



HAL
open science

Études expérimentales et numériques du comportement vibroacoustique de sols sous écoulement turbulent dans le contexte de l'érosion interne de digues.

Charline Jeanniot

► **To cite this version:**

Charline Jeanniot. Études expérimentales et numériques du comportement vibroacoustique de sols sous écoulement turbulent dans le contexte de l'érosion interne de digues.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. AMU - Aix Marseille Université, 2020. Français. NNT: . tel-03108168

HAL Id: tel-03108168

<https://hal.science/tel-03108168>

Submitted on 13 Jan 2021

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.

AIX - MARSEILLE UNIVERSITÉ
INSTITUT NATIONAL DE RECHERCHE POUR L'AGRICULTURE, L'ALIMENTATION ET
L'ENVIRONNEMENT
ED 353 - Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique
Unité de recherche Risques, ECOSystèmes, Vulnérabilité, Environnement, Résilience

Thèse présentée pour l'obtention du grade de
DOCTEUR EN MÉCANIQUE ET PHYSIQUE DES FLUIDES

Charline JEANNIOT

**Études expérimentales et numériques du comportement
vibroacoustique de sols sous écoulement turbulent dans le contexte
de l'érosion interne de digues**

Soutenue le 16/12/2020 devant le jury composé de :

Vincent GARNIER	Président	Université Aix-Marseille
Gaëlle LEFEUVE-MESGOUEZ	Rapportrice	Université Avignon
Laurent MAXIT	Rapporteur	INSA Lyon
Nicolas DAUCHEZ	Examineur	Université Technologie Compiègne
Didier MAROT	Examineur	Université Nantes
Stéphane BONELLI	Directeur de thèse	INRAE Aix-en-Provence
Pierre-Olivier MATTEI	Co-directeur de thèse	LMA Marseille
Fabien ANSELMET	Co-directeur de thèse	École Centrale Marseille



INRAE PACA – Aix-en-Provence le Tholonet
Unité de Recherche Risques, ECOsystèmes, Vulnérabilité, Environnement, Résilience
3275 route de Cézanne - CS 40061
13182 Aix-en-Provence Cedex 5
FRANCE

Remerciements

Tout d'abord, j'aimerais remercier chacun des membres du jury, pour avoir accepté d'évaluer mon travail. Je vous remercie pour nos discussions ainsi que les nouveaux éléments que vous avez soulevés. Votre bienveillance et l'ensemble de vos remarques ont apporté un regard neuf sur mon travail de thèse, qui permettra de l'enrichir dans les années à venir. Je remercie particulièrement Laurent et Gaëlle pour leur travail de rapporteurs qui a conduit à de belles perspectives.

Je souhaite également remercier mes encadrants de thèse pour ces 3 années. Les nombreuses réunions de travail, même confinées, ont été pour moi des vrais moments d'apprentissage et de partage scientifique. Stéphane, je te remercie pour avoir été présent dans tous les moments, aussi difficiles qu'ils aient pu être quelques fois, merci de m'avoir redonné confiance et motivation. Pierre-Olivier, merci à toi pour ta disponibilité, ta patience et d'avoir toujours pris avec le sourire mes étourderies, surtout sur la fin ! Fabien, je te remercie pour ta bienveillance, tes conseils et ton assiduité aux petits détails qui m'ont conduit à mieux apprécier mon travail.

Je remercie la région PACA et INRAE pour m'avoir fait confiance dans la réalisation de cette thèse, inscrite au sein du projet de recherche DIGUE 2020. Ce dernier est un projet financé avec le concours de l'Union Européenne avec le Fonds Européen de Développement Régional. Il s'inscrit également dans le Contrat Plan Etat-Région 2015 - 2020. Je remercie l'ensemble des financeurs pour leur contribution au projet à savoir : l'Union Européenne, l'Etat, la Région Sud, le Département des Bouches-du-Rhône et le LABEX OT-Med (Initiative d'Excellence d'Aix-Marseille Université -A*MIDEX). Je remercie également chaque personne d'INRAE, mais aussi du CEREMA, du SY-MADREM, de l'institut Gustave Eiffel et de l'UMR ESPACE, pour leur implication sur ce projet. Les réunions ainsi que la participation à la construction de cette plateforme de recherche ont été pour moi stimulantes et enrichissantes. Le paysage de Camargue ajoutera à cela un magnifique souvenir de ce projet.

