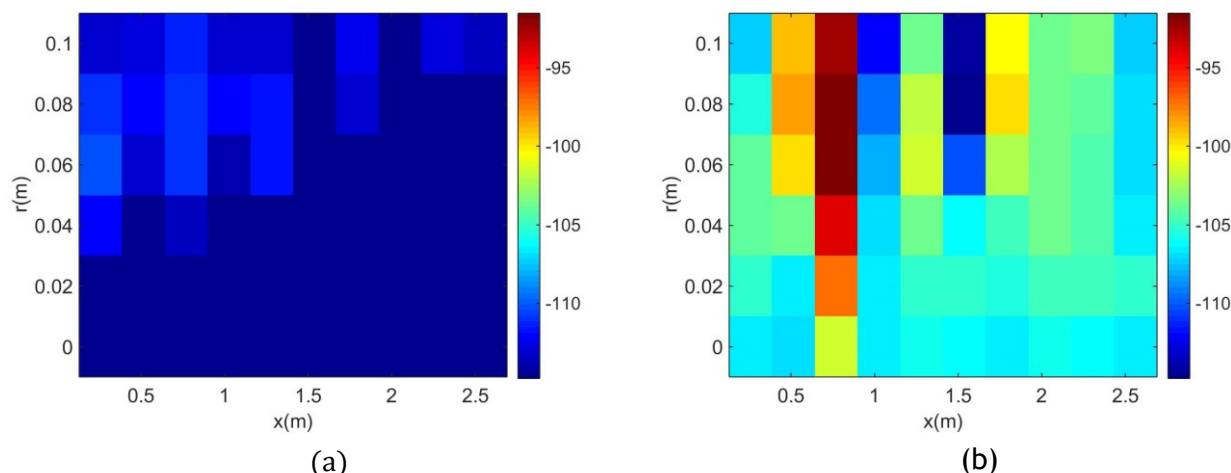


Figure V.15. Cartographie de localisation par multiplication sur les fréquences : (a) FV appliquée à un signal de bruit d'écoulement; (b) FV appliquée à un signal de source noyée dans du bruit d'écoulement. $Q_{eau} = 140 l \cdot s^{-1}$. Monopôle en $(x_S, r_S, \theta_S) = (0.56m, 0.052m, 0^\circ)$.

V.4. Optimisation de la formation de voies vibroacoustique : calcul pour $n=0$

L'étude que nous avons menée en considérant des capteurs ponctuels peut être reprise avec des capteurs linéaires enroulés suivant la circonférence (c.-à-d. des fils piézoélectriques). Cela revient à considérer uniquement l'ordre $n = 0$ dans les calculs vibroacoustiques, de manière analogue à ce que nous avons effectué à la section III.3.C. Ainsi, les vecteurs de pointage et les interspectres « source » en plus du « bruit CLT » sont estimés pour cet ordre circonférentiel et la formation de voies classique et optimisée est appliquée.

En gardant les mêmes caractéristiques pour la source et pour l'écoulement que pour les calculs précédents, nous présentons à la Figure V.16 les niveaux au capteur de référence. Nous notons surtout que le RSB est supérieur en basse fréquence ($f < 1$ kHz) lors de l'utilisation des capteurs linéaires. Ceci apparaît clairement en comparant les RSB du capteur de référence de la Figure V.16 à celui de la Figure V.3. Avant même d'en arriver à la formation de voies, ces premiers résultats semblent indiquer que la technologie de capteurs linéaires pourrait avoir un intérêt pour la détection en basse fréquence.

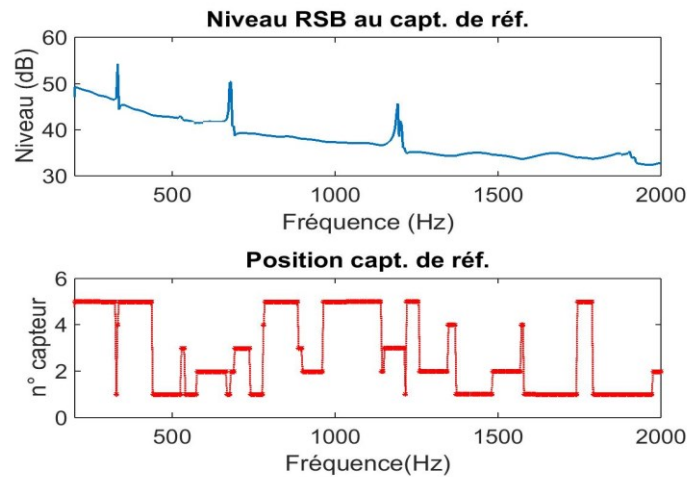


Figure V.16. Évolution du capteur de référence en considérant uniquement l'ordre $n=0$. $Q_{eau} = 140 \text{ l/s}$. Monopôle en $(x, r, \theta) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

Aux Figure V.17.a et Figure V.17.b, nous pouvons constater que la FV classique donne des résultats proches de la FV optimisée en dessous de 500 Hz (pour cette position de source) et que le gain « classique » est bien meilleur qu'à la Figure V.6 où nous avons employé des capteurs ponctuels. Comme nous l'avons vu à la Figure III.13, le fait de considérer l'ordre $n = 0$ permet d'avoir des signaux quasi-incohérents en présence du bruit. Ceci permet d'expliquer la bonne performance relative de la FV classique en basses fréquences avec ce type de capteurs (celle-ci ne se dégrade définitivement qu'à partir du moment où le bruit à rejeter est cohérent spatialement). Au-dessus de 1 kHz les performances de ce traitement se dégradent alors que celles de la FV optimisée ont tendance à légèrement s'améliorer. L'évolution du gain effectif en fonction de la fréquence est moins chahutée qu'à la Figure V.6 et les niveaux sont légèrement inférieurs en général. La comparaison des Figure V.5 et Figure V.17. montre que le RSB en sortie de FV est bien supérieur à toutes les fréquences lorsqu'on considère les capteurs linéaires.

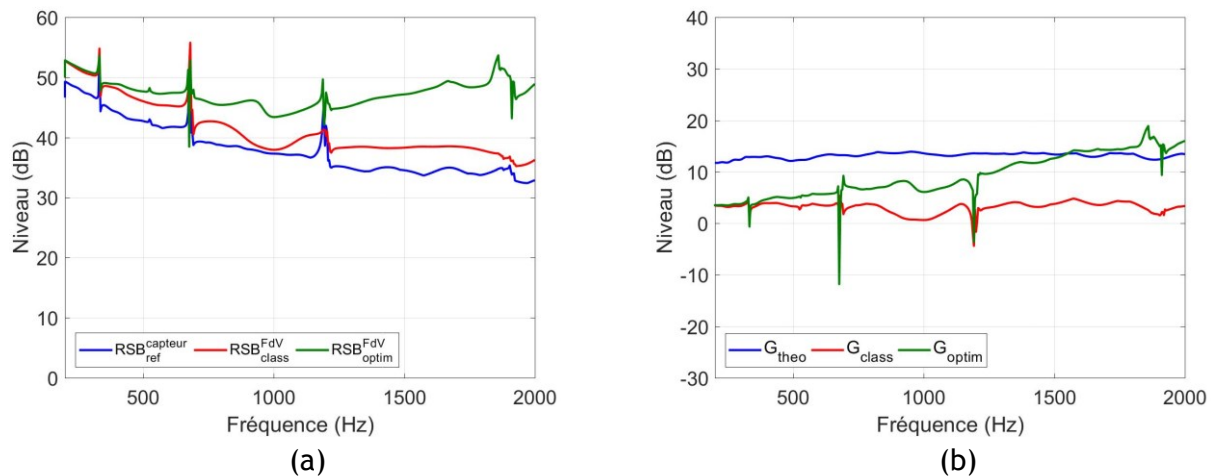


Figure V.17. Résultats en sortie de différentes FV en considérant l'ordre $n = 0$; (a) RSB pour $n = 0$; (b) Gain pour $n = 0$. $Q_{eau} = 140 \text{ l/s}$. Monopôle en $(x, r, \theta) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

V.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploité les modèles numériques développés précédemment des réponses en signal et en bruit de l'antenne afin d'étudier les propriétés de la formation de voies vibroacoustiques.

Les résultats numériques montrent une forte cohérence des signaux reçus par l'antenne en présence du bruit vibratoire, ce qui conduit à des performances médiocres de la formation de voies classique. Néanmoins, les premiers résultats obtenus à partir d'une formation de voies optimisée basée sur la connaissance de la matrice interspectrale du bruit offre des résultats plus encourageants. L'illustration des cartographies de localisation permet de se rendre compte de l'efficacité du filtrage.

Par ailleurs une analyse en bandes larges a été effectuée. Celle-ci est bien adaptée pour la détection de sources larges bandes ce qui est le cas de la réaction sodium-eau dans un générateur de vapeur. Des gains effectifs légèrement supérieurs à l'analyse en bandes fines ont été observés.

L'analyse des cartographies des niveaux en sortie de formation de voies optimisé a permis de mettre en évidence l'intérêt de ce traitement pour la détection de la source même s'il n'est pas bien adapté à la localisation de la source.

En marge de ces études, nous avons mené quelques investigations préliminaires concernant l'utilisation de fils piézoélectriques pour mesurer uniquement les composantes de l'ordre $n=0$ et détecter la source. Cette démarche a mis en évidence de meilleures performances, particulièrement en basses fréquences grâce à un RSB beaucoup plus fort par rapport à celui des capteurs ponctuels pour la même configuration. Ces premières investigations sont à renforcer, mais elles semblent très prometteuses.

Dans cette étude, nous avons considéré des signaux virtuels générés à partir des modèles numériques. Les mêmes données et les mêmes modèles ont été utilisés pour définir les vecteurs de pointage et les signaux virtuels permettant de tester la formation de voies. Les résultats sont donc très théoriques. Nous aurions pu mener différentes études numériques pour étudier la sensibilité des performances de la formation de voies optimisées à des variations du système entre la définition des vecteurs de pointage et la génération des signaux virtuels. Pour ne pas alourdir l'étude, nous avons privilégié la confrontation directe à des signaux réels issus de l'expérimentation sur la maquette comme nous allons le voir au chapitre suivant.

CHAPITRE VI

ÉTUDE DE LA FORMATION DE VOIES

VIBROACOUSTIQUE : INVESTIGATIONS

EXPERIMENTALES

*Où l'on commence enfin à comprendre
ce que l'on essayait de faire au début..*

Dans le CHAPITRE V, nous avons considéré des modèles numériques pour définir les vecteurs de pointage et les signaux virtuels permettant de tester la formation de voies. Dans ce nouveau chapitre, nous nous intéressons au traitement des signaux réels mesurés sur la maquette avec les antennes linéaires et hélicoïdales (les conditions expérimentales et les signaux mesurés ont été présentés au CHAPITRE IV. Nous considérons les deux variantes de la formation de voies abordées dans cette thèse (c.-à-d. classique et optimisée). Et nous étudierons les résultats de la FV suivant deux façons différentes de définir les vecteurs de pointage :

- a) à partir des fonctions de transfert source-capteur mesurées, c'est-à-dire à partir des mesures obtenues en déplaçant l'hydrophone au niveau des différentes positions de piquages ;
- b) à partir des fonctions de transfert calculées numériquement.

Nous parlerons de « FV expérimentale » pour le premier cas et de « FV croisée » pour le second.

Dans les deux cas, nous examinerons les mêmes indicateurs qu'au chapitre précédent (c.-à-d. niveaux en sortie de FV en fonction de la fréquence lorsque l'on pointe sur la position effective de la source et cartographie spatiale des niveaux en sortie de FV à une fréquence donnée, puis dans une bande de fréquence définie). Pour la FV optimisée, nous nous intéresserons également au filtrage du bruit à différents instants pour étudier les éventuelles variations en fonction de temps.

VI.1. Traitement à partir d'une antenne linéaire de capteurs

Nous rappelons que les accéléromètres de l'antenne linéaire sont montés suivant la génératrice $\theta = -90^\circ$ avec un espacement de 4 cm entre les capteurs. Le premier capteur se situe à 14 cm du raidisseur dans le sens d'arrivée de l'écoulement Figure IV.6 dont le débit vaut : $Q = 140$ l/s. Dans un souci de cohérence, la position de source choisie est la même que celle considérée précédemment, à savoir $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$, ce qui correspond effectivement à un positionnement de la source au droit de l'antenne. Nous réalisons d'abord des mesures sans écoulement d'eau dans la maquette, en excitant l'hydrophone par un balayage sinus entre 500 Hz et 5 kHz. Les autospectres enregistrés par les vingt-quatre capteurs situés au-delà de la bride pour les deux « signaux » sont illustrés à la Figure VI.1.a. Pour

une vitesse d'écoulement donnée, nous mesurons de même les accélérations induites par l'écoulement, sans émission de l'hydrophone-source. Les autospectres des capteurs ainsi enregistrés sont tracés à la Figure VI.1.b. Sur celle-ci, nous pouvons clairement voir que le signal de l'hydrophone est noyé dans le bruit ambiant jusqu'à presque 2 kHz. Cela est cohérent avec les observations faites au CHAPITRE V concernant la cohérence du signal. Pour le bruit d'écoulement tracé à la Figure VI.1.a, nous pouvons distinguer des niveaux supérieurs à ceux du signal de fuite vers les fréquences les plus basses (500 – 1500 Hz) ainsi qu'aux fréquences les plus hautes de la bande de fréquence illustrée, entre 4400 Hz et 5000 Hz, où une certaine cohérence est à nouveau observée pour le bruit d'écoulement. Nous tenons à rappeler ici que le débit de la source est différent de la valeur que nous avons fixé au CHAPITRE V, d'où l'écart dans la dynamique entre les résultats des deux chapitres. Par ailleurs, le tracé des ratios des autospectres à la Figure VI.2 montre une bonne possibilité de détection avec des capteurs ponctuels au-delà de 3500 Hz, mais une impossibilité réelle à distinguer une éventuelle fuite en-dessous de 1500 Hz.

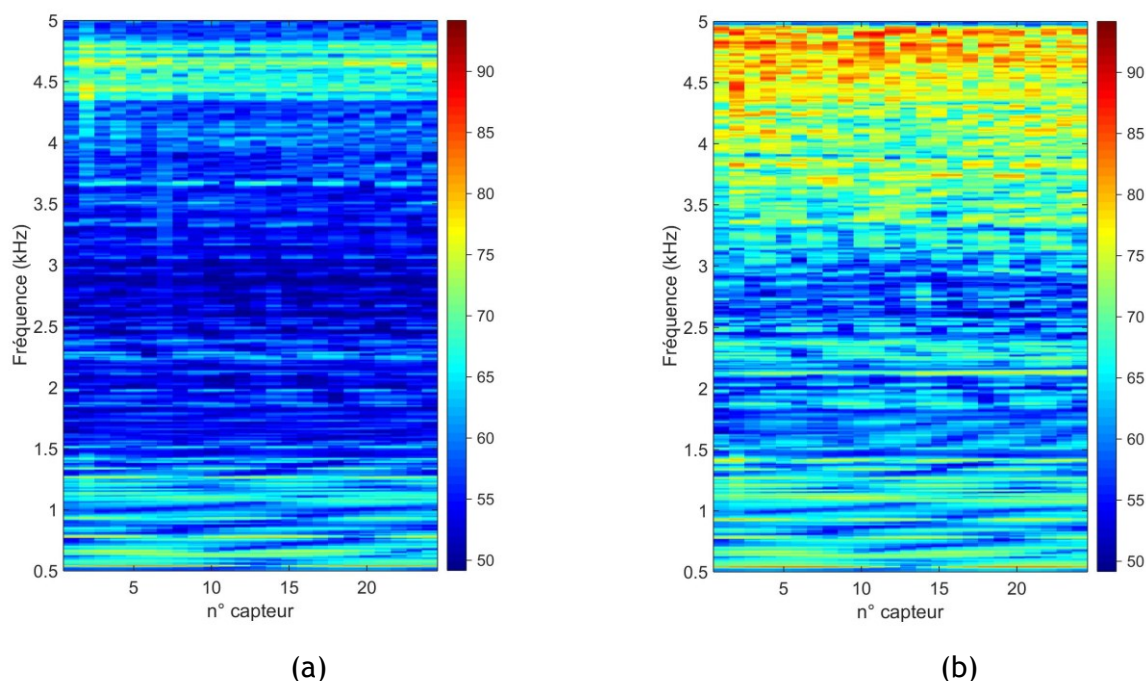


Figure VI.1. Variation des niveaux du bruit et de la source sur les capteurs de l'antenne suivant les fréquences : (a) Autospectre bruit sur les capteurs de l'antenne ($Q_{\text{eau}} = 140 \text{ l. s}^{-1}$) ; (b) Autospectre signal de fuite sur les capteurs de l'antenne (eau au repos). Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$. Ref dB $10^{-12} \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$.

Par la suite, nous utiliserons la définition du capteur de référence introduite dans la section V.1 afin de calculer le RSB_{ref} expérimental, illustré à la Figure VI.3.