Ma thèse n'aurait pas eu les mêmes saveurs sans mes superbes collègues ! À tous ceux du labo géomécanique d'INRAE : Sylvie, Faustine, Naïm, Yves et Alexis, merci à vous, pour votre bonne humeur, vos personnalités si riches, bienveillantes et votre disponibilité ainsi que votre professionnalisme ! Merci pour m'avoir épaulée, même les week-ends, pour des essais en silence . . . Merci ! Vous me manquerez beaucoup .. Merci également aux thésards : Wilfried, Doan, Zeyd, Marie, Adriane, Shady et Abbas, pour nos discussions, nos moments de partage, sur les doutes et les motivations qui façonnent nos années de thèse. Mon seul regret est de ne pas avoir partagé d'avantage avec vous, du fait de ma vie parisienne. Merci à vous tout de même et je vous souhaite une belle continuation dans vos projets. Merci également aux collègues, Thibaut, Pierre, Nadia, Antoine, Jérôme, Guillaume, Laurent, Claudio, Josiane, Dominique, Luc, pour nos moments de collaboration, nos conversations, nos échanges et surtout votre bienveillance à mon égard. Ma gratitude va également à tous ceux que j'oublie, j'en suis navrée, mon séjour à INRAE n'a été qu'enrichissement professionnel et personnel grâce à vous tous. Merci également à Samuel et à Michel pour leur soutien informatique, notam-

ment durant cette dernière année, avec le confinement et sous Linux, en période de fin thèse ! Votre présence m'a été d'un grand secours, merci !

Je souhaiterai enfin remercier ma famille, particulièrement mes parents, mes sœurs et leur petite famille. Vous avez toujours été là pour moi. Ces trois années de thèse ont été pour moi un challenge, je suis partie loin de vous pour la première fois, pour m'accomplir. J'ai vécu des choses incroyables, autant positives que négatives, et vous seuls savez à quel point votre amour m'a permis d'avancer et d'être celle que je suis aujourd'hui. Alors merci, merci à vous d'être mes parents, d'être mes sœurs et d'être ma famille, merci d'être vous !

Finalement, je te remercie toi, Dimitri, pour m'avoir ouvert les yeux sur la vie, sur ma personne, sur ce que je souhaite être et faire ! Merci d'avoir été là durant ces trois années, pour m'avoir motivée et redonnée confiance en moi ! Merci à toi, chaque jour, de donner un sens et d'illuminer ma vie !

« Le but et la valeur des sciences est de répondre à la question : Qui sommes-nous ? »
Erwin Schrödinger

Mon travail de thèse m'a appris énormément de choses, tout particulièrement sur moi-même, et je suis heureuse de poursuivre ces découvertes jour après jour ! Je souhaite à chacun de trouver son but et sa valeur, quelque soit le chemin qu'il choisira.

Résumé

L'érosion interne est une cause majeure de la rupture des ouvrages hydrauliques tels que les digues de protection et les barrages en remblai. Elle est notamment initiée par des écoulements localisés, qui détachent et transportent les particules de sol à travers le remblai ou sa fondation. La détection des émissions vibroacoustiques de tels écoulements est envisagée dans ce travail. Elle repose sur l'utilisation de capteurs permettant de mesurer l'énergie vibroacoustique associée à des sources internes telles que les écoulements turbulents. Le Hole Erosion Test est un essai de laboratoire utilisé en géomécanique pour caractériser la résistance à l'érosion des sols vis à vis des écoulements localisés. Des essais ont été réalisés avec le Hole Erosion Test équipé d'accéléromètres. L'analyse des mesures montre une forte corrélation entre le diamètre du conduit et la densité spectrale de puissance (PSD) de la pression acoustique mesurée, et avec les mesures hydrauliques (débit et pression différentielle). Un modèle analytique a été développé. Il est fondé sur la résolution d'une équation de propagation avec un terme source caractéristique de type couche limite turbulente. Les résultats analytiques sont en bon accord avec la physique étudiée. Ces investigations théoriques et expérimentales, réalisées pour des écoulements turbulents sans érosion du sol, montrent la possibilité de détecter et de quantifier des écoulements localisés par mesure vibroacoustique. La prise en compte de l'érosion reste encore une question ouverte.

Mots-clés. — Écoulement turbulent, Vibroacoustique, Expérimental, Numérique, Érosion interne, Sols, Dignes.

Abstract

Title. — Experimental and numerical studies of the vibroacoustic behavior of soils subjected to turbulent flow in the context of internal erosion in dikes.

Internal erosion is a major cause of failure of hydraulic structures such as embankment dikes and dams. In particular, it is initiated by localized flows, which transport soil particles through the embankment or its foundation. The detection of vibroacoustic emissions from such flows is considered in this work. It is based on the use of sensors to measure the vibroacoustic energy associated with internal sources such as turbulent flows. The Hole Erosion Test is a laboratory test used in geomechanics to characterize the erosion resistance of soils against localized flows. Tests have been carried out with the Hole Erosion Test equipped with accelerometers. The analysis of the measurements shows a strong correlation between the pipe diameter and the power spectral density (PSD) of the measured sound pressure, and with the hydraulic measurements (flow rate and differential pressure). An analytical model is presented. It is based on the resolution of a propagation equation with a characteristic source term of the turbulent boundary layer type. The analytical results are in good agreement with the studied physics. These theoretical and experimental investigations, carried out for turbulent flows without soil erosion, show the possibility to detect and quantify localized flows by vibroacoustic measurement. The consideration of erosion is still an open question.

Keywords. — Turbulent flow, Vibroacoustics, Experimental, Numerical, Internal Erosion, Soils, Dikes.

Table des matières

Résumé	v
Table des figures	xi
Liste des tableaux	xv
Introduction générale	1
Généralités et méthodologie de la recherche	5
1 Étude bibliographique	7
1.1 Introduction	7
1.2 "De l'ouvrage hydraulique à sa défaillance"	7
1.2.1 Les digues et leurs problématiques	7
1.2.2 Mécanisme de rupture : Érosion interne	9
1.2.3 Détection des écoulements internes au sein des ouvrages hydrauliques par la méthode acoustique	11
1.2.3.1 Potentiel de la mesure du champ acoustique	11
1.2.3.2 Mesures acoustiques réparties par fibre optique	14
1.3 Vibroacoustique d'un écoulement turbulent	15
1.3.1 Écoulement turbulent	15
1.3.2 Couche limite turbulente	18
1.3.3 Émission acoustique d'un écoulement turbulent	20
1.3.3.1 Équation de Lighthill	20
1.3.3.2 Interspectre et autospectre de pression pariétale	21
1.4 Propagation des ondes acoustiques dans divers milieux	25
1.4.1 Milieu fluide homogène - Équation de Helmholtz	25
1.4.2 Milieu élastique homogène et isotrope - Équation de Navier	26
1.4.3 Milieu poreux - Théorie de Biot	27
1.5 Conclusion	29
2 Dispositif expérimental de laboratoire - Essais d'écoulements internes	33
2.1 Introduction	33
2.2 Banc d'essai d'écoulements internes	34
2.2.1 Exploitation du banc Hole Erosion Test	34
2.2.2 Les différents matériaux manipulés	35
2.2.2.1 Ertalon	35