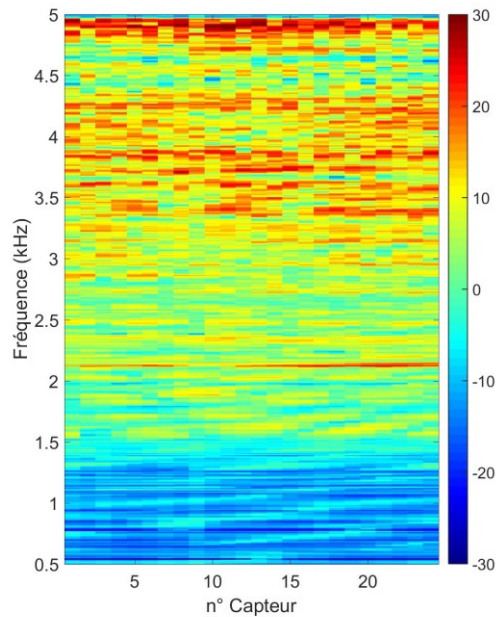


Figure VI.2. Niveau RSB en fonction de la fréquence sur les capteurs de l'antenne linéaire. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

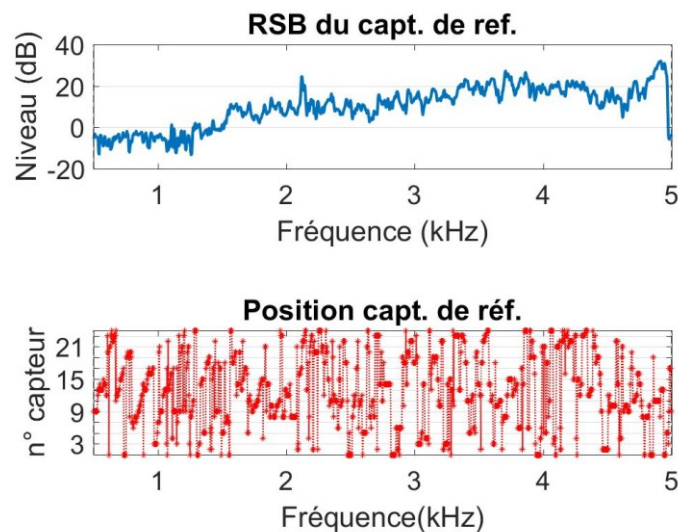


Figure VI.3. RSB et numéro du capteur de référence suivant les fréquences. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

VI.2. Formation de voies pour la détection d'une source expérimentale

Les acquisitions en présence de source sans écoulement d'eau permettent de calculer les fonctions de transfert H_u entre les capteurs et la source. Nous rappelons que, étant donné la petite taille de l'hydrophone, la cohérence du signal émis par ce dernier est assez faible pour les fréquences entre 500 Hz et 2 kHz. Nous considérerons donc par la suite les résultats en-dessous de 2 kHz avec précaution. Nous comparerons systématiquement par la suite les performances de la FV « expérimentale » et « croisée ».

Le vecteur de pointage pour la formation de voies classique peut directement être déterminé à partir des fonctions de transfert, par normalisation (V-4) de celles-ci. Les vecteurs de pointage pour la FV

optimisée « purement expérimentale », sont estimés à partir des matrices interspectrales de source et bruit introduites dans la section. Pour la FV « croisée » ces vecteurs sont calculés à partir des fonctions de transfert **numériques**, tandis que la matrice interspectrales des accélérations **mesurées** en présence du bruit seul est considérée pour caractériser le bruit.

VI.2.A. Comparaison des indicateurs en bandes étroites

La formation de voies est appliquée pour le signal de l'hydrophone sans écoulement d'eau dans la maquette, ainsi que pour le signal de bruit d'écoulement sans émission de signal. Nous illustrons aux Figure VI.4 et Figure VI.5 les niveaux en sortie de formation de voies classique et optimisée pour les deux variantes (croisée et expérimentale) de la technique considérée. Nous pouvons tirer plusieurs enseignements concernant la performance de chaque variante :

- Concernant la FV « expérimentale classique » (Figure VI.4.a), nous constatons bien la performance médiocre de cette technique quand le signal à détecter n'émerge pas du bruit, comme pour la majorité des fréquences en-dessous de 2 kHz . Néanmoins, nous remarquons aussi que la formation de voies classique reste intéressante dans le cas où le bruit à rejeter est incohérent, ce qui apparaît au-delà de 3 kHz avec des niveaux supérieurs pour le signal à détecter par rapport au bruit d'écoulement en sortie de la formation de voies.
- Concernant la performance de la FV croisée (Figure VI.4.b), nous pouvons constater que celle-ci est globalement moins bonne que celle de la FV expérimentale. En effet, la première fournit des niveaux globalement inférieurs de près de 10 dB pour le signal de fuite que la FV expérimentale dans toute la plage de fréquence considérée. Cela peut être directement attribué au décalage observé à la section IV.2.C entre les fonctions de transfert simulées à partir du modèle numérique et celles issues des mesures. Il apparaît clairement que le modèle développé n'est pas suffisamment précis pour générer des vecteurs de pointage parfaitement exacts.
- Concernant la FV optimisée (Figure VI.5.a), nous constatons que les différences entre les niveaux en sortie de FV pour le signal et le bruit sont généralement plus importantes que pour la FV « expérimentale classique ». Ces différences sont essentiellement dues au fait que le niveau du bruit en sortie de FV est plus faible avec le traitement optimisé qu'avec le traitement classique. Le traitement optimisé arrive mieux à rejeter le bruit que le traitement classique.
- Concernant la FV « croisée optimisée » (Figure VI.5.b), nous distinguons une meilleure performance que pour la FV même si les niveaux en sortie de la formation de voies dus à la source sont plus faibles que lorsque les vecteurs de pointage sont définis expérimentalement.

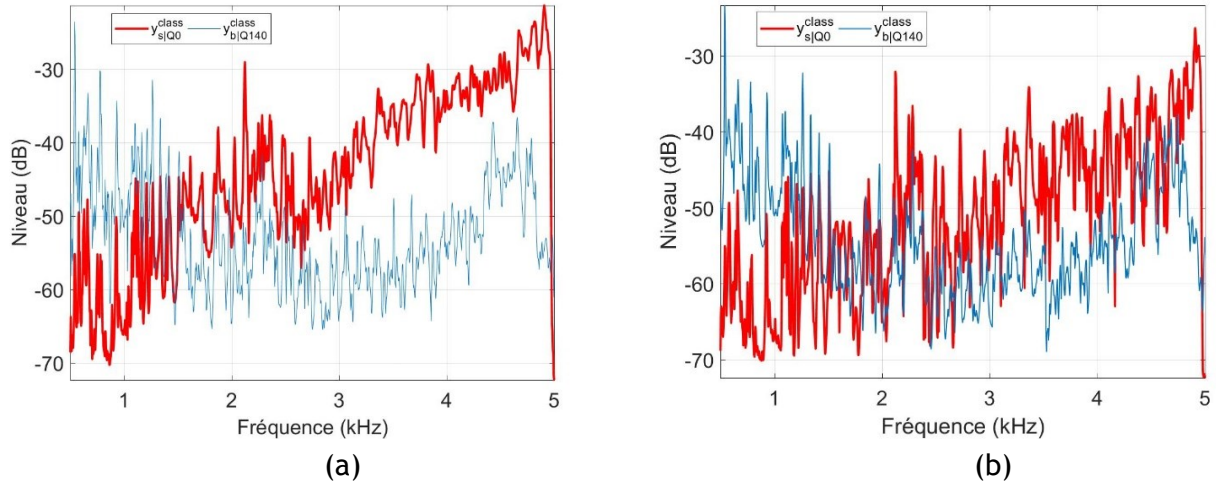


Figure VI.4. Comparaison des niveaux en sortie de FV **classique** pour l'approche expérimentale et croisée: (a) FV_{exp} ; (b) $FV_{croisée}$. $Q_{eau} = 140 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

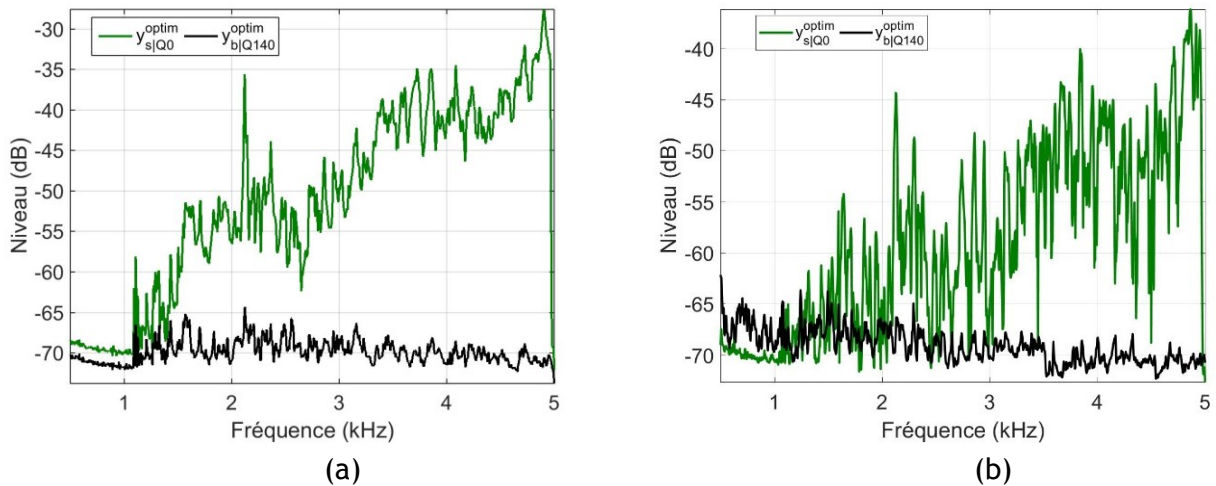


Figure VI.5. Comparaison des niveaux en sortie de FV **optimisée** pour l'approche expérimentale et croisée : (a) FV_{exp} optimisée; (b) $FV_{croisée}$. $Q_{eau} = 140 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

À partir des résultats précédents, nous pouvons calculer le RSB en sortie de formation de voies et le gain d'antenne effectif pour les différents traitements. Ces résultats sont présentés aux Figure VI.6 et Figure VI.7.

Nous constatons que le traitement classique, que ce soit en « expérimental » ou en « croisé », ne permet pas d'augmenter significativement le RSB. Le gain effectif est proche de zéro, voire négatif. Ceci peut être attribué au fait que le bruit vibratoire induit par un écoulement à 140 l/s est fortement corrélé spatialement comme nous avons pu l'observer au CHAPITRE IV.

Concernant la FV « expérimental optimisée », un gain effectif variant entre 5 dB et 25 dB est observé. Ce traitement permet de rejeter le bruit même s'il est fortement corrélé spatialement. Ces bonnes performances se dégradent néanmoins lorsque les vecteurs de pointage sont définis à partir du modèle numérique.

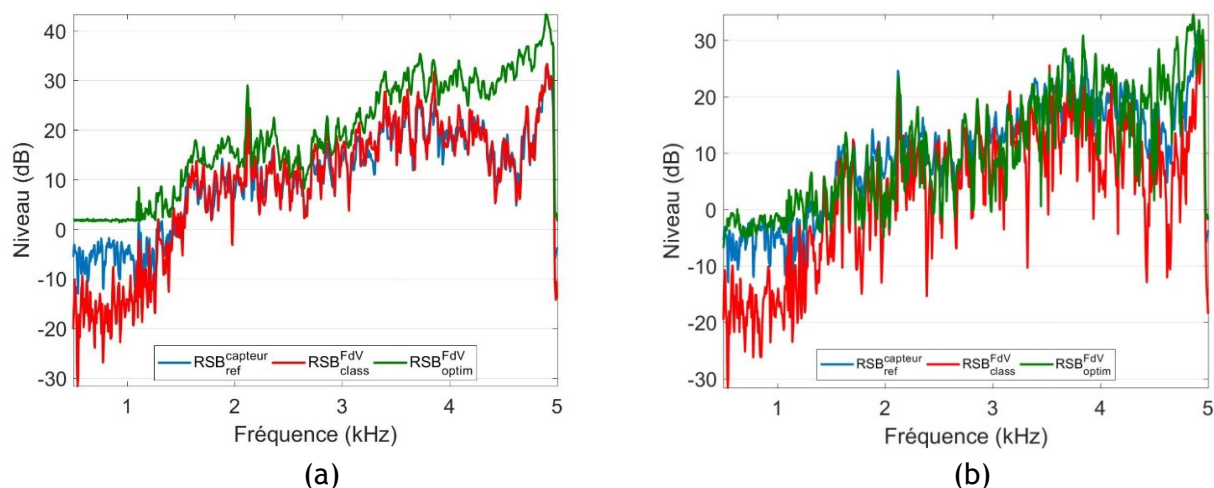


Figure VI.6. Comparaison du rapport signal à bruit en fonction de la fréquence: (a) RSB_{exp} ; (b) $RSB_{croisée}$. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

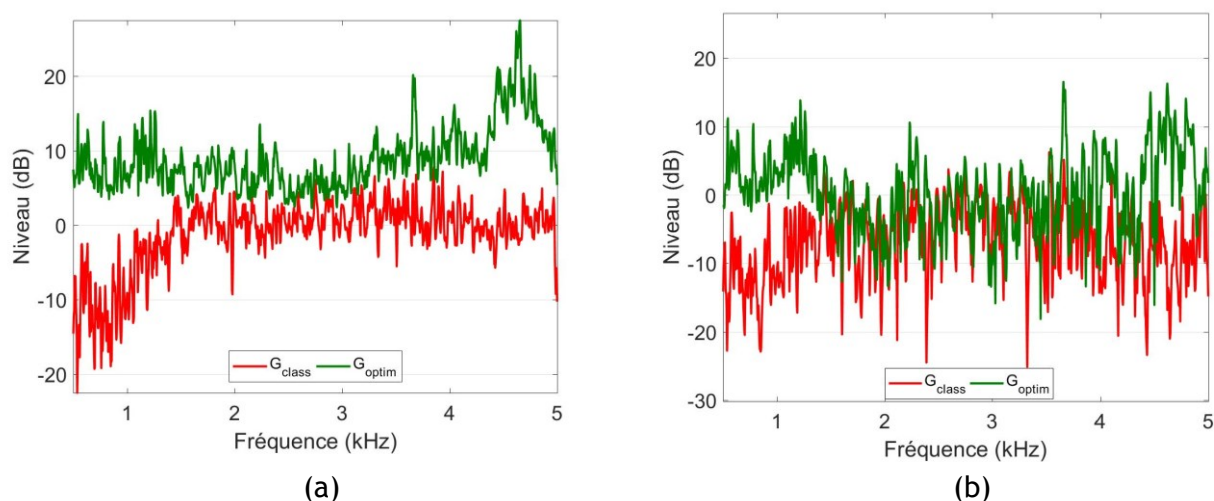


Figure VI.7. Comparaison du gain en fonction de la fréquence : (a) $Gain_{exp}$; (b) $Gain_{croisée}$. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

VI.2.B. Comparaison en bandes larges

Par la suite, nous allons considérer des bandes de fréquences de 500 Hz entre 500 et 5000 Hz (douze bandes au total). Pour estimer les niveaux en sortie de formation de voies, nous appliquons la procédure décrite à la section V.2.D.

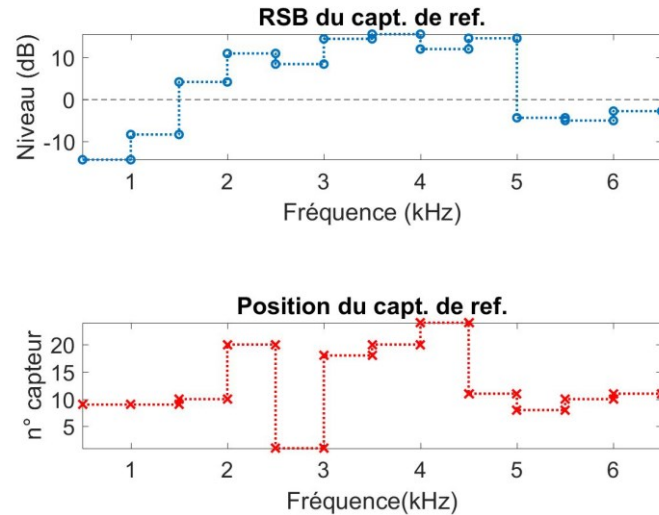
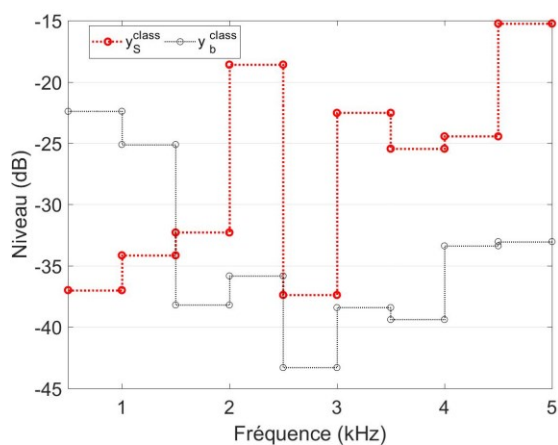


Figure VI.8. Rapport signal à bruit en fonction de la fréquence. $Q_{\text{eau}} = 140 \text{ ls}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$ pour un traitement bandes larges.