2.2.2.2	Sol traité à la chaux	36
2.2.2.3	Sol non traité	37
2.2.2.4	Bilan sur les caractéristiques géomécaniques des matériaux étudiés	37
2.2.3	L'instrumentation employée	38
2.2.3.1	Mesures vibratoires par accéléromètres	39
2.2.3.2	Mesures acoustiques par fibre optique couplée au DAS	40
2.3	Protocole expérimental des essais d'écoulements internes	41
2.3.1	Paramètres hydrodynamiques	41
2.3.2	Paramètres physiques et géomécaniques	42
2.3.3	Réalisation et traitement des mesures	42
2.3.3.1	Filtrage temporel	44
2.3.3.2	Obtention de la densité spectrale	46
2.3.3.3	Lissage par moyenne mobile	47
2.3.3.4	Identification par lorentzienne	49
2.4	Conclusion	53
3	Modèle analytique de la réponse vibroacoustique d'une conduite soumise à une excitation de type CLT	55
3.1	Description générale et hypothèses	55
3.2	Développement du modèle analytique	56
3.2.1	Déclaration du problème	56
3.2.2	Conditions aux limites	59
3.2.2.1	Condition de Neumann en $x = 0, L_p$	59
3.2.2.2	Condition de Neumann en $r = R_p$	60
3.2.3	Résolution analytique	61
3.3	Validation et calibration du modèle analytique développé	65
3.3.1	Déclarations nécessaires pour le calcul de la densité spectrale de puissance	65
3.3.2	Estimation de l'amortissement	67
3.3.3	Modèle du spectre ponctuel utilisé	69
3.3.4	Lissages par moyenne mobile	70
3.3.5	Choix du calcul de la densité spectrale en un point	70
3.4	Conclusion	72
	Présentation des résultats et analyses	73
4	Résultats expérimentaux et analyses des essais d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques	75
4.1	Introduction	75
4.1.1	Objectifs de ces travaux	75
4.1.2	Méthodologie employée	76
4.1.3	Principaux résultats obtenus	77
4.2	Article n° 1 : Vibroacoustic measurement of the diameter of a pipe subjected to turbulent flow	81
4.3	Article n° 2 : Estimation of the diameter of soil pipe excited by a turbulent internal flow through analysis of vibroacoustic measurements	103

5 Résultats du modèle analytique et analyse de la réponse vibroacoustique	129
5.1 Introduction	129
5.2 Analyse des évolutions de la densité spectrale de puissance	129
5.2.1 Évolution du débit	129
5.2.2 Évolution du diamètre de la conduite interne	132
5.3 Analyse des évolutions des maxima des modes étudiés	133
5.4 Influence du nombre de Strouhal	134
5.5 Conclusion	136
Conclusion et perspectives	139
Bibliographie	141
Annexes	147
A Dispositif expérimental de terrain	149
A.1 Projet de recherche Digue 2020	149
A.1.1 Contexte et objectifs à l'échelle du projet	149
A.1.2 Conception et construction de la plateforme de recherche	151
A.1.2.1 Choix du site	151
A.1.2.2 Réalisation technique	151
A.2 Mesures hydroacoustiques d'écoulements internes au sein d'une digue	153
A.2.1 Dispositif d'écoulement interne	153
A.2.1.1 Caractéristiques du plot dans lequel est implémenté le dispositif expérimental	154
A.2.1.2 Caractéristiques du dispositif expérimental	155
A.2.1.3 Installation du dispositif expérimental	156
A.2.2 Dispositif d'instrumentation	156
A.2.2.1 Capteurs répartis par fibre optique	156
A.2.2.2 Capteurs ponctuels	157
A.2.2.3 Installation du dispositif d'instrumentation	157
A.2.3 Essais prévisionnels d'écoulements internes	158
B Outils et développements relatifs au modèle analytique	159
B.1 Tables des premiers modes longitudinaux	159
B.2 Premier développement	161
B.3 Second développement	162
C Résultats issus des essais expérimentaux	163
C.1 Campagne de mesures sur ertalon - 2019	163
C.1.1 Densité spectrale de puissance de la pression acoustique	163
C.1.2 Tendances des résonances	167
C.2 Campagne de mesures sur sol-chaux - 2020	170
C.2.1 Densité spectrale de puissance de la pression acoustique	170
C.2.2 Tendances des résonances	177

D Résultats issus du modèle analytique	181
D.1 Configuration ertalon	181
D.1.1 Densité spectrale de puissance de la pression acoustique	181
D.1.2 Tendances des résonances	184
D.2 Configuration sol-chaux	187
D.2.1 Densité spectrale de puissance de la pression acoustique	187
D.2.2 Tendances des résonances	189

Table des figures

1.1	Exemples de création du conduit dans un ouvrage hydraulique en remblai par érosion interne (Bonelli [14]).	8
1.2	Phénomènes d'érosion interne (Beguin [7]).	10
1.3	Schéma de l'interface : configuration de l'écoulement axisymétrique avec érosion de la paroi et transport des particules érodées [13].	10
1.4	Signatures des émissions acoustiques durant le test de rupture d'un matériau (Source Mooney et al. [70]).	12
1.5	Spectrogramme issu du test d'émission acoustique avec mesure passive (Source Lu and Wilson [53]).	12
1.6	"Surveillance sismique passive des processus d'érosion : (a)-(c) sont à un stade précoce, et (d)-(f) sont au stade avancé. Les figures (b) et (e) sont des spectrogrammes calculés à partir des données de la composante verticale de l'accéléromètre situé à une distance de 1 m du canal d'érosion. Pour les figures (c) et (f), les spectrogrammes utilisent les données de l'accéléromètre situé à 3,7 m du canal d'érosion." Hickey et al. [40].	13
1.7	Système d'acquisition du DAS depuis la fibre optique.	14
1.8	Schéma de traitement de la mesure effectuée par le DAS.	15
1.9	"Mesures DAS traitées à partir d'un puits de forage horizontal pendant un traitement de fracture hydraulique sur plusieurs heures en utilisant une conception à entrée limitée avec trois grappes de perforation." Molenaar et al. [61].	16
1.10	Profil du champ de vitesse et épaisseur de la couche limite.	19
1.11	Schéma représentant un écoulement sur une plaque plane, dans le plan $\vec{x} = (x, y)$ selon la direction $\vec{x}(x > 0)$	21
1.12	Schéma représentant la variation du spectre de pression pariétale dans le domaine fréquence-nombre d'onde, à fréquence constante telle que $(\omega\delta/U_e \ll 1)$ (Source Howe [41]).	23
2.1	Schéma simplifié du Hole Erosion Test.	34
2.2	Signaux issus des mesures vibratoires pour la détermination des vitesses de propagation dans les matériaux employés.	38
2.3	Schéma simplifié du banc d'essai d'écoulement interne avec mesures vibroacoustiques par accéléromètres et fibre optique-DAS.	39
2.4	Spectrogramme des signaux acoustiques mesurés à l'aide du DAS et de la fibre optique, sur un échantillon en ertalon, avec une conduite interne de 6 mm de diamètre, à débit constant.	40
2.5	Évolution des paramètres hydrodynamiques au cours d'un essai d'écoulement interne avec mesures vibroacoustiques.	42
2.6	Spectre de l'accélération mesurée par l'accéléromètre A1, à débit constant.	44