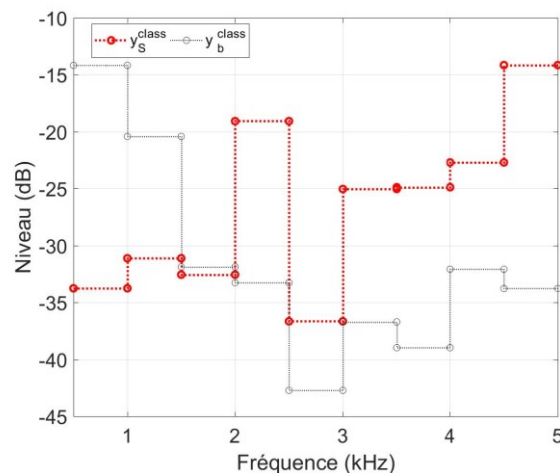
Nous remarquons à la Figure VI.8 une croissance monotone du RSB jusqu'à 2500 Hz de la même manière que nous avons pu l'observer à la Figure V.10 lors de l'étude numérique. Cependant, celle-ci prévoyait des niveaux supérieurs pour les fréquences correspondantes. Cela peut être attribué à la faiblesse du signal de l'hydrophone en-dessous de 2 kHz. Par ailleurs, la sommation sur les fréquences ne permet pas d'atteindre les valeurs maximales de l'étude bandes fines, qui arrive à dépasser les 30 dB vers 4800 Hz. Nous remarquons aussi que la position du capteur de référence est la plus proche de la position effective de la source entre 500 et 2000 Hz, malgré le très faible rapport signal-à-bruit, ainsi qu'entre 4 et 5 kHz.

En ce qui concerne les niveaux en sortie de formation de voies, nous pouvons observer le même effet constaté dans l'étude numérique : le traitement bandes larges permet d'augmenter les niveaux en sortie de formation de voies, faisant gagner près de 30 dB pour la formation de voies classique et optimisée. Cette augmentation est nettement supérieure à celle apportée par le même traitement bandes larges aux valeurs numériques simulées du chapitre précédent (voir Figure V.4 et V.11). L'étude bandes larges pourrait donc se révéler plus intéressante que nous n'avions pu le voir à la section V.2.D.

Nous pouvons dire aussi que ce traitement semble plus avantageux pour la formation de voies croisée, car il permet une meilleure séparation des niveaux pour le signal utile et celui du bruit d'écoulement en sortie de formation de voies (Figure VI.9.b et Figure VI.10.b). Cependant, les performances de la FV croisée restent inférieures de manière globale à celles de la FV expérimentale. Il nous faut cependant à comparer les rapports signal-à-bruit en sortie de chaque traitement afin de pouvoir juger quant à l'intérêt réel du traitement bandes larges.

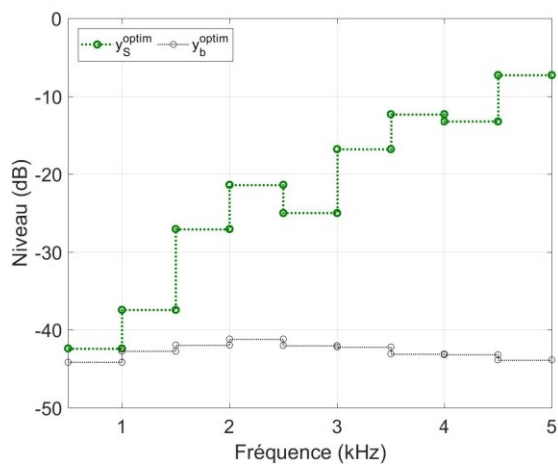


(a)

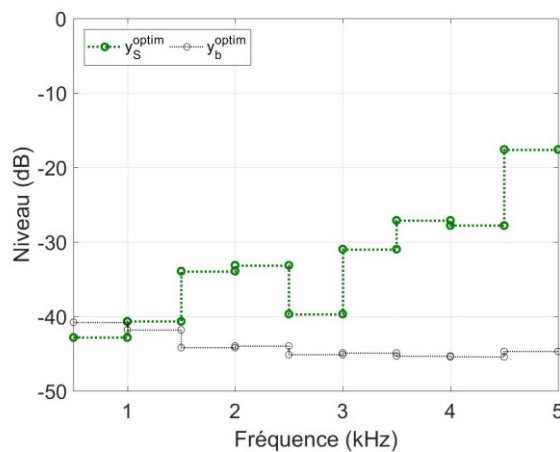


(b)

Figure VI.9. Comparaison par bandes des niveaux en sortie de la FV **classique**: (a) FV_{exp} ; (b) $FV_{\text{croisée}}$. $Q_{\text{eau}} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.



(a)



(b)

Figure VI.10. Comparaison par bandes des niveaux en sortie de la FV **optimisée**: (a) FV_{exp} ; (b) $FV_{\text{croisée}}$ optimisée. $Q_{\text{eau}} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

Le tracé des RSB montre que le traitement bandes larges permet d'améliorer la performance des FV classique et optimisée, par rapport à l'étude bandes fines. Pour l'approche expérimentale, nous constatons que la FV classique exhibe de niveaux supérieurs à 0 dB à partir de 2 kHz, cependant son intérêt reste minimal par rapport à l'usage de la FV optimisée. D'autre part, l'approche bandes larges permet d'améliorer la performance de la FV croisée, notamment du type optimisé qui exhibe des valeurs supérieures au RSB_{ref} entre 1 et 2 kHz et au-dessus de 3 kHz (Figure VI.11). Cela se traduit notamment par les valeurs atteintes par le gain en basses fréquences à la Figure VI.12. Globalement, nous pouvons dire que la FV optimisée utilisée en bandes larges reste intéressante pour faire émerger le signal d'une fuite dans un bruit d'écoulement à 140 l.s^{-1} .

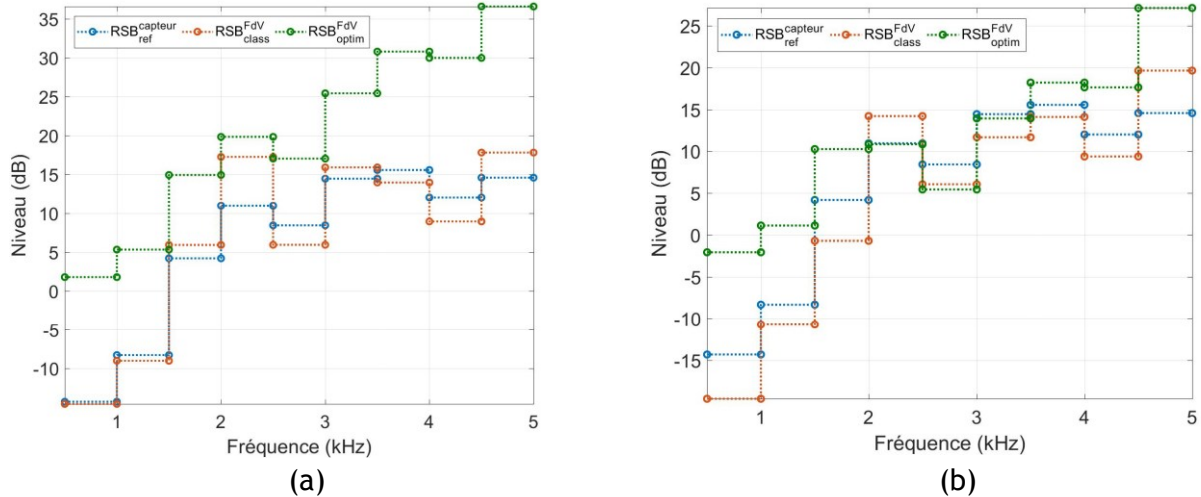


Figure VI.11. Comparaison par bandes du rapport signal à bruit en sortie de différentes FV : (a) RSB_{exp} ; (b) $RSB_{croisée}$. $Q_{eau} = 140 \text{ ls}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

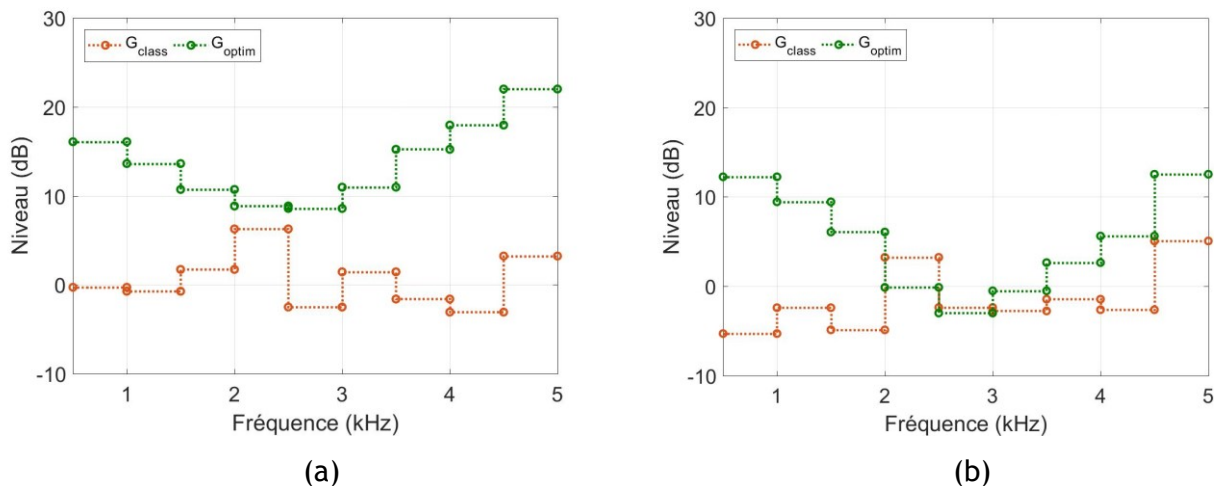


Figure VI.12. Comparaison en sortie de formation de voies du gain en sortie de différentes FV : (a) $Gain_{exp}$; (b) $Gain_{croisée}$. $Q_{eau} = 140 \text{ ls}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

VI.3. Cartographies dans l'espace de détection

Dans les conditions réelles de fonctionnement d'un générateur de vapeur, il serait pratiquement impossible de connaître a priori le vecteur de pointage qui maximise le gain en RSB, d'où l'intérêt d'examiner l'augmentation de ce RSB pour toutes les positions où une source est susceptible d'apparaître, au sein de la zone de fluide. Si l'on peut bénéficier, dans une période de « préapprentissage », des valeurs de fonctions de transfert en plusieurs positions de l'espace de détection, nous pouvons réaliser des cartographies susceptibles de montrer la position éventuelle d'une fuite. Cette étape peut consister soit en des mesures expérimentales du vecteur de pointage en divers points de la coque, soit en des simulations numériques de ces vecteurs. La deuxième possibilité nous semble relativement plus intéressante, car le calcul des vecteurs de pointage en partant de la mesure nécessite un temps d'acquisition en plus du temps nécessaire à l'acquisition initiale des données et à leur post-traitement (calcul des transformées de Fourier pour chaque capteur, pour chacune des positions plausibles de source). De plus, le maillage d'un tel espace ne peut pas atteindre la finesse d'un espace de détection simulé numériquement, au vu de la quantité de piquages et de montages de sources qu'il nécessite, éléments qui pourront influencer le comportement vibratoire du système mécanique, en plus de générer du bruit supplémentaire.

Nous cherchons à confronter les performances d'une formation de voies réalisée complètement de manière expérimentale (avec les limitations que cela impose sur la finesse du maillage) aux capacités de détection de la technique croisée où le maillage de l'espace de détection numérique est nettement plus fin. Vraisemblablement, l'approche numérique FV croisée offre la possibilité d'affiner la taille des mailles, mais également d'adapter cette taille à la longueur d'onde relative à chaque fréquence considérée. Ici, le maillage est défini suivant le critère de Shannon spatial, de telle sorte que l'espacement des mailles suivant la direction **axiale** soit égal à la demi-longueur d'onde la plus faible susceptible de se propager à une fréquence donnée. En théorie, cela devrait contribuer à réduire le nombre de lobes secondaires dues au repliement spatial, même s'il implique aussi qu'un vecteur de pointage à la position effective de la source ne soit pas forcément calculé. Nous définirons ainsi un maillage « numérique » de 495 mailles, tel que $\Delta x = 14 \text{ cm}$, $\Delta r = 1 \text{ cm}$ et $\Delta \theta = 120^\circ$. D'autre part, le maillage réalisé à partir des piquages sur la maquette expérimentale comprend 5 positions axiales et 3 positions radiales, soit un nombre total de 15 mailles.

Nous considérerons pour cela la bande de fréquence dont le gain en sortie de FV optimisée présente la valeur maximale parmi l'ensemble des bandes fréquentielles considérées à la section VI.2.B. Nous présentons les résultats moyennés sur 126 échantillons fréquentiels, avec un pas de 4 Hz.

Nous illustrons les résultats pour un signal de bruit et de source séparément, en plus d'un signal comprenant le bruit d'écoulement et le signal de fuite, cela pour une source au droit de l'antenne. Nous pouvons en tirer plusieurs enseignements :

- Nous constatons que la sommation suivant les fréquences réduit drastiquement les niveaux du signal de bruit d'écoulement par rapport à un signal où existe une source acoustique, ce qui est bien en accord avec les résultats de la Figure V.14 (section), cela pour les deux variantes (c.-à-d. expérimentale et croisée) de la FV.
- La formation de voies expérimentale présente un certain nombre de lobes secondaires. Cela peut être corrélé au maillage grossier de l'espace de détection et à la possibilité de l'existence du repliement spatial. Ces notions ne seront pas approfondies dans ce travail, mais peuvent constituer une piste d'études supplémentaires. Nous pouvons citer particulièrement les travaux de Cigada [CLRVO8] en ce qui concerne la réduction du repliement spatial dans les techniques de formation de voies.
- La formation de voies croisée offre une bonne possibilité de détection, en dépit de l'incohérence des vecteurs de pointage numériques avec les fonctions de transfert réelles de la source expérimentale. En effet, nous distinguons une augmentation de toutes les valeurs de l'espace de détection en présence de la source (Figure VI.13.a et Figure VI.13.b). La localisation semble aussi possible au plus près de la position de la source.

Nous pouvons nous attendre à un bon potentiel de détection pour la FV croisée avec l'amélioration des vecteurs de pointage numérique. La FV expérimentale se révèle intéressante malgré le faible nombre de nœuds dans l'espace de détection pour jouer le rôle d'une alarme « précoce » dans le cas de l'amorçement d'une fuite dans l'espace où des vecteurs de pointage ont été calculés.

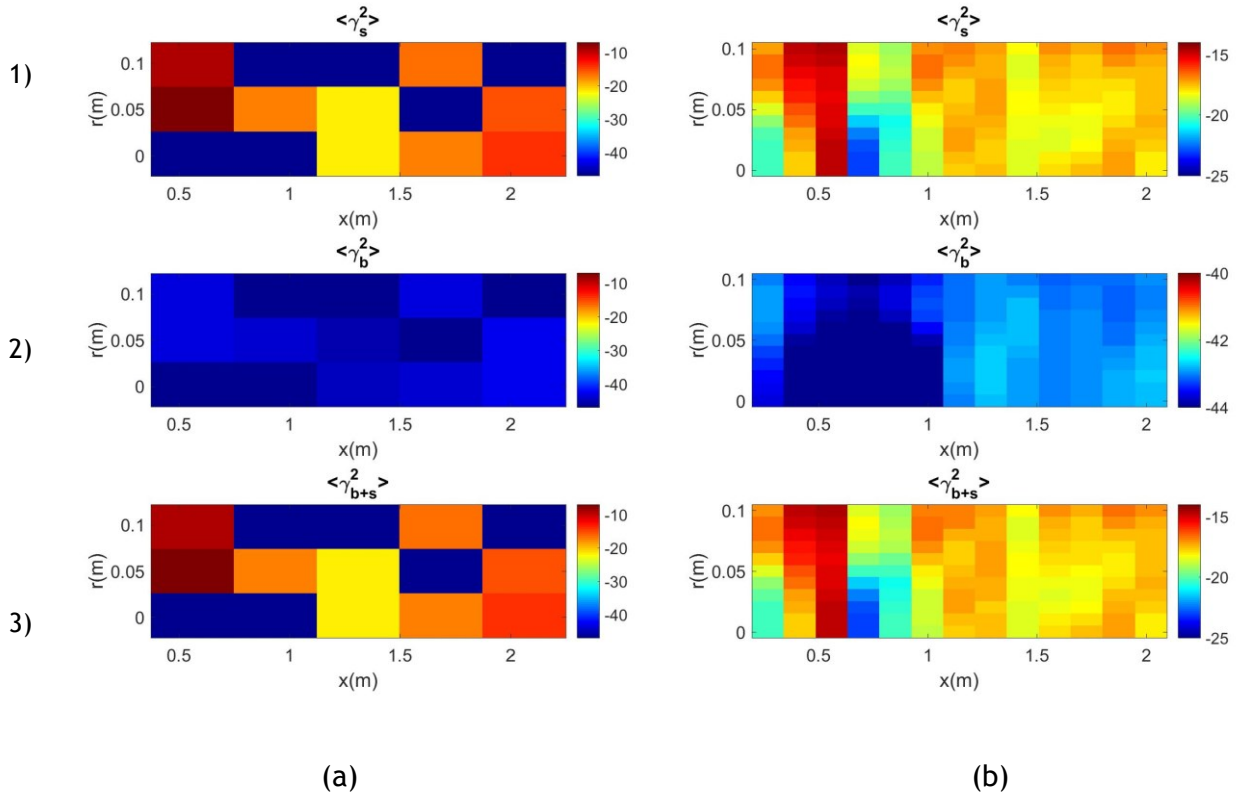


Figure VI.13. Cartographies de localisation sommées sur les fréquences dans le plan ($\theta = 0^\circ$). pour une source au droit de l'antenne: (a) Formation de voies expérimentale ; (b) Formation de voies numérique. $Q_{eau} = 140 \text{ ls}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (0.56 \text{ m}, 0.052 \text{ m}, 0^\circ)$. $f \in [4500; 5000\text{Hz}]$.