2.7	Densité spectrale de puissance de la pression acoustique - HET-US-ERT-6-2, accéléromètre A0 sur la plage de fréquences [100, 5 000] Hz.	45
2.8	Densité spectrale de puissance de la pression acoustique - HET-US-ERT-6-2, accéléromètre A1 sur la plage de fréquences [100, 5 000] Hz.	46
2.9	Application de différentes valeurs du paramètre "Steepness" pour le filtral temporel.	46
2.10	Spectres lissés par moyenne mobile - l'augmentation du nombre de points pour le calcul de la moyenne est signifiée par l'échelle de couleur allant du bleu au rouge.	48
2.11	Influence du nombre de points pris pour le calcul de la moyenne mobile sur l'amplitude et la fréquence de résonance n° 2.	48
2.12	Densité spectrale de puissance de la pression acoustique - HET-US-ERT-6-2.	49
2.13	Densité spectrale de puissance de la pression acoustique - HET-US-STC-5-2.	49
2.14	Identification de la première résonance émergente à l'aide de la fonction lorentzienne.	50
3.1	Schéma de la structure considérée dans le modèle analytique	55
3.2	Études des modes élevés dans le modèle analytique.	66
3.3	Détermination de l'amortissement relatif à chaque matériau étudié, d'après le rapport $f_{mns}^{im}/f_{mns}^{re}$, suite aux identifications par lorentzienne des résonances effectuées sur les données expérimentales.	68
3.4	Évolution des spectres ponctuels S_{pp} en fonction de la vitesse de l'écoulement U_0 (a) et de la fréquence (b), selon le modèle de Durant-Robert.	69
3.5	Lissage effectué sur le calcul de la densité spectrale $S(f)$ par moyenne mobile, avec $U_0 = 9$ m/s, pour les deux matériaux étudiés expérimentalement.	70
3.6	Comparaison du calcul de la densité spectrale réalisé tel que $m_j = m_l$ avec les densités spectrales calculées par intégration spatiale ($Nb_{int} = 2$) sur une petite distance correspondant à la largeur de fixation du capteur sur l'éprouvette (avec $U_0 = 9$ m/s et sur A1) pour les deux matériaux étudiés expérimentalement.	71
4.1	Estimation du diamètre en fonction du nombre de Reynolds pour les huit essais réalisés sur l'ertalon (deux essais par diamètre), pour la densité spectrale moyenne \bar{S} . Le diamètre d est exprimé depuis l'équation Eq. (11) avec le modèle à quatre paramètres (a) et \hat{d} depuis l'expression Eq. (22) du modèle à trois paramètres (b). Résultats issus de l'article n° 1.	78
4.2	Densité spectrale de puissance en fonction du nombre de Reynolds (a), densité spectrale de puissance adimensionnée en fonction du nombre de Strouhal (b), d'après les équations Eq (23) et Eq (25) de l'article n° 2.	79
4.3	Estimation du diamètre en fonction du nombre de Reynolds pour les douze essais réalisés sur le sol-chaux (trois essais par diamètre), pour la densité spectrale moyenne \bar{S} . Le diamètre d est exprimé depuis les équations Eqs (16)-(17), du modèle à quatre paramètres, de l'article n° 2.	79
5.1	Évolution de la densité spectrale de puissance $S(f)$ en fonction du débit de l'écoulement Q , pour les résultats analytiques - Configuration ertalon, $D_i = 6$ mm, A1.	130
5.2	Évolution des densités spectrales de puissance $S(f)$ en fonction du débit de l'écoulement Q , pour les résultats expérimentaux - HET-US-ERT-6-2, A1.	130
5.3	Évolution des densités spectrales de puissance $S(f)$ en fonction du débit de l'écoulement Q , pour les résultats analytiques - Configuration sol-chaux, $D_i = 5$ mm, A1.	131
5.4	Évolution des densités spectrales de puissance $S(f)$ en fonction du débit de l'écoulement Q , pour les résultats expérimentaux - HET-US-STC-5-2, A1.	131

5.5	Évolution des densités spectrales de puissance analytiques $S(f)$ en fonction du diamètre de la conduite interne D_i , avec $U_0 = 9$ m/s et sur A1.	133
5.6	Évolution de l'amplitude maximale de la fréquence de résonance $f = 4\ 240$ Hz en fonction du nombre de Reynolds Re , avec un niveau de bruit imposé dans le calcul analytique - Configuration ertalon, A1.	134
5.7	Évolution des amplitudes maximales des résonances en fonction du nombre de Reynolds Re , pour les résultats analytiques - Configuration ertalon, A1.	135
5.8	Évolution des amplitudes maximales des résonances en fonction du nombre de Reynolds Re , pour les résultats expérimentaux - Configuration ertalon, A1.	136
5.9	Évolution de la densité spectrale de puissance adimensionnée $\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U_0^3 D_i)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr} , pour les résultats analytiques - Configuration ertalon, A1.	137
5.10	Évolution de la densité spectrale de puissance adimensionnée $\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U_0^3 D_i)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr} , pour les résultats analytiques - Configuration sol-chaux, A1.	138
A.1	Digue à la Mer : à gauche l'étang du Galabert et à droite l'étang du Fangassier (Archive personnelle).	152
A.2	Plateforme en cours de construction. De gauche à droite : étang du Fangassier, digue du Symadrem, plateforme de recherche, batardeau, étang du Galabert (Archive INRAE).	152
A.3	Schéma en coupe de la plateforme de recherche et de la digue existante.	152
A.4	Schéma du dispositif d'écoulement interne - coupe dans le plan horizontal dans C2.	155
A.5	Schéma du dispositif d'écoulement interne avec l'instrumentation - coupe dans le plan horizontal dans C2.	157

Liste des tableaux

1.1	Statistiques des ruptures de barrages en remblai dans le monde (ICOLD [45]).	9
2.1	Caractéristiques physiques et géomécaniques des matériaux employés pour les essais d'écoulements internes, avec ρ_s la masse volumique, c_s la célérité des ondes sonores, ν le coefficient de Poisson, w la teneur en eau et Γ le taux de compactage.	38
2.2	Configurations physiques et géomécaniques des essais d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques.	43
2.3	Paliers de débit établis depuis le nombre de Reynolds pour les essais d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques (cases gris foncé = paliers non atteints par contrainte technique relative au banc expérimental).	43
2.4	Partie réelle des fréquences de résonance identifiées par $F_j^L(f)$: HET-US-ERT-6-2.	51
2.5	Partie imaginaire des fréquences de résonance identifiées par $F_j^L(f)$: HET-US-ERT-6-2.	51
2.6	Partie réelle des fréquences de résonance identifiées par $F_j^L(f)$: HET-US-STC-5-5.	52
2.7	Partie imaginaire des fréquences de résonance identifiées par $F_j^L(f)$: HET-US-STC-5-5.	52
2.8	Fréquences de résonance moyennes, calculées depuis l'identification par la fonction lorentzienne sur la totalité des essais, pour les matériaux ertalon et sol-chaux, avec l'écart-type σ_j	53
2.9	Reconstitution du spectre $S(f)$, mesuré expérimentalement, par la somme des identifications des fréquences de résonance par la fonction lorentzienne pour l'essai HET-US-ERT-6-3.	53
3.1	Fréquences de résonance déterminées analytiquement pour les matériaux ertalon et sol-chaux.	67
A.1	Caractéristiques du matériau dans le plot n° 1 de la plateforme de recherche Digue 2020.	154
B.1	Partie 1 - n premiers modes longitudinaux du système étudié pour chacun des matériaux utilisés et sur la plage de fréquences étudiée, d'après la formule $f_{0n1} = \frac{c_0}{2\pi} \cdot \frac{n\pi}{L_p}$ (3.28).	159
B.2	Partie 2 - n premiers modes longitudinaux du système étudié pour chacun des matériaux utilisés et sur la plage de fréquences étudiée, d'après la formule $f_{0n1} = \frac{c_0}{2\pi} \cdot \frac{n\pi}{L_p}$ (3.28).	160

Introduction générale

Contexte et problématique

Le contexte général de cette thèse est celui des digues : les digues fluviales de protection contre les inondations et les digues de canaux. Les digues de protection contre les inondations ont pour fonction d'empêcher l'eau de pénétrer dans des zones peuplées ou sensibles. De ce fait, elles sont construites de façon parallèle à un cours d'eau ou à la côte. L'érosion interne est l'un des modes de défaillance les plus répandus dans les digues et elle est difficilement accessible pour les méthodes actuelles de détection. Dans la plupart des cas, les outils de surveillance conventionnels sont incapables de détecter l'érosion interne. L'une des techniques possibles pour la détection des écoulements localisés et l'érosion interne repose sur l'émission acoustique d'un écoulement interne localisé au sein d'un ouvrage hydraulique en terre.