VI.4. Amélioration de la détection par usage d'antenne à géométrie hélicoïdale

Dans le but d'étudier l'influence de la géométrie de l'antenne, nous considérons la répartition des capteurs suivant une géométrie d'hélice le long de la section instrumentée de la veine d'essais. Ainsi nous distribuons vingt-cinq accéléromètres sur une longueur de 3.06 m, ce qui revient à un espacement axial de 127 mm de ces derniers, et un écart angulaire de 45° entre deux capteurs consécutifs. Nous considérons une position de la source au milieu de la maquette, soit au centre de la répartition axiale des capteurs de l'antenne, en $(x_s = 1.3\text{m}, r_s = 0.052\text{m}, \theta = 0^\circ)$. Une telle géométrie permet notamment de s'affranchir de la possibilité que la source de fuite se retrouve « hors champ » de l'antenne de capteurs.

Nous illustrons à la Figure VI.14 les autospectres mesurés par les capteurs en présence de la source ou du bruit seul, ainsi que le tracé du RSB sur les capteurs ponctuels de l'antenne. Nous observons des valeurs plus dispersées sur l'autospectre du signal de l'hydrophone sur la bande de fréquences utilisés. Compte tenu de la disposition des capteurs, il n'est plus possible d'identifier les modes axiaux qui apparaissent à certaines fréquences. Nous constatons aussi que les valeurs du RSB du capteur de référence, bien que globalement similaires aux valeurs atteintes par l'antenne linéaire à la, semblent plus homogènes sur l'ensemble des fréquences entre 2 kHz et 5 kHz (Figure VI.15).

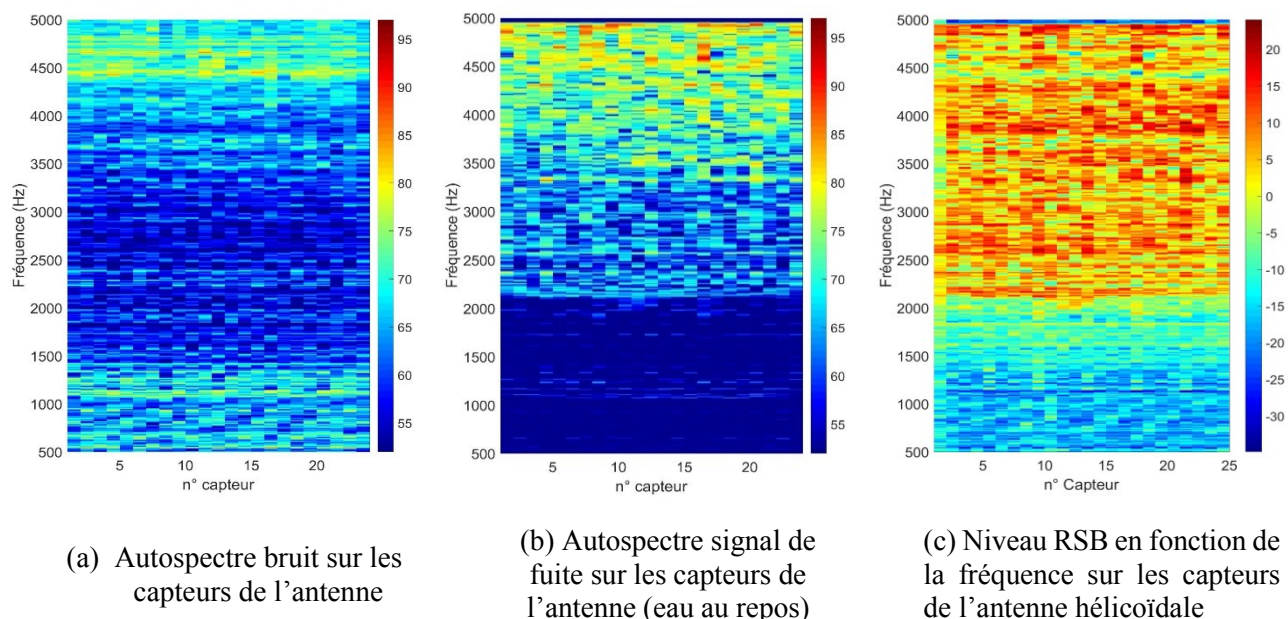


Figure VI.14. Variation des niveaux du bruit et de la source sur les capteurs de l'antenne hélicoïdale suivant les fréquences. $Q_{\text{eau}} = 140 \text{ l. s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.31\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$. Ref décibels 10^{-12} m/s^2 .

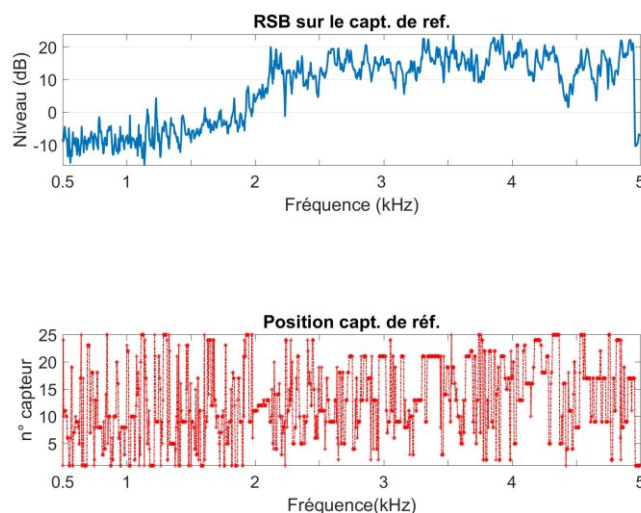


Figure VI.15. RSB et numéro du capteur de référence suivant les fréquences pour l'antenne hélicoïdale. $Q_{\text{eau}} = 140 \text{ l. s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.31\text{m}, 0.0527\text{m}, 0^\circ)$.

Examinons maintenant la performance de la détection d'une source placée à la position $(x_s = 1.3 \text{ m}, r_s = 0.052 \text{ m}, \theta = 0^\circ)$ par une antenne à géométrie hélicoïdale. Le débit d'écoulement d'eau est toujours égal à 140 l. s^{-1} . Nous considérons uniquement la FV « expérimentale » étant donné que la FV « croisée » a présenté des résultats relativement dégradés que la géométrie de l'antenne ne peut les améliorer.

L'étude du tracé du RSB en sortie des diverses techniques de FV à la Figure VI.16 montre une meilleure performance de la FV optimisée expérimentale en utilisant une antenne hélicoïdale qu'avec une antenne linéaire. Ceci se traduit par un gain effectif qui varie entre 10 dB et 35 dB avec l'antenne hélicoïdale alors qu'il oscillait entre 5 et 25 dB avec l'antenne linéaire. Ces résultats peuvent être induits

par la géométrie de l'antenne qui couvre spatialement une zone plus large. Nous précisons néanmoins que ces données ne sont pas strictement comparables à celles de l'antenne linéique, car les distances entre la source et les capteurs ne sont pas les mêmes (seule la position radiale de la source est conservée). Une analyse plus poussée pourrait constituer une perspective d'étude, où d'autres positions de source seront considérées pour étudier l'existence d'un manifeste avantage relatif à ce type de géométrie d'antenne. Néanmoins, l'analyse en bandes larges à la Figure VI.17 indique que des gains effectifs substantiels peuvent être obtenus pour cette configuration (c.-à-d. entre 10 dB et 28 dB).

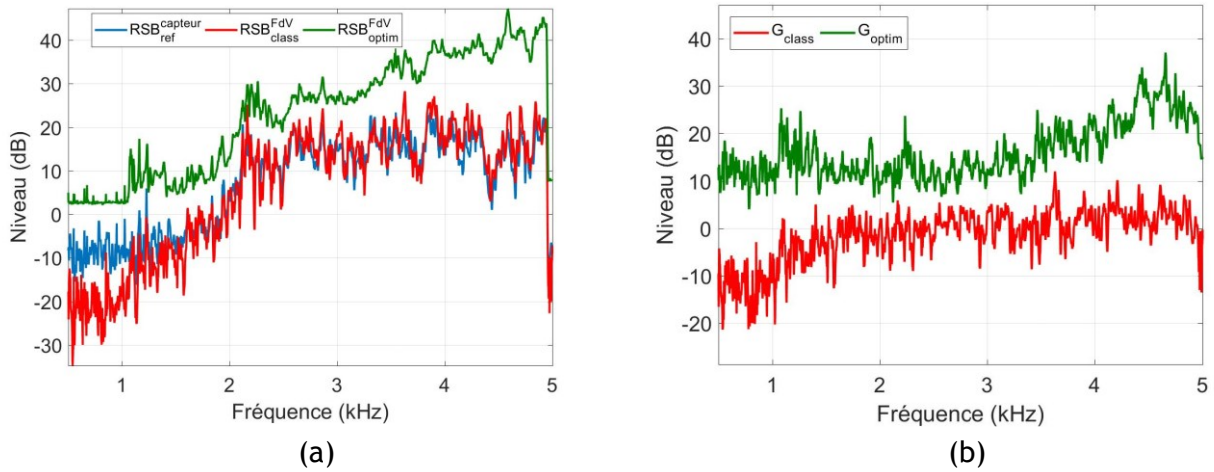


Figure VI.16. Comparaison du rapport signal à bruit en fonction de la fréquence: (a) RSB_{exp} ; (b) $Gain_{exp}$. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.31 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

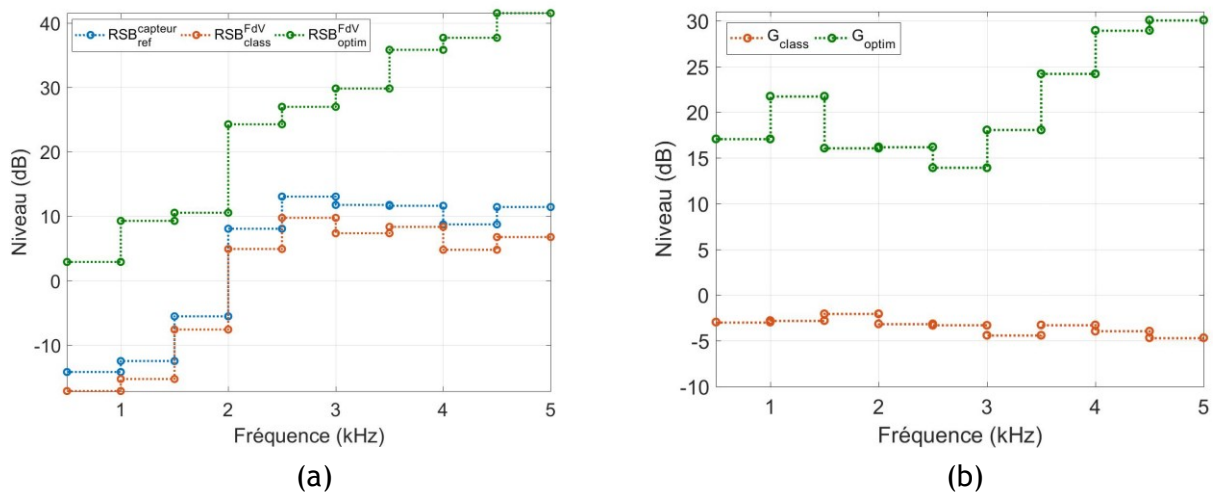


Figure VI.17. Comparaison du rapport signal à bruit en fonction de la fréquence. (a) RSB_{exp} ; (b) $Gain_{exp}$. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en $(x_s, r_s, \theta_s) = (1.31 \text{ m}, 0.0527 \text{ m}, 0^\circ)$.

VI.5. Analyse de sensibilité

Nous rappelons que pour tous les résultats présentés ci-dessus, le bruit utilisé dans la définition des vecteurs de pointage correspond au même bruit auquel nous appliquons la FV optimisée par la suite (voir section V.2). Cela constitue un cas idéal où nous supposons connaître parfaitement le bruit qu'il fallait rejeter. En réalité, les vecteurs de pointage peuvent être définis aux mêmes instants où la matrice interspectrale du bruit peut être estimée, mais en dehors de ces instants, le bruit peut évoluer, ce qui risque d'induire une dégradation des performances de la formation de voies. Nous proposons d'étudier la possibilité de cette dégradation à partir de mesures à différents instants du bruit de l'écoulement.

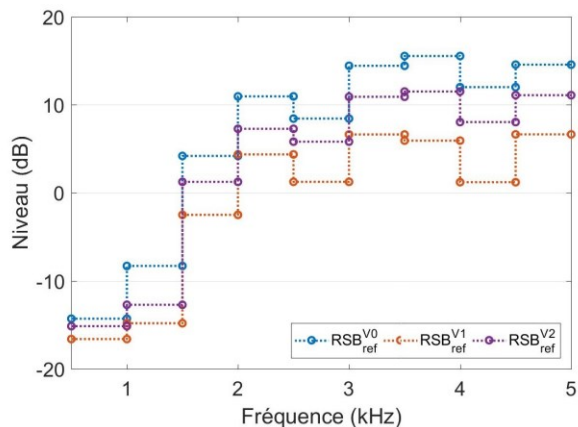
Nous définissons 3 instants où le bruit vibratoire induit par l'écoulement à 140 l/s est caractérisé sur l'antenne linéaire :

- V_0 , correspond à l'instant t_0 . La matrice interspectrale du bruit est alors utilisée pour définir les vecteurs de pointage en utilisant l'équation (V-5).
- V_1 , correspond à l'instant $t_1 = t_0 + 60 \text{ mn}$;
- V_2 , correspond à l'instant $t_2 = t_0 + 120 \text{ mn}$.

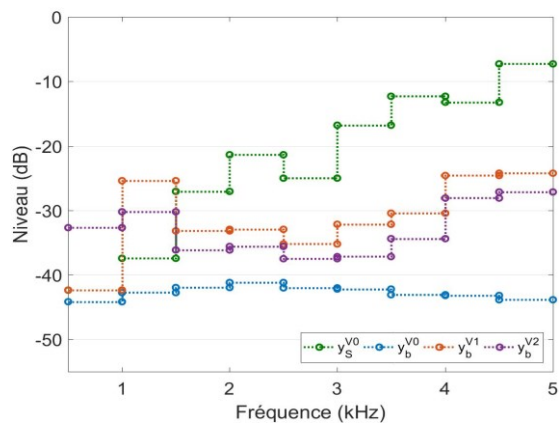
Pour ne pas surcharger l'analyse et dans un souci de lisibilité, nous ne considérons que l'analyse en bandes larges. Nous comparons à la Figure VI.18.a le RSB sur le capteur de référence pour les 3 instants. Nous pouvons clairement noter que le bruit vibratoire n'est pas stable dans le temps. Comme le RSB a diminué entre V_0 et V_1, V_2 , cela indique que le bruit vibratoire a augmenté entre les trois versions (de l'ordre de 5 à 10 dB suivant les bandes de fréquence et les instants).

La formation de voies « optimisée » est appliquée à ces 3 instants en considérant toujours les mêmes vecteurs de pointage définis à l'instant V_0 . Les niveaux en sortie de FV sont présentés à la Figure VI.18.b. Pour les instants V_1, V_2 , les niveaux liés au bruit sont significativement supérieurs à ceux de l'instant V_0 . A priori, ceci peut s'expliquer d'une part du fait que les niveaux sur les capteurs sont plus forts pour ces instants (voir Figure VI.18.a) et d'autre part, parce que la FV rencontre une certaine difficulté à rejeter ces bruits qui ne présentent pas la même cohérence spatiale qu'à l'instant V_0 .

La différence entre le RSB en sortie de FV (affichés à la Figure VI.19.a) et le RSB sur le capteur de référence nous donne le gain effectif pour chaque instant. Les résultats sont présentés à la Figure VI.19.b. Nous pouvons constater que ce gain reste significatif quel que soit l'instant considéré et quelle que soit la bande de fréquence considérée. Ceci semble montrer que l'approche est relativement robuste ou du moins, qu'elle n'est pas forcément sensible à de légères variations du bruit. Nous pouvons néanmoins noter des dégradations de performance par rapport à la configuration idéale qui correspond aux résultats à l'instant V_0 . Nous notons en particulier une diminution du gain de l'ordre de 10 dB dans la plage haute de la bande de fréquence étudiée. L'évolution de la cohérence spatiale du bruit vibratoire au cours du temps est certainement à l'origine de ces dégradations de performance. Pour éviter celles-ci, on peut recommander pour les applications pratiques de mesurer régulièrement la matrice interspectrale du bruit (par exemple toutes les 5 mn). Pour ce faire, nous utiliserons des acquisitions réalisés avec l'antenne hélicoïdale puisque nous n'en disposons pas pour l'antenne linéaire.

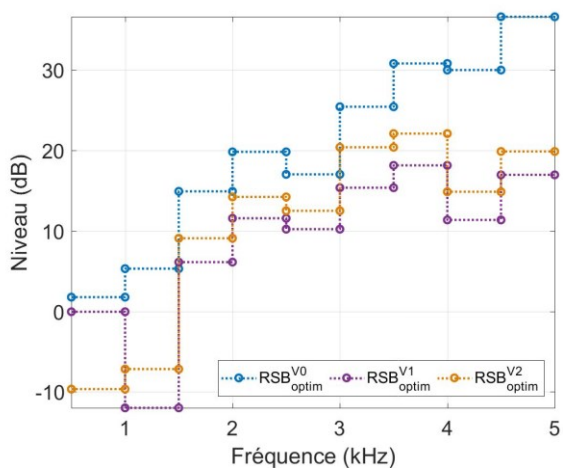


(a)

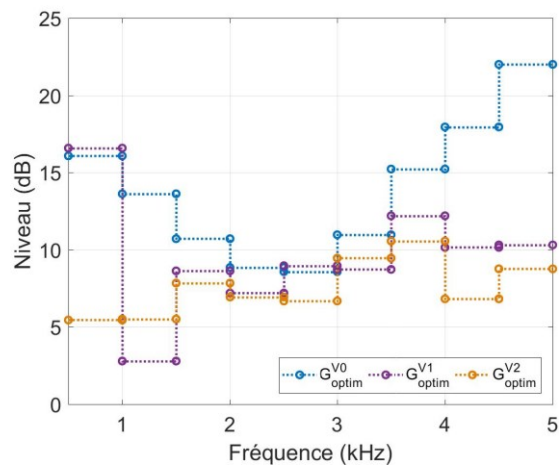


(b)

Figure VI.18. Comparaison du RSB et niveaux en sortie de FV optimisée en fonction de la fréquence pour différentes acquisitions du bruit: (a) RSB du capteur de référence ; (b) Niveaux en sortie de FV optimisée. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Source en ($x_s = 0.56\text{m}$, $r_s = 0.052\text{m}$, $\theta = 0^\circ$).



(a)



(b)

Figure VI.19. Illustration du RSB et du gain en fonction de la fréquence pour différentes acquisitions du bruit: (a) RSB pour FV optimisée; (b) Gains. $Q_{eau} = 140 \text{ l.s}^{-1}$. Position source ($x_s = 0.56\text{m}$, $r_s = 0.052\text{m}$, $\theta = 0^\circ$).

VI.6. Conclusion

À partir des mesures vibratoires réalisées sur la maquette, nous avons pu mettre en évidence dans ce chapitre l'inadéquation de la formation de voies classique pour la détection de source acoustique dans une configuration de bruit de fond spatialement cohérent (c-à-d. débit de 140 l/s), quelles que soient les fréquences considérées dans la bande d'émission de la source acoustique [500 Hz – 5 kHz]. Ceci est cohérent avec les observations faites dans la thèse de J. Moriot à des fréquences harmoniques, où des gains avaient été observés uniquement pour des vitesses d'écoulement faibles. Dans le cas présent, le bruit vibratoire induit par l'écoulement présente de fortes corrélations spatiales (comme cela a pu être observé au CHAPITRE IV, ce qui dégrade fortement les performances de la formation de voies classique.

D'autre part, la technique de formation de voies « optimisée » qui vise à maximiser le RSB en sortie de formation de voies a présenté des gains effectifs très significatifs sur toute la bande de fréquence étudiée. Ceci vient du fait que les vecteurs de pointage mesurés tiennent compte de la corrélation spatiale du bruit vibratoire. Ils ont été définis comme le meilleur compromis entre la maximisation de la réponse en signal et minimiser la réponse en bruit. L'analyse en bandes larges, qui sera la plus appropriée pour la détection de sources bandes larges telles que la réaction eau-sodium, a présenté des gains légèrement supérieurs à l'analyse en bandes étroites. Ceci provient essentiellement de la différence de définition du capteur de référence entre les 2 analyses. Des gains en bandes larges de 9 dB à 23 dB et de 10 dB à 28 dB ont été observés avec les antennes linéaire et hélicoïdale, respectivement.

Cependant, ces gains significatifs ont été obtenus en considérant des données « idéales » pour définir les vecteurs de pointage « optimisés » :

- Nous avons considéré les fonctions de transfert source-capteurs mesurées sur la maquette. Dans la pratique (pour une application à un générateur de vapeur, par exemple), il sera difficile de mesurer celles-ci pour toutes les positions de la source dans l'espace de détection. Nous avons pu observer des performances dégradées issues de l'utilisation des fonctions de transfert calculées à partir du modèle présenté au CHAPITRE II. Cependant, les cartographies de l'espace de détection ont montré des résultats prometteurs si cette variante est appliquée dans un espace de détection où une éventuelle source de fuite bandes larges puisse exister. Des travaux seraient à effectuer dans le futur pour améliorer la représentativité du modèle numérique qui nous a principalement aidés dans cette thèse à appréhender les principaux phénomènes physiques rencontrés. Le taux de fausses alarmes de cette technique devra aussi être examiné.
- La matrice interspectrale des accélérations caractérisant le bruit a été utilisée pour définir les vecteurs de pointage ainsi que pour tester les performances de la formation de voies. À la fin de ce chapitre, nous avons pu voir que les performances se dégradent au bout d'une durée d'acquisition de 60 minutes des mesures du bruit. L'analyse des mesures sur les capteurs a montré que l'écoulement n'avait pas atteint la stabilité sur la période de temps considérée. Les niveaux vibratoires ainsi que la cohérence spatiale du champ vibratoire changent. Dans la pratique, il serait plus judicieux de réactualiser les vecteurs de pointage sur des périodes plus courtes (de l'ordre de quelques minutes).

CONCLUSION GÉNÉRALE

“Nothing in life is to be feared, it is only to be understood.

Now is the time to understand more, so that we may fear less”

Marie Curie

Les travaux présentés dans cette thèse s’inscrivent dans le cadre de l’étude d’une méthode de détection vibroacoustique non intrusive d’une fuite d’eau dans le sodium, à l’intérieur du générateur de vapeur d’un réacteur nucléaire refroidi au sodium liquide. La méthode de formation de voies vibroacoustiques initialement développée par J. Moriot au cours d’une première thèse est reprise. L’intérêt de la formation de voies pour la détection réside dans son aptitude à combiner des signaux de plusieurs capteurs afin de faire ressortir le signal de la source lorsque celle-ci est noyée dans un bruit de fond. On peut quantifier par le gain **effectif** l’augmentation du rapport signal-à-bruit (RSB) en sortie de formation de voies par rapport au RSB initial sur un capteur de référence ponctuel.

À partir de la détection sur un critère seuil en sortie de formation de voies (au lieu du capteur de référence), ce gain permet d’améliorer le pourcentage de détection tout en limitant les fausses alarmes.

La thèse de J. Moriot présentait des résultats encourageants, obtenus à partir de modèles numériques académiques (plaque ou coque infinie couplée à un fluide lourd) et de données expérimentales. Ces résultats se limitaient cependant à quelques fréquences harmoniques uniquement. Par ailleurs, la maquette d’essai mise en œuvre ne permettait pas une maîtrise totale de tous les phénomènes physiques pouvant impacter les performances de la formation de voies (comme la présence de brides et de grille-entretoises pouvant engendrer des vibrations supplémentaires dans les parois de la veine).

L’objectif de la présente thèse était donc double : développer des modèles numériques d’une part et réaliser de nouvelles investigations expérimentales d’autre part, afin de mieux appréhender ces phénomènes physiques et d’étudier leur influence sur la formation de voies. Dans ce but, nous avons repris le travail de modélisation en se focalisant sur la configuration expérimentale de la maquette développée dans la thèse de J. Moriot (c.-à-d. sans faire référence à la détection d’une réaction sodium/eau sur un éventuel projet de générateur de vapeur) : la source à détecter consiste en un hydrophone en mode émission placé à l’intérieur de la conduite cylindrique (c.-à-d. la maquette) qui est elle-même reliée au circuit hydraulique par deux brides de fixation. Le bruit perturbateur est induit par l’écoulement de l’eau qui est supposé turbulent à partir d’un certain débit. L’antenne est composée de vingt-cinq accéléromètres placés sur la conduite d’essai. L’objectif du traitement par formation de voies est de réaliser un filtrage spatial des 25 signaux afin de faire ressortir le signal de la source tout en rejetant le bruit vibratoire induit par l’écoulement.

La méthodologie considérée dans cette thèse se décompose en 3 étapes :

- Dans un premier temps, des modèles numériques représentatifs de la maquette d’essai ont été développés et analysés, en assimilant la veine à une coque cylindrique mince à extensions latérales infinies chargée d’un fluide lourd et couplée à des raidisseurs circonférentiels axisymétriques. Dans ces modèles, nous avons considéré différentes excitations possibles du système pour étudier séparément la réponse vibratoire en signal (excitation par monopôle) ainsi que la réponse vibratoire en bruit (excitation par écoulement turbulent).
- Dans un second temps, une campagne de mesures a été réalisée sur la maquette disponible au centre technique d’AREVA au Creusot sur laquelle des améliorations ont été apportées par rapport au dispositif considéré dans la thèse de J. Moriot. Cela nous a permis d’acquérir les réponses vibratoires de la coque pour différentes positions de l’hydrophone, avec différentes vitesses d’écoulement et dans une large gamme de fréquences. Nous avons ensuite pu confronter ces résultats expérimentaux aux résultats des modèles numériques ;

- Finalement, les résultats numériques et expérimentaux ont été utilisés pour analyser les performances des deux types de formation de voies (classique et optimisée pour la maximisation du RSB).

Ces investigations ont permis de dégager différents résultats dont on énumère les plus importants par la suite:

Dans le CHAPITRE I, nous avons présenté un état de l'art des sujets en lien avec l'étude menée : modélisation vibroacoustique des systèmes mécaniques complexes de coques à partir des méthodes de la sous-structuration ; caractérisation du bruit induit par une couche limite turbulente ; détection acoustique non intrusive. Différents principes de la formation de voies (FV) ont été décrits. Par la suite, nous nous sommes intéressés à deux types de formation de voies : la FV « classique » qui suppose le bruit à rejeter comme parfaitement incohérent et à la FV « optimisée » qui maximise le RSB en sortie de formation de voies. Nous avons vu que cette dernière nécessitait une connaissance a priori de la matrice interspectrale du bruit.

Dans le CHAPITRE II, nous avons développé un modèle de coque mince à extensions latérales infinies remplie d'un fluide lourd et couplée à deux raidisseurs axisymétriques représentant les brides. Deux types d'excitation ont été considérés : un monopôle acoustique dans le fluide et un effort mécanique radial sur la coque. Nous avons opté pour une sous-structuration du problème par la méthode des admittances circonférentielles et pour une résolution dans l'espace des nombres d'onde du système de la coque couplée au fluide. Les raidisseurs axisymétriques sont alors représentés par des modèles d'anneaux circulaires. Après une analyse de sensibilité des résultats aux différents paramètres du modèle, nous avons analysé le champ vibratoire sur la coque pour le cas le plus représentatif de la maquette expérimentale. Les courbes de dispersion opérationnelles nous ont permis de mettre en évidence l'apparition (à différentes fréquences) des divers modes de propagation de la coque remplie du fluide lourd. Nous avons également noté l'apparition de pics de résonances associés à des « pseudo-modes » axiaux dus à la présence des raidisseurs.

Dans le troisième chapitre, nous avons présenté la modélisation de la coque lorsque celle-ci est excitée par une couche limite turbulente homogène et parfaitement établie. Ceci a nécessité d'adapter la formulation générale d'une structure soumise à une excitation aléatoire au cas cylindrique de notre système. Nous avons choisi de déterminer les fonctions de sensibilité circonférentielles qui apparaissent dans cette formulation à partir d'un principe de réciprocité et en employant le modèle vibroacoustique de coque raidie, développé au CHAPITRE II pour des excitations mécaniques. Une confrontation des résultats de ce modèle numérique aux données expérimentales d'une équipe de chercheurs à l'Université de Pennsylvanie a permis de montrer l'aptitude de notre simulation à restituer les bons ordres de grandeur des niveaux vibratoires constatés expérimentalement pour le système mécanique utilisé en Pennsylvanie. Par la suite, l'analyse des résultats numériques sur la configuration relative à la maquette expérimentale du Creusot a mis en évidence une forte cohérence spatiale du champ vibratoire aux fréquences de résonances du système, et ce malgré que les fluctuations de pression soient faiblement corrélées spatialement à l'échelle observée. À l'opposé, nous avons pu observer que la contribution de l'ordre $n = 0$ à ce champ vibratoire apparaît moins cohérente suivant une génératrice de la coque, élément qui peut s'avérer intéressant pour la formation de voies classique.

Au CHAPITRE IV, nous avons présenté les conditions expérimentales de la campagne de mesures réalisée au centre technique du Creusot. Ces données expérimentales ont aussi été confrontées aux résultats des modèles numériques développés aux deux chapitres précédents :

- Pour une excitation mécanique sur la coque, nous avons pu observer une assez bonne concordance entre le modèle et l'expérimentation. On retrouve les fréquences d'apparition des ordres circonférentiels ainsi que des pseudo-résonances axiales. De légers décalages des pics dans la partie haute du spectre peuvent s'expliquer par les hypothèses du modèle (notamment la non-prise en compte du couplage en rotation entre la coque et les raidisseurs) ;
- A contrario, pour l'excitation par l'hydrophone en émission, les comparaisons modèle-expérimentation sont moins concluantes. Compte tenu de la taille de l'hydrophone, les niveaux émis dans les basses fréquences restent relativement faibles et ne permettent pas d'avoir de très bonnes cohérences avec les signaux des accéléromètres ;

- Pour l'excitation par l'écoulement turbulent, nous avons constaté que les niveaux vibratoires prédits avec le modèle étaient significativement moins élevés que ceux mesurés pour différentes vitesses d'écoulement. Étant donné que la confrontation avec les mesures de l'Université de Pennsylvanie était concluante, nous en avons déduit que l'écoulement turbulent n'était pas l'unique source d'excitation dans notre cas malgré le soin porté à l'expérimentation (c.-à-d. section de tranquillisation, grille pour redresser l'écoulement, ballon de découplage). En revanche, on a pu retrouver la forte cohérence spatiale du champ vibratoire comme cela a été prédit par le modèle.

Dans le CHAPITRE V, nous avons exploité les modèles numériques développés précédemment pour simuler la réponse en signal et en bruit de l'antenne afin d'investiguer les performances des deux types de formation de voies considérés dans cette étude (c.-à-d. classique et optimisée pour maximiser le RSB). Des performances médiocres ont été observées pour la formation de voies classique. Ceci peut être imputé à la forte cohérence des signaux reçus par l'antenne en présence du bruit vibratoire induit par l'écoulement comme cela a été observé numériquement et expérimentalement dans les chapitres précédents. Par ailleurs, les résultats obtenus à partir de la formation de voies « optimisée » basée sur la connaissance de la matrice interspectrale du bruit se sont avérés beaucoup plus encourageants pour la détection de la source. Des gains effectifs de l'ordre de 20 dB ont été obtenus à partir d'une antenne de 25 capteurs. Par la suite, une analyse en bandes larges a été effectuée. Celle-ci est bien adaptée pour la détection de sources larges bandes ce qui est le cas de la réaction sodium-eau dans un générateur de vapeur. Des gains effectifs légèrement supérieurs à l'analyse en bandes fines ont été observés. En marge de ces études, nous avons mené quelques investigations préliminaires concernant l'utilisation de fils piézoélectriques pour mesurer uniquement les composantes $n = 0$ pour détecter la source. Cette démarche a mis en évidence de meilleures performances, particulièrement en basses fréquences grâce à un RSB beaucoup plus fort par rapport à celui des capteurs ponctuels pour la même configuration. Ces premières investigations sont à renforcer, mais elles semblent très prometteuses.

Dans le CHAPITRE VI, nous avons mené le même type d'investigations qu'au cinquième chapitre, mais en considérant des signaux expérimentaux provenant des mesures vibratoires sur la maquette. De nouveau, nous avons pu voir que la formation de voies classique était inopérante pour les débits d'écoulement forts (c.-à-d. typiquement à 140 l/s) et ce, quelles que soient les fréquences dans la bande [500 Hz – 5 kHz]. Par ailleurs, des gains effectifs très significatifs sur toute la bande de fréquence étudiée ont été observés par la formation de voies optimisées. Ceci vient du fait que les vecteurs de pointage tiennent compte de la corrélation spatiale du bruit vibratoire. En bandes larges, des gains variant suivant les bandes fréquentielles de 9 dB à 23 dB et de 10 dB à 28 dB ont été observés avec les antennes linéaire et hélicoïdale, respectivement. Il faut néanmoins rappeler que ces gains ont été obtenus en considérant des données « idéales » pour définir les vecteurs de pointage « optimisés ». En effet :

- Les fonctions de transfert source-capteurs mesurées sur la maquette ont été considérées. La comparaison à une formation de voies « croisée » où l'utilisation des fonctions de transfert calculées à partir du modèle présenté au deuxième chapitre montrait des performances fortement dégradées comme nous pouvions nous y attendre.
- La matrice interspectrale des accélérations caractérisant le bruit a été utilisée à la fois pour définir les vecteurs de pointage et pour tester les performances de la formation de voies. À la fin du chapitre, nous avons pu observer que les performances se dégradent si on considérait des matrices interspectrales différentes issues de mesures à 60 minutes d'intervalle. L'analyse des mesures sur les capteurs a montré que l'écoulement était non stable sur la période de temps considérée. Les niveaux vibratoires ainsi que la cohérence spatiale du champ vibratoire changent. Dans la pratique, il serait conseillé de réactualiser les vecteurs de pointage sur des périodes plus courtes (de l'ordre de quelques minutes).

Perspectives

Les comparaisons entre des résultats du modèle présenté au CHAPITRE II et les mesures au marteau à choc ont montré que la modélisation numérique reconstituait bien les phénomènes physiques dans leur ensemble : fréquences d'apparition des ordres circonférentiels, présence des modes axiaux, atténuation vibratoire au passage du raidisseur. Nous avons cependant noté de légers décalages des pics de résonance ou des différences de niveau qui ont été très dommageables pour générer des vecteurs de pointage appropriés pour la formation de voies. Par ailleurs, les confrontations calcul/essai se sont révélées plus délicates pour une excitation monopolaire étant donné que les mesures étaient nettement plus bruitées. Des perspectives s'ouvrent donc autant sur le plan numérique qu'expérimental.

Afin améliorer la représentativité de ce modèle, il serait nécessaire de prendre en compte le couplage suivant les quatre degrés de liberté (c.-à-d. 3 translations et 1 rotation) entre la coque et les raidisseurs (et ne pas se limiter au couplage suivant la direction radiale). La méthode des admittances circonférentielles (CAA) permet de prendre en compte ces 4 degrés de liberté comme cela a déjà été mis en œuvre pour modéliser les coques épaisses de sous-marin [MaGi10]. La prise en compte du couplage suivant la rotation tangentielle soulève un problème de convergence au niveau du calcul des admittances rotation/moment par l'approche spectrale. La méthode d'accélération de convergence dans les nombres d'onde proposée en [MaGi10] pourra alors être mise en œuvre pour contourner cet obstacle. Elle s'appuie sur une représentation des hauts nombres d'onde par un modèle analytique de la coque cylindrique avec prise en compte de l'effet de masse ajouté par le fluide.

Par ailleurs, il faudra déterminer de même les admittances circonférentielles des raidisseurs suivant les 4 degrés de liberté (c.-à-d. matrice 4×4). Une modélisation éléments finis axisymétriques ou axi-cyclique d'un raidisseur avec un logiciel du commerce permettent aisément d'en déduire ces admittances dans une large gamme de fréquences.

Le modèle plus complexe permettra d'étudier les nouvelles corrélations calculs/essais, que l'on peut s'attendre à ce qu'elles soient meilleures que celles observées à partir du modèle actuel. Une source d'incertitude persistera en ce qui concerne la dissipation de l'énergie dans la structure (coque, raidisseurs) ou dans le fluide. Des valeurs forfaitaires de facteur de perte interne sont actuellement attribuées, généralement indépendamment de la fréquence, à la coque, aux raidisseurs et au fluide. On pourra envisager une phase de recalage du modèle à partir des mesures effectuées au marteau de choc. Ce dernier servirait alors à générer les vecteurs de pointage.

Dans la pratique, il n'est pas réaliste de mesurer les vecteurs de pointage sur un générateur de vapeur, car cela nécessiterait d'exciter le système par un monopôle acoustique en tout point de l'espace de détection. En revanche, il reste acceptable d'exciter mécaniquement la virole (par un pot vibrant) pour mesurer des fonctions de transfert qui serviraient à rectifier un modèle vibroacoustique.

Dans le cadre de la maquette, on peut donc envisager de mesurer des fonctions de transfert par marteau de choc pour différents points sur différentes circonférences du tronçon d'essai. Connaissant les admittances de la coque et la réponse de la coque raidie pour différentes excitations connues (c.-à-d. mesures), on pourrait alors en déduire les admittances des raidisseurs les plus appropriés en résolvant un problème inverse. De manière analogue, on pourrait chercher les valeurs d'amortissement optimales pour la coque et le fluide pour retrouver les fonctions de transfert mesurées pour une excitation mécanique.

Par ailleurs, les résultats issus de la formation de voies dite « optimisée » ont montré des gains effectifs significatifs. Ceux-ci ont cependant été obtenus dans une configuration idéale des vecteurs de pointage :

- D'une part, ils prenaient en compte les fonctions de transfert source-capteurs mesurées expérimentalement ce qui n'est pas envisageable en pratique. À partir des améliorations du modèle évoquées précédemment, on pourrait envisager de considérer des fonctions de transfert calculées à partir de ce nouveau modèle. Outre l'aspect pratique, cela permettrait de disposer de cartographies des niveaux en sortie de formation de voies avec un maillage fin de l'espace de

détection. Celles-ci pourraient être exploitées pour localiser spatialement la source. Cette information sur le caractère local de la source pourrait alors être utilisée pour affiner le critère de détection. Par exemple, si la cartographie présente une croissance uniforme spatialement des niveaux en sortie de formation de voies, l'on pourrait suspecter que la source d'excitation ne corresponde pas à une réaction localisée sodium/eau ;

- D'autre part, ces vecteurs de pointage ont été définis à partir de la matrice interspectrale du bruit qui fût réutilisée pour étudier les performances de la formation de voies. Nous avons pu observer une dégradation importante des performances si on considérait des matrices interspectrales différentes issues de mesures à 60 minutes d'intervalle pour un écoulement qui n'était pas stabilisé. Cet aspect serait à approfondir, notamment à partir d'une étude de sensibilité en utilisant le modèle numérique de la coque excitée par la couche limite turbulente.

Finalement, on pourrait envisager de tester la formation de voies optimisée en considérant des sources d'excitation plus représentative de la réaction sodium-eau. Dans un premier temps, on pourrait considérer l'hydrophone alimenté par un signal dont le spectre correspond à celui d'une réaction sodium-eau qui aura été préalablement enregistré sur un moyen d'essai dédié (tel que le simulateur acoustique développé par la société RMS pour le CEA). Cela permettrait de présenter un démonstrateur de la méthode. Dans un second temps, on pourrait utiliser une injection d'air comme étant la source à détecter. On pourrait alors étudier l'influence de la directivité de la source et ainsi que l'impact du changement des propriétés du fluide induit par la présence de l'air.

En complément à ces études, on peut aussi envisager le développement d'un modèle numérique destiné à estimer les vecteurs de pointage pour une configuration d'antenne linéaire (soit un calcul pour l'ordre $n = 0$) uniquement, en partant des travaux Pavić et al [PaCh12]. En effet, l'étude préliminaire réalisée à la section III.3.C employant une antenne de capteurs piézoélectriques linéaire a montré un rapport signal-à-bruit promettant. Cela revient principalement à la faible cohérence du bruit d'écoulement pour l'ordre $n = 0$ que nous avons pu constater à l'issue du CHAPITRE III, où la matrice interspectrale du bruit affichait des valeurs faiblement corrélées spatialement. Cela peut s'avérer particulièrement intéressant pour l'application de la formation de voies classique et les besoins de la localisation. Cette technique peut aussi être testée expérimentalement en employant la même démarche de montage, traitement et post-traitement de données que celle présentée dans [PaCH17]. De surcroît elle présente l'avantage de nécessiter un coût réduit pour son implémentation numérique et sa mise en œuvre expérimentale, et pourrait initier une technique d'instrumentation transposable sur un GV grandeur nature.

« *Mischief managed !* »
J.K. Rowling

ANNEXE A

DETAILS DU CALCUL VIBROACOUSTIQUE

– Expression de l'opérateur de Flügge

L'opérateur de Flügge dans les nombres d'ondes [Leis73] s'écrit :

$$\left[\tilde{L}_{3 \times 3} \right] = \begin{bmatrix} \tilde{L}_{11} & \tilde{L}_{12} & \tilde{L}_{13} \\ \tilde{L}_{21} & \tilde{L}_{22} & \tilde{L}_{23} \\ \tilde{L}_{31} & \tilde{L}_{32} & \tilde{L}_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

tel que :

$$L_{11} = -(ak_x)^2 - \frac{1-\nu}{2}(1+\beta^2)k_\theta^2 + \Omega^2, \quad (\text{A.2})$$

$$L_{12} = -\frac{1+\nu}{2}ak_\theta k_x, \quad (\text{A.3})$$

$$L_{13} = j \left(a \nu k_x + \beta^2 a^3 k_x^3 - \frac{\beta^2 a(1-\nu)}{2} k_x k_\theta^2 \right), \quad (\text{A.4})$$

$$L_{11} = -(ak_x)^2 - \frac{1-\nu}{2}(1+\beta^2)k_\theta^2 + \Omega^2, \quad (\text{A.5})$$

$$L_{22} = -k_\theta^2 - \frac{1-\nu}{2}(1+3\beta^2)a^2 k_x^2 + \Omega^2, \quad (\text{A.6})$$

$$L_{23} = jk_\theta \left(1 + \frac{\beta^2 a^2(3-\nu)}{2} k_x^2 \right), \quad (\text{A.7})$$

$$L_{31} = L_{13}, \quad (\text{A.8})$$

$$L_{32} = L_{23}, \quad (\text{A.9})$$

$$L_{33} = 1 - \Omega^2 + \beta^2(a^4 k_x^4 + 2a^2 k_\theta^2 k_x^2 + k_\theta^4) + \beta^2(1 - 2k_\theta^2), \quad (\text{A.10})$$

Avec :

$$\Omega = \frac{\omega a}{c_l}, \quad (\text{A.11})$$

$$\beta^2 = \frac{h^2}{12a^2}. \quad (\text{A.12})$$

Où Ω est la fréquence adimensionnelle ou fréquence réduite par rapport à la fréquence d'anneau de la coque *in vacuo*.

Le déterminant de la matrice de Flügge peut s'exprimer par la suite :

$$\tilde{\Delta} = L_{13}(L_{12}L_{23} - L_{13}L_{22}) + L_{23}(L_{13}L_{12} - L_{23}L_{11}) + L'_{33}(L_{11}L_{22} - L_{12}^2). \quad (\text{A.13})$$

Cet opérateur peut être exprimé dans les coordonnées réelles à l'aide des développements limités dans l'espace de nombres d'onde. Les coefficients respectifs s'écrivent alors comme suit :

$$L_{11} = \left[a^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{(1-\nu)}{2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} (1 + \beta^2) + \frac{\rho(1-\nu^2)}{E^*} a^2 \omega^2 \right], \quad (\text{A.14})$$

$$L_{21} = \left[\frac{(1+\nu)}{2} a \frac{\partial^2}{\partial x \partial \theta} \right], \quad (\text{A.15})$$

$$L_{31} = \left[a\nu \frac{\partial}{\partial x} - \beta^2 a^3 \frac{\partial^3}{\partial x^3} + \beta^2 \frac{(1-\nu)}{2} a \frac{\partial^3}{\partial x \partial \theta^2} \right], \quad (\text{A.16})$$

$$L_{22} = \left[\frac{(1-\nu)}{2} a^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} (1 + 3\beta^2) + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\rho(1-\nu^2)}{E^*} a^2 \omega^2 \right], \quad (\text{A.17})$$

$$L_{23} = \left[\frac{\partial}{\partial \theta} - \beta^2 \frac{(3-\nu)}{2} a^2 \frac{\partial^3}{\partial \theta \partial x^2} \right], \quad (\text{A.18})$$

$$L_{33} = \left[- \left(1 + \beta^2 \nabla + \beta^2 \left(1 + 2 \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) - \frac{\rho_s(1-\nu^2)}{E^*} a^2 \omega^2 \right) \right], \quad (\text{A.19})$$

tel que

$$\nabla = a^4 \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2a^2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial \theta^2} + a^4 \frac{\partial^4}{\partial \theta^4}. \quad (\text{A.20})$$

– Application du principe de continuité des vitesses et l'équilibre des efforts

En réassemblant le système excité à la fois par le monopôle et les brides, on peut réécrire les déplacements ou les vitesses au niveau des jonctions x_1 et x_2 en exploitant la linéarité du système, d'où :

$$\tilde{V}_1^\alpha = \tilde{\tilde{V}}_1^\alpha + \tilde{Y}_{11}^\alpha \tilde{F}_1^\alpha + \tilde{Y}_{21}^\alpha \tilde{F}_2^\alpha,^{19} \quad (\text{A.21})$$

$$\tilde{V}_2^\alpha = \tilde{\tilde{V}}_2^\alpha + \tilde{Y}_{12}^\alpha \tilde{F}_1^\alpha + \tilde{Y}_{22}^\alpha \tilde{F}_2^\alpha. \quad (\text{A.22})$$

Au niveau des brides :

$$\tilde{V}_1^\beta = \tilde{\tilde{V}}_1^\beta + \tilde{Y}_{11}^\beta \tilde{F}_1^\beta + \tilde{Y}_{21}^\beta \tilde{F}_2^\beta \quad (\text{A.23})$$

$$\tilde{V}_2^\beta = \tilde{\tilde{V}}_2^\beta + \tilde{Y}_{22}^\beta \tilde{F}_2^\beta + \tilde{Y}_{12}^\beta \tilde{F}_1^\beta \quad (\text{A.24})$$

Où $\tilde{\tilde{V}}_{1,2}^\alpha$ (resp. $\tilde{\tilde{V}}_{1,2}^\beta$) désigne le déplacement libre circonférentiel induit à la jonction 1 (resp. 2) par le champ de pression du monopôle acoustique dans le sous-système α (resp. β).

Hypothèses :

➤ Continuité des vitesses :

¹⁹ Le terme d'admittance est utilisé à la place de la mobilité pour respecter l'homogénéité avec le terme de la vitesse. Les deux sont équivalents à un coefficient $-j\omega$ près.

$$\tilde{V}_1^\alpha = \tilde{V}_1^\beta ; \tilde{V}_1^\alpha = \tilde{V}_2^\beta . \quad (\text{A.25})$$

➤ Équilibre des efforts :

$$\tilde{F}_1^\alpha = -\tilde{F}_1^\beta ; \tilde{F}_2^\alpha = -\tilde{F}_2^\beta . \quad (\text{A.26})$$

En exploitant A.25) on a :

$$\tilde{V}_1^\beta + \tilde{Y}_{11}^\beta \tilde{F}_1^\beta = \tilde{V}_1^\alpha + \tilde{Y}_{11}^\alpha \tilde{F}_1^\alpha + \tilde{Y}_{21}^\alpha \tilde{F}_2^\alpha , \quad (\text{A.27})$$

$$\tilde{V}_2^\beta + \tilde{Y}_{22}^\beta \tilde{F}_2^\beta = \tilde{V}_2^\alpha + \tilde{Y}_{12}^\alpha \tilde{F}_1^\alpha + \tilde{Y}_{22}^\alpha \tilde{F}_2^\alpha , \quad (\text{A.28})$$

Et en utilisant (A.26) on peut écrire :

$$\tilde{V}_1^\beta - \tilde{V}_1^\alpha = (\tilde{Y}_{11}^\alpha + \tilde{Y}_{11}^\beta) \tilde{F}_1^\alpha + \tilde{Y}_{21}^\alpha \tilde{F}_2^\alpha , \quad (\text{A.29})$$

$$\tilde{V}_2^\beta - \tilde{V}_2^\alpha = (\tilde{Y}_{22}^\alpha + \tilde{Y}_{22}^\beta) \tilde{F}_2^\alpha + \tilde{Y}_{12}^\alpha \tilde{F}_1^\alpha , \quad (\text{A.30})$$

De plus, les forces qui s'exercent par les brides sur la coque sont des forces de couplage :

$$\tilde{F}_c = \begin{bmatrix} \tilde{F}_1^\alpha \\ \tilde{F}_2^\alpha \end{bmatrix} , \quad (\text{A.31})$$

Les équations (A.29), (A.30) et (A.31) permettent l'écriture matricielle suivante :

$$[\tilde{Y}^\alpha + \tilde{Y}^\beta] \begin{bmatrix} \tilde{F}_1^C \\ \tilde{F}_2^C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{V}_1^\beta \\ \tilde{V}_2^\beta \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{V}_1^\alpha \\ \tilde{V}_2^\alpha \end{bmatrix} , \quad (\text{A.32})$$

Or le monopôle n'exerce pas d'excitation sur le sous-système β , d'où : $\tilde{V}_1^\beta = \tilde{V}_2^\beta = 0$.

Dans le cas où les raidisseurs sont supposés mécaniquement indépendants : $\tilde{Y}_{12}^\beta = \tilde{Y}_{21}^\beta = 0$.

La force de couplage s'exprime alors comme suit :

$$\begin{bmatrix} \tilde{F}_1^C \\ \tilde{F}_2^C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{11}^\alpha + \tilde{Y}_{11}^\beta & \tilde{Y}_{12}^\alpha \\ \tilde{Y}_{21}^\alpha & \tilde{Y}_{22}^\alpha + \tilde{Y}_{22}^\beta \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{V}_1^\alpha \\ \tilde{V}_2^\alpha \end{bmatrix} . \quad (\text{A.33})$$

– Expression de Helmholtz avec condition de Neumann inhomogène pour la pression rayonnée :

$$\nabla^2 p_{ray}(x, \theta, r) + (\omega/c)^2 p_{ray}(x, \theta, r) = 0 , \quad (\text{A.34})$$

$$\text{avec } \frac{\partial p_{ray}}{\partial r} = -j\omega\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} . \quad (\text{A.35})$$

– Expression de Helmholtz inhomogène pour la pression incidente avec condition de Neumann homogène pour la pression bloquée :

$$\nabla^2 p_{inc}(r) + k^2 p_{inc}(r) = -j\omega\rho_0 q_s \delta(r - r_0) e^{-j\omega t}, \quad (\text{A.36})$$

$$\text{avec } \frac{\partial p_{bloq}}{\partial r} = 0. \quad (\text{A.37})$$

ANNEXE B

ESTIMATION DES FONCTIONS DE SENSIBILITE A PARTIR DU MODELE DE FLÜGGE

Les fonctions de sensibilité doivent être estimées pour le système couplé. Il faut donc recalculer, pour chaque point de mesure x (c.-à-d. pour chacun des capteurs de l'antenne), la valeur de la force de couplage du système couplé lorsque celui-ci est soumis à une sollicitation par effort ponctuel radial appliqué au point x . Cette quantité peut être aisément calculée pour la maquette en eau avec la méthode des admittances circonférentielles développée dans II.2. En effet, le système coque-eau-anneaux considéré au CHAPITRE II étant inchangé, les valeurs des admittances circonférentielles de chacun des deux sous-systèmes sont toujours les mêmes. La seule grandeur qui varie est l'expression du déplacement libre de la coque. Au lieu de calculer celui-ci pour une excitation monopolaire, il faut le déterminer pour un effort radial unitaire appliqué sur la coque en x (en vertu du principe des réciprocités évoqué au chapitre III). Ainsi, la valeur de la force de couplage est à ré-estimer.

Soit \tilde{w}_M^1 les déplacements libres de la coque lisse couplée à l'eau pour un effort radial unitaire appliqué sur la coque en $M(x, \theta)$.

Pour chaque ordre circonférentiel n , \tilde{w}_M^1 peut être calculé en faisant usage de la matrice de l'équation de mouvement d'une coque soumise à un effort externe, en supposant un effort radial unitaire dans le second membre ($p_{exc}(x, r, \theta) = \frac{1}{2\pi R} e^{-j(k_x x + n\theta)}$) :

$$\begin{bmatrix} \tilde{L}_{11} & \tilde{L}_{12} & \tilde{L}_{13} \\ \tilde{L}_{21} & \tilde{L}_{22} & \tilde{L}_{23} \\ \tilde{L}_{31} & \tilde{L}_{32} & \tilde{L}_{33} + FL \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{v} \\ \tilde{w}_M^1 \end{Bmatrix} = \frac{(1 - \nu^2)}{Eh} R^2 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{e^{-j(k_x x + n\theta)}}{2\pi R} \end{bmatrix}. \quad (B.1)$$

Une transformée de Fourier spatiale inverse permet d'exprimer le déplacement radial circonférentiel « libre » de la coque soumise à une excitation par couche limite turbulente, $\tilde{W}_{i,j}^1$. A ce moment, on peut déduire les efforts de couplage entre la coque et les anneaux, quand la coque raidie est soumise à une excitation par CLT, $\tilde{F}_{i,j}^{c|CLT}$, pour chaque point de mesure, à partir des admittances circonférentielles de la coque couplée à l'eau (pré-calculés au CHAPITRE II) ainsi que celles des anneaux.

$$[\tilde{Y}_{ij}^1 + \tilde{Y}_{ij}^2] \{ \tilde{F}_{i,j}^{c|CLT} \} = - \{ \tilde{W}_{i,j}^1 \}. \quad (B.2)$$

Une fois les efforts de couplage déterminés, nous disposons de tous les éléments permettant de calculer le champ de déplacement circonférentiel de la coque couplée aux raidisseurs et soumise à une excitation pariétale de type couche limite turbulente. En pratique, il suffit de réinjecter les efforts de couplage dans le modèle spectral de la coque en eau pour obtenir le champ de déplacement du système couplé. Le problème peut être résolu dans l'espace des nombres d'onde :

$$\begin{bmatrix} \tilde{L}_{11} & \tilde{L}_{12} & \tilde{L}_{13} \\ \tilde{L}_{21} & \tilde{L}_{22} & \tilde{L}_{23} \\ \tilde{L}_{31} & \tilde{L}_{32} & \tilde{L}_{33} + FL \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{v} \\ \tilde{w}_{CLT}^m \end{pmatrix} = \frac{(1 - \nu^2)}{Eh} R^2 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{F}_{i,j}^{c|CLT} + \frac{1}{2\pi R} e^{-j(k_x(x-x_m)+n\theta)} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

Un retour dans l'espace physique est possible à partir d'une transformée de Fourier inverse discrète (voir II.4). Ceci permet de reconstruire le champ de déplacement de la coque couplée aux anneaux, induit par une excitation de type couche limite turbulente au voisinage des parois de la coque, pour chaque ordre circonférentiel. Les fonctions de sensibilité circonférentielles souhaitées sont alors déterminées directement à partir de ces valeurs :

$$H_w^R(M, M', \omega) = 2\pi \sum_{-N}^N \left(\int_{-k_{xmax}}^{+k_{xmax}} \tilde{w}_{CLT}^m e^{+j(k_x(x-x_m))} dk_x \right). \quad (\text{B.4})$$

ANNEXE C

LOI DE COMPOSITION DES NIVEAUX SONORES

En supposant le bruit de fond et le bruit généré par la source étudiée complètement décorrélée, le niveau de bruit mesuré est égal à la somme du niveau du bruit et du niveau du signal émis par l'hydrophone :

$$\bar{p}_{mes}^2 = \bar{p}_{source}^2 + \bar{p}_{BdF}^2. \quad (C.5)$$

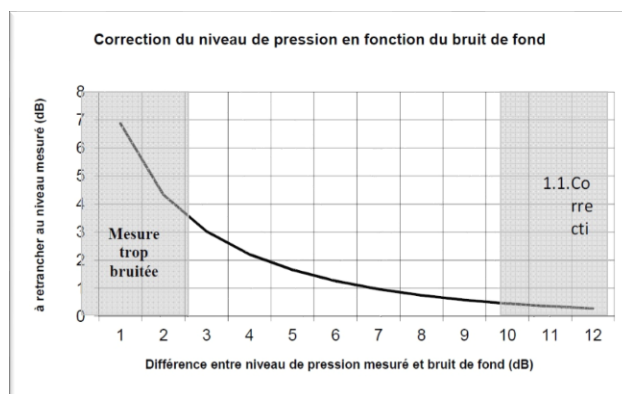
Le niveau réellement généré par la source \bar{p}_{source}^2 vaut donc :

$$\bar{p}_{source}^2 = \bar{p}_{mes}^2 - \bar{p}_{BdF}^2. \quad (C.6)$$

Chaque valeur mesurée doit donc être corrigée en conséquence. La correction en dB s'exprime par :

$$L_p^{corrigé} = L_p^{mesuré} + 10 \log_{10} \left(1 - 10^{\frac{L_p^{BdF} - L_p^{mesuré}}{10}} \right). \quad (C.7)$$

L'abaque de correction issue de cette expression est donné sur la figure suivante :



F. Correction du niveau de pression en fonction du bruit de fond.

ANNEXE D

FONCTION DE TRANSMISSION DE L'HYDROPHONE

Nous pouvons extrapoler la réponse en dB de l'hydrophone pour le domaine des fréquences voulues (c.-à-d. entre 500 Hz et 5 kHz) à partir de l'équation d'une fonction linéaire qui se met sous la forme suivante :

$$S^{dB}(f) = A \log_{10} f + B. \quad (D.1)$$

A, B sont des constantes à déterminer, f est donnée en Hz et S(f) en dB, référence ($1 \frac{\mu\text{Pa}}{\text{Volts}}$).
Finalement l'on trouve :

$$S^{dB}(f) = 40,72 * \log_{10} f - 71,12. \quad (D.2)$$

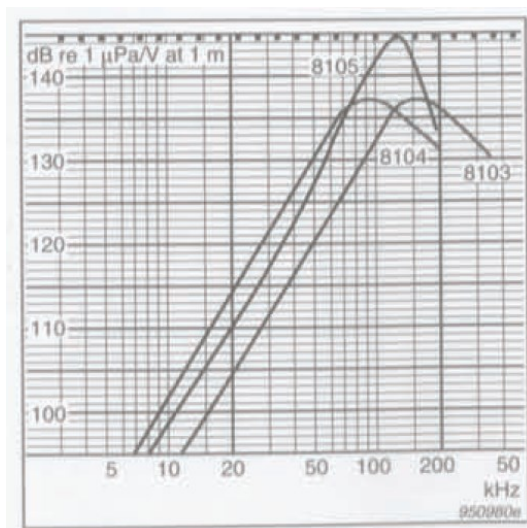


Figure VI.20. Courbe de la réponse en transmission typique d'un hydrophone *B&K* de type 8103. Source *B&K*.

BIBLIOGRAPHIE

- [AlWa70] AL-NAJAFI, A. M. J. ; WARBURTON, G. B.: Free vibration of ring-stiffened cylindrical shells. In: *Journal of Sound and Vibration* Bd. 13 (1970), Nr. 1, S. 9-25
- [Anto17] ANTONI, J.: Signaux aléatoires. Master MEGA - INSA Lyon.
- [ArSW49] ARNOLD, R. N. ; SC, D. ; WARBURTON, G. B.: Flexural vibrations of the walls of thin cylindrical shells having freely supported ends. In: *Proc. R. Soc. Lond. A* Bd. 197 (1949), Nr. 1049, S. 238-256
- [Auce10] AUCEJO, M.: *Vibro-acoustique des structures immergées sous écoulement turbulent*, INSA de Lyon, Thèse de doctorat, 2010
- [Baqu95] BAQUE, F.: *Présentation générale de la réaction sodium-eau et de ses conséquences*. : CEA Centre d'études de Cadarache, 1995
- [Bert14] BERTON, M.: *Modélisation de la réponse vibro-acoustique d'une structure excitée par une couche limite turbulente en présence d'un gradient de pression statique*. Lyon, Ecole Centrale de Lyon, Thèse de doctorat, 2014
- [Bess96] BESSAC, F.: *Utilisation des valeurs propres et vecteurs propres de couplage pour étudier le comportement vibro-acoustique de systèmes couplés*. INSA de Lyon, Université Joseph Fourier-Grenoble, Thèse de doctorat, 1996
- [Bjor08] BJOR, O-H.: Filters. In: *Handbook of Signal Processing in Acoustics* : Springer, New York, NY, 2008 — ISBN 978-0-387-77698-9, S. 107-123
- [BoCH10] BONNESS, W. K. ; CAPONE, D. E. ; HAMBRIC, S. A.: Low-wavenumber turbulent boundary layer wall-pressure measurements from vibration data on a cylinder in pipe flow. In: *Journal of Sound and Vibration* Bd. 329 (2010), Nr. 20, S. 4166-4180
- [BrFu00] BRÉVART, B.J. ; FULLER, C. R.: Radial Impulsive Excitation of Infinite Fluid-Filled Elastic Cylindrical Shells. In: 1994 Bd. 177, Nr. (3), S. 411-422
- [Cava10] CAVARO, M.: *Apport de l'acoustique non-linéaire à la caractérisation de l'engagement du sodium liquide : application aux réacteurs nucléaires de quatrième génération*, Aix-Marseille, Thèse de doctorat, 2010
- [Chas87] CHASE, D. M.: The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model. In: *Journal of Sound and Vibration* Bd. 112 (1987), Nr. 1, S. 125-147
- [Ches16] CHESNAIS, C.: *Structural Holography: Vibratory fields identification and separations*, INSA de Lyon, Thèse de doctorat, 2016
- [Chik10] CHIKAZAWA, Y.: Acoustic Leak Detection System for Sodium-Cooled Reactor Steam Generators Using Delay-and-Sum Beamformer. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* Bd. 47 (2010), Nr. 1, S. 103-110
- [ChKi07] CHOI, YOUNG-CHUL ; KIM, YANG-HANN: Near field impulsive source localization in a noisy environment. In: *Journal of Sound and Vibration* Bd. 303 (2007), Nr. 1-2, S. 209-220
- [CLRV08] CIGADA, A. ; LURATI, M. ; RIPAMONTI, F. ; VANALI, M.: Moving microphone arrays to reduce spatial aliasing in the beamforming technique: Theoretical background and numerical investigation. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 124 (2008), Nr. 6, S. 3648-3658
- [Corc63] CORCOS, G. M.: Resolution of Pressure in Turbulence. In: *Journal of Acoustic Society of America* Bd. 35 (1963), Nr. 2
- [CPLB17] COUSSON, R. ; PALLAS, M-A. ; LECLÈRE, Q. ; BÉRENGIER, M.: Identification of acoustic moving sources in the context of a road vehicle at pass-by: A numerical comparison. In: . Bd. 5 : Acoustical Society of America, 2017. — Published: Forum Acusticum
- [CrBa68] CRAIG, R. R ; BAMPTON, M. C. C.: Coupling of Substructures for Dynamic Analyses. In: *AIAA Journal* Bd. 6 (1968), Nr. 7, S. 1313-1319
- [CrHe73] CREMER, L. ; HECKL, M.: *Structure-Borne Sound*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1973 — ISBN 978-3-662-10120-9

- [CTTG16] CHESNAIS, C. ; TOTARO, N. ; THOMAS, J-H. ; GUYADER, J-L.: Structural Holography. In: *Proceedings of ISMA2016 including USD2016*. Leuven, Belgium, 2016
- [Desc10] DESCOMBINS, O.: Détection Acoustique d'une réaction sodium eau (RSE) dans les générateurs de vapeur (GV) des RNR: Etat de l'art en 2010, CEA Cadarache (2010)
- [Efim84] EFIMTSOV, B. M.: Similarity criteria for the spectra of wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer. In: *Akusticheskii Zhurnal* Bd. 30 (1984), S. 58-61
- [Fahy85] FAHY, F. J.: *Sound and Structural Vibration*. London : Academic Press, 1985
- [Flüg62] FLÜGGE, W.: *Statik und Dynamik der Schalen*. 3. Aufl. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1962 – ISBN 978-3-642-88249-4
- [FuFa82] FULLER, C. R. ; FAHY, FRANK J.: Characteristics of wave propagation and energy distributions in cylindrical elastic shells filled with fluid. In: *Journal of sound and vibration* Bd. 81 (1982), Nr. 4, S. 501-518
- [Full81] FULLER, C. R.: The effects of wall discontinuities on the propagation of flexural waves in cylindrical shells. In: *Journal of Sound and Vibration* Bd. 75 (1981), Nr. 2, S. 207-228
- [GaBr02] GARDONIO, P. ; BRENNAN, M.J.: On the origins and development of mobility and impedance methods in structural dynamics. In: *Journal of Sound and Vibration* Bd. 249 (2002), Nr. 3, S. 557-573
- [GaDe84] GARNAUD, P ; DEMARAIS, R: Essai de simulation de fuite d'eau dans le sodium par injections de gaz neutre dans la boucle Grignotin, CEA/LMNI/84/535 (1984)
- [GGJD90] GIRARD, JP. ; GARNAUD, P. ; JOURNEAU, C. ; DEMARAIS, R.: *laea Specialists' meeting On Steam Generators: Acoustic/Ultrasonic Detection Of In-Sodium Water Leaks*. St-Paul-Lez-Durance, France : IAEA, 1990
- [GMMD84] GREENE, D. A. ; MALOVRH, J.W. ; MAGEE, P.M. ; DIXON, D. R. ; RANDALL, R. L. ; CLAYTON, T. N.: Acoustic leak detection development in USA. In: *Liquid Metal Engineering and Technology*. ICE Virtual Library. Aufl. London : BNES, 1984, S. 129-136
- [Good04] GOODY, M.: Empirical Spectral Model of Surface Pressure Fluctuations. In: *AIAA Journal* Bd. 42 (2004), Nr. 9, S. 1788-1794
- [GrAh80] GREENE, D.A. ; AHLGREN, F.F.: Background noise measurements on a Prototype of SNR 300 Steam Generator in the 50 MW Test Facility at Hengelo. In: *Proceedings of the Second International Conference on Liquide Metal Technology in Energy Production*. Richland, Washington : ANS, 1980
- [Grah97] GRAHAM, W. R.: A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures. In: *Journal of sound and vibration* Bd. 206 (1997), Nr. 4, S. 541-565
- [GrAM80] GREENE, D. A. ; AHLGREN, F. F. ; MENEELY, D.: Acoustic leak detection/location system for sodium heat steam generators. In: *Proceedings of the Second International Conference on Liquide Metal Technology in Energy Production*. Richland, Washington : ANS, 1980
- [Hald08] HALD, J.: Beamforming and Wavenumber Processing. In: *Handbook of Signal Processing in Acoustics* : Springer, New York, NY, 2008 – ISBN 978-0-387-77698-9, S. 131-144
- [HaWh08] HAMMOND, J. ; WHITE, P.: Signals and Systems. In: *Handbook of Signal Processing in Acoustics* : Springer, New York, NY, 2008 – ISBN 978-0-387-77698-9, S. 3-16
- [HoBP95] HOUSTON, B. H. ; BUCARO, J. A. ; PHOTIADIS, D. M.: Broadband acoustic scattering from a ribbed shell. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 98 (1995), Nr. 5, S. 2851-2853
- [Hopp58] HOPPMANN, W. H.: Some Characteristics of the Flexural Vibrations of Orthogonally Stiffened Cylindrical Shells. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 30 (1958), Nr. 8, S. 803-803

- [HvSo17] HVATOV, A. ; SOROKIN, S.: Cylindrical waves in structures periodic in polar coordinates. In: *ECCOMAS Proceedia COMPDYN 2017*. Rhodes Island, Greece, 2017 — ISBN 978-618-82844-3-2, S. 509-517
- [HwGe84] HWANG, Y. F. ; GEIB, F. E.: Estimation of the Wavevector-Frequency Spectrum of Turbulent Boundary Layer Wall Pressure by Multiple Linear Regression. In: *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design* Bd. 106 (1984), Nr. 3, S. 334-342
- [Inte07] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY: Liquid Metal Cooled Reactors: Experience in Design and Operation, IAEA-TECDOC-1569 (2007)
- [Jame82] JAMES, J. H.: *Computation of Acoustic Power, Vibration Response and Acoustic Pressures of Fluid-Filled Pipes*. Teddington, England : Admiralty Marine Technology Establishment, 1982
- [JuFe86] JUNGER, M. C. ; FEIT, D.: *Sound, structures, and their interaction*. Bd. 225 : MIT press Cambridge, MA, 1986
- [KAPM05] KARAGIOZIS, K.N. ; AMABILI, M. ; PAÏDOUSSIS, M.P. ; MISRA, A.K.: Nonlinear vibrations of fluid-filled clamped circular cylindrical shells. In: *Journal of Fluids and Structures* Bd. 21 (2005), Nr. 5-7, S. 579-595
- [Karc06] KARCZUB, D. G.: Expressions for direct evaluation of wave number in cylindrical shell vibration studies using the Flügge equations of motion. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 119 (2006), Nr. 6, S. 3553-3557
- [KFCS09] KINSLER, L. E. ; FREY, A. R. ; COPPENS, A. B. ; SANDERS, J. V.: *Fundamentals of Acoustics, 4th ED* : Wiley India Pvt. Limited, 2009. — Google-Books-ID: wy4bQAAACAAJ — ISBN 978-81-265-2199-9
- [Kopp03a] KOPP, LAURENT: *Détection et estimation en traitement d'antenne: applications* : Ed. Techniques Ingénieur, 2003
- [Kopp03b] KOPP, L.; Détection et estimation en traitement d'antenne: théorie. In: *Techniques de l'ingénieur. Télécoms* (2003), Nr. TE5225, S. TE5225-1
- [Kopp03c] KOPP, L.: Détection et estimation en traitement d'antenne : applications, Techniques de l'Ingénieur (2003)
- [KrVi96] KRIM, H. ; VIBERG, M.: Two decades of Array Signal Processing Research. In: *IEEE Signal Processing Magazine* (1996)
- [KYJK10] KIM, T.-J. ; YUGAY, V. S. ; JEONG, J.-Y. ; KIM, J.-H. ; KIM, B.-H. ; LEE, T.-H. ; LEE, Y.-B. ; KIM, Y.-I. ; U. A.: Acoustic Leak Detection Technology for Water/Steam Small Leaks and Microleaks into Sodium to Protect an SFR Steam Generator. In: *Nuclear Technology* Bd. 170 (2010), Nr. 2, S. 360-369
- [LaGu90] LAULAGNET, B. ; GUYADER, J. L.: Sound radiation by finite cylindrical ring stiffened shells. In: *Journal of sound and vibration* Bd. 138 (1990), Nr. 2, S. 173-191
- [Lamb81] LAMB, H.: On the Vibrations of an Elastic Sphere. In: : Proceedings of the London Mathematical Society, 1881
- [Leis73] LEISSA, A. W.: *Vibration of shells*. Bd. 288 : Scientific and Technical Information Office, National Aeronautics and Space Administration Washington, 1973
- [LeML99] LERALLUT, J-F. ; MEDINA, V. ; LEEHAN, J. A.: Filtrage spatial.
- [Ljun88] LJUNGGREN, S.: Forced vibrations of infinite plates. In: *Journal of sound and vibration* Bd. 121 (1988), Nr. 2, S. 221-236
- [Lori88] LORIN, CH.: *La détection acoustique des fuites d'eau dans les générateurs de vapeurs des réacteurs rapides* (Note Technique Nr. 88/412) : CEA/SPCI/LSMI, 1988
- [Love92] LOVE, A.: *A treatise on the mathematical theory of elasticity*. Bd. 1, 1892
- [Lyon14] LYON, R. H.: *Theory and Application of Statistical Energy Analysis* : Newnes, 2014 — ISBN 978-1-4933-0702-9
- [MaAG12] MAXIT, L. ; AUCEJO, M. ; GUYADER, J.-L.: Improving the patch transfer function approach for fluid-structure modelling in heavy fluid. In: *Journal of Vibration and Acoustics* Bd. 134 (2012), Nr. 5, S. 051011

- [MaDe12] MAXIT, L. ; DENIS, V.: Prediction of flow induced sound and vibration of periodically stiffened plates. In: *Proceedings of NOVEM 2012*. Sorrento, Italy, 2012, S. 9p.
- [MaDe13] MAXIT, L. ; DENIS, V.: Prediction of flow induced sound and vibration of periodically stiffened plates. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 133 (2013), Nr. 1, S. 146-160
- [MaGi10] MAXIT, L. ; GINOUX, J-M.: Prediction of the vibro-acoustic behavior of a submerged shell non periodically stiffened by internal frames. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 128 (2010), Nr. 1, S. 137-151
- [MaIK05] MANOLAKIS, DIMITRIS G. ; INGLE, VINAY K. ; KOGON, STEPHEN M.: *Statistical and adaptive signal processing*. Boston, London : ARTECH House, 2005
- [Marc13] MARCHETTO, C.: *Détection vibro-acoustique passive d'une réaction sodium-eau par formation de voies dans un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides refroidi au sodium* (Mémoire de Mastère) : INSA de Lyon, 2013
- [Marc18] MARCHETTO, C.: *Caractérisation expérimentale de la réponse vibro-acoustique de panneaux sous excitations aléatoires par mesure de fonctions de sensibilité*, Université de Sherbrooke (Québec), Thèse de doctorat, 2018
- [Maxi08] MAXIT, L.: Circumferential admittance approach for vibro -acoustic prediction of a submerged cylindrical shell with rib aperiodicity and transversal bulkheads. In: *Acoustics'08* : Sfa, 2008
- [McGG10] MCLASKEY, G. C. ; GLASER, S. D. ; GROSSE, C. U.: Beamforming array techniques for acoustic emission monitoring of large concrete structures. In: *Journal of Sound and Vibration* Bd. 329 (2010), Nr. 12, S. 2384-2394
- [Meye16] MEYER, V.: *Development of a substructuring approach to model the vibroacoustic behavior of submerged stiffened cylindrical shells coupled to non-axisymmetric internal frames*, INSA de Lyon, Thèse de doctorat, 2016
- [Mill11] MILLER, T. S.: *Turbulent boundary layer models for acoustic analysis*, Wichita State University, 2011
- [MMGG15] MORIOT, J. ; MAXIT, L. ; GUYADER, J.L. ; GASTALDI, O. ; PÉRISSE, J.: Use of beamforming for detecting an acoustic source inside a cylindrical shell filled with a heavy fluid. In: *Mechanical Systems and Signal Processing* Bd. 52-53 (2015), S. 645-662
- [MOFL11] MARMAROLI, P. ; ODOBEZ, J-M. ; FALOURD, X. ; LISSEK, H.: A bimodal sound source model for vehicle tracking in traffic monitoring. In: *Signal Processing Conference, 2011 19th European* : IEEE, 2011, S. 1327-1331
- [Mole08] MOLIER, C.: *Numerical Computing with MATLAB*. Stanford : SIAM, 2008
- [Mori13] MORIOT, J.: *Détection vibro-acoustique passive d'une réaction sodium-eau par formation de voies dans un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides refroidi au sodium*, INSA de Lyon, Thèse de doctorat, 2013
- [MuBr08] MUGGLETON, J.M. ; BRENNAN, M.J.: The design and instrumentation of an experimental rig to investigate acoustic methods for the detection and location of underground piping systems. In: *Applied Acoustics* Bd. 69 (2008), Nr. 11, S. 1101-1107
- [OMCG05] OUISSE, M. ; MAXIT, L. ; CACCIOLATI, C. ; GUYADER, J-L.: Patch Transfer Functions as a Tool to Couple Linear Acoustic Problems. In: *Journal of Vibration and Acoustics* Bd. 127 (2005), Nr. 5, S. 458
- [PaCh12] PAVIĆ, G. ; CHEVILLOTTE, F.: Cavitation monitoring in piping systems. In: *Proceedings of ISMA 2012*. Leuven, Belgium, 2012, S. 6p.
- [PaCH17] PAVIĆ, G. ; CHEVILLOTTE, F. ; HERAUD, J.: Dynamics of large-diameter water pipes in hydroelectric power plants. In: *Journal of Physics: Conference Series* Bd. 813 (2017), S. 012042
- [Pasc09] PASCAL, J-C.: *Localisation et caractérisation des sources par antennes acoustiques*. ENSIM, Univesrité du Maine, 2009

- [Pede08] PEDERSEN, T. F.: Adaptive Processing. In: *Handbook of Signal Processing in Acoustics* : Springer, New York, NY, 2008 – ISBN 978-0-387-77698-9, S. 125-129
- [PhHo99] PHOTIADIS, D. M. ; HOUSTON, B. H.: Anderson localization of vibration on a framed cylindrical shell. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 106 (1999), Nr. 3, S. 1377-1391
- [PhWH97] PHOTIADIS, D. M. ; WILLIAMS, E. G. ; HOUSTON, B. H.: Wave-number space response of a near periodically ribbed shell. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 101 (1997), Nr. 2, S. 877-886
- [PiBr00] PINNINGTON, R.J. ; BRISCOE, A.R.: Externally applied sensor for axisymmetric waves in a fluid-filled pipe. In: *Journal of Sound and Vibration*
- [Ribe16] RIBER MARKLUND, A.: *Passive Acoustic Leak Detection in Energy Conversion Systems of Sodium Fast Reactors*, KTH - Department of Physics, Thèse de doctorat, 2016
- [Robe84] ROBERT, G.: *Modélisation et simulation du champ exciteur induit sur une structure par une couche limite turbulente*. Lyon, Ecole Centrale de Lyon, Thèse de doctorat, 1984
- [Rubi67] RUBIN, S.: Mechanical Immittance- and Transmission-Matrix Concepts. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 41 (1967), Nr. 5, S. 1171-1179
- [Ruot01] RUOTOLO, R.: A comparison of some thin shell theories used for the dynamic analysis of stiffened cylinders. In: *Journal of Sound and Vibration* Bd. 243 (2001), Nr. 5, S. 847-860
- [SaAr07] SAUNDERS, S. R. ; ARAGÓN-ZAVALA, A.: *Antennas and propagation for wireless communication systems*. 2. ed. Aufl. Chichester : Wiley, 2007 – ISBN 978-0-470-84879-1
- [Sloy00a] S. LOYKA: Space-Time Random Processes, ELG5132: Smart Antennas (26-Jan-13)
- [Sloy00b] S. LOYKA: Maximum SNR Beamforming, ELG5132 Smart Antennas (11-Oct-17)
- [Sloy00c] S. LOYKA: Review of Matrix Theory, ELG7178W: smart Antennas (27-Feb-07)
- [Smol00] SMOL'YAKOV, A. V.: Calculation of the spectra of pseudosound wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers. In: *Acoustical Physics* Bd. 46 (2000), Nr. 3, S. 342-347
- [StBa09] STEELE, C. R. ; BALCH, C. D.: Introduction to the Theory of Plates. In: *Dept. of Mechanical Engineering, Stanford University* (2009)
- [SuNR12] SURESH KUMAR, V. A. ; NOUSHAD, I. B. ; RAJAN, K. K.: Steam generator test facility—A test bed for steam generators of Indian sodium cooled fast breeder reactors. In: *Nuclear Engineering and Design* Bd. 248 (2012), S. 169-177
- [TaSh14] TANAKA, T. ; SHIONO, M.: Acoustic Beamforming with Maximum SNR Criterion and Efficient Generalized Eigenvector Tracking. In: OOI, W. T. ; SNOEK, C. G. M. ; TAN, H. K. ; HO, C.-K. ; HUET, B. ; NGO, C.-W. (Hrsg.): *Advances in Multimedia Information Processing - PCM 2014* : Springer International Publishing, 2014 – ISBN 978-3-319-13168-9, S. 373-382
- [TiJG10] TIANA-ROIG, E. ; JACOBSEN, F. ; GRANDE, EFRÉN F.: Beamforming with a circular microphone array for localization of environmental noise sources. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 128 (2010), Nr. 6, S. 3535-3542
- [Tiss13] TISSIER, O.: Générateur de vapeur (GV)-GV hélice-Plan de développement d'une détection acoustique (DA) adaptée, AREVA (2013)
- [Tran01] TRAN-VAN-NHIEU, M.: Scattering from a ribbed finite cylindrical shell. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* Bd. 110 (2001), Nr. 6, S. 2858-2866
- [Trév16] TRÉVISAN, B.: *Prediction of vibroacoustics behavior of orthotropic ribbed plates with non-rectangular edges: application to the piano soundboard.*, Université de Lyon; INSA de Lyon, Thèse de doctorat, 2016

- [Uric84] URICK, ROBERT J.: *Ambient noise in the sea*. Washington, DC : Catholic Univ of America, 1984
- [VaBu88] VAN VEEN, B. D. ; BUCKLEY, K. M.: Beamforming: A versatile approach to spatial filtering. In: *IEEE assp magazine* Bd. 5 (1988), Nr. 2, S. 4-24
- [Vant02] VAN TREES, H. L.: *Optimum array processing*. Hoboken, NJ : Wiley-Interscience, 2002 – ISBN 978-0-471-22110-4
- [WaJe15] WARNICK, K. ; JENSEN: Adaptive Beamforming. In: *Antennas and Propagation for Wireless Communication : ECEn 665 : Antennas and Propagation for Wireless Communication*, 2015
- [WiSB86] WIDROW, B. ; STEARNS, S. D. ; BURGESS, J. C.: Adaptive Signal Processing edited by Bernard Widrow and Samuel D. Stearns. In: *Acoustical Society of America Journal* Bd. 80 (1986), S. 991-992
- [Wood30] WOOD, A. B.: *A textbook of sound : being an account of the physics of vibrations with special reference to recent theoretical and technical developments* : New York : Macmillan, 1930
- [ZaBL11] ZAETTA, A. ; BONIN, B. ; LATGE, C.: Pourquoi des réacteurs rapides refroidis au sodium, CEA (2011)



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : KASSAB

DATE de SOUTENANCE : 06/06/2018

Prénoms : Souha

TITRE : Formation de voies vibroacoustique pour la détection d'une source monopolaire dans une coque cylindrique raidie couplée à un fluide lourd : développements numériques et expérimentaux

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2018LYSEI047

École doctorale : Mécanique – Énergétique – Génie civile – Acoustique

Spécialité : Acoustique

RESUME : Le présent travail de thèse s'inscrit dans le cadre du développement d'une technique non-intrusive pour la détection acoustique d'une réaction sodium-eau dans le générateur de vapeur (GV) d'un réacteur nucléaire refroidi au sodium (RNR-Na). On désire identifier le bruit vibratoire de cette réaction à partir des mesures d'accélération sur la virole externe du générateur. Les vibrations dues à la fuite peuvent être noyées dans le bruit généré par l'écoulement du sodium ou par d'autres sources d'excitation dans le GV. On s'intéresse à l'apport d'un filtrage spatial par formation de voies pour ce type de système. Ce dernier se caractérise notamment par la présence d'un couplage fort structure-fluide lourd (c.-à-d. virole-sodium) et des modes vibroacoustiques qui apparaissent aux mêmes fréquences d'intérêt pour la détection de la fuite. Pour réaliser cette étude, nous considérons une maquette expérimentale composée d'une conduite cylindrique reliée à un circuit hydraulique par deux brides très rigides. La source à identifier est simulée par un hydrophone de taille réduite positionné à l'intérieur de la conduite. Le bruit perturbateur est généré par l'écoulement de l'eau dans la maquette, supposé turbulent à partir d'un certain débit. L'antenne est composée de vingt-cinq accéléromètres placés sur la conduite d'essai. L'objectif consiste à traiter simultanément les signaux accélérométriques pour faire ressortir le signal de la source tout en rejetant le bruit dû à l'écoulement. Dans un premier temps, des modèles numériques qui prennent en compte le couplage fort entre la coque cylindrique, le fluide lourd (c.-à-d. eau) ainsi qu'avec les joints de raccordement de la maquette au circuit hydraulique sont développés. Différents types d'excitation sont considérés pour étudier la réponse vibratoire du système en « signal utile » (c.-à-d. l'excitation acoustique), et en « bruit » (c.-à-d. par des fluctuations de pression pariétale dans la couche limite turbulente). Dans un second temps, les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux obtenus lors d'une campagne de mesures sur la maquette expérimentale pour les mêmes excitations. Dans un dernier temps, les résultats numériques et expérimentaux obtenus sont utilisées comme données d'entrée pour le traitement par formation de voies. Deux variantes sont considérées : la formation de voies conventionnelle (de Bartlett) et une formation de voies optimisée MaxSNR. On s'intéresse aux performances, que l'on cherche à relier aux caractéristiques vibroacoustiques du système

MOTS-CLÉS : modélisation semi-analytique, couplage coque ; fluid lourd, champ vibratoire, analyse fréquentielle, réaction sodium-eau, traitement d'antenne, fonctions de transfert.

Laboratoire (s) de recherche : Laboratoire de vibrations acoustique LVA

Directeur de thèse : Laurent Maxit

Présidente de jury : Nadine Martin

Composition du jury : Alexandre Girard, Alain Gerber (invité), Nadine Martin, Laurent Maxit, Manuel Melon, Frédéric Michel, Emmanuel Perrey-Debain.