L'émission acoustique, qui est une technique passive, repose sur l'utilisation de capteurs vibroacoustiques (des géophones ou des accéléromètres) pour mesurer l'énergie acoustique libérée par des sources internes. Lu and Wilson [53] sont précurseurs dans l'étude des émissions acoustiques caractéristiques des écoulements internes localisés. L'estimation du bruit produit par un écoulement turbulent nécessite la résolution d'une équation de propagation pilotée par un terme source, fonction de la turbulence de l'écoulement. La question de la modélisation de ce terme source est inséparable de celle de la modélisation de la turbulence (Corcos [24]). Cette thèse consiste à développer de nouveaux modèles théoriques, de nouvelles méthodes expérimentales ainsi que des outils numériques pour l'émission acoustique induite par des écoulements turbulents en charge dans un conduit circulaire et sa propagation acoustique dans un sol saturé.

L'objectif de cette thèse est d'étudier le potentiel de la technique de détection acoustique en vue de détecter, classifier, localiser et quantifier les zones de faiblesse telles que les fuites, les écoulements concentrés et l'érosion interne, à l'intérieur des digues et de leur fondation. La problématique abordée est l'estimation des relations entre les caractéristiques physiques d'un écoulement interne dans une conduite cylindrique et ses émissions vibroacoustiques.

Démarche de la recherche

Nous pensons que la signature acoustique d'un écoulement turbulent dans une conduite interne cylindrique est relative aux caractéristiques physiques de cet écoulement. Afin de déterminer un tel lien, nous adoptons la stratégie suivante. Dans un premier temps, il est nécessaire de comprendre les phénomènes physiques qui caractérisent les écoulements turbulents ainsi que leurs émissions vibroacoustiques. Notre démarche consiste à réaliser des essais en laboratoire et à analyser les corrélations entre des grandeurs hydrauliques (débit, vitesse, nombre de Reynolds, chute de pression) et vibroacoustiques (accélération, pression acoustique, densité spectrale de puissance acoustique), dans le but

de déduire une équation permettant d'estimer le diamètre interne de la conduite.

Pour cela, une campagne expérimentale est menée sur le dispositif HET (Hole Erosion Test) avec plusieurs échantillons de sol. Ce dispositif quantifie la résistance à l'érosion des sols. Dans un premier temps, nous considérons une situation sans érosion et utilisons deux matériaux résistants à l'érosion (l'ertalon et un sol traité à la chaux). Cela nous permet de générer des écoulements turbulents dans des conduites de diamètres fixes et différents : un essai = (un matériau, un diamètre). Au cours de ces essais, nous réalisons des mesures vibroacoustiques à l'aide d'accéléromètres. L'analyse de ces mesures conduit à la considération de fréquences de résonance, caractéristiques de chaque essai. Le couplage vibratoire entre le milieu fluide et le milieu solide ici est complexe. L'hypothèse de base concernant le couplage entre les caractéristiques hydrauliques et vibroacoustiques est la suivante : la vitesse d'écoulement a une influence sur l'amplitude du signal, mais n'a aucune influence sur la fréquence de résonance du système lorsque le nombre de Mach est petit (Gao and Liu [37]). Une corrélation entre la densité spectrale de puissance de la pression acoustique, l'hydraulique des mesures et le diamètre de la conduite est finalement proposée.

Un modèle analytique est ensuite élaboré pour conforter les connaissances acquises sur les physiques étudiées. Une corrélation entre les résultats analytiques et les données expérimentales vient valider le modèle. Enfin, nous proposons une conclusion sur la faisabilité de la surveillance acoustique des ouvrages hydrauliques de type digue. Nous proposons ainsi de nouveaux modèles et méthodes expérimentales basés sur des mesures vibroacoustiques, permettant d'enrichir les méthodes actuelles de détection d'écoulements dans les digues.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit s'articule sur la base de cinq chapitres, pour lesquels des annexes fournissent des informations complémentaires au lecteur.

L'ensemble des notions abordées dans le manuscrit est défini dans le premier chapitre. Le contexte des digues y est établi ainsi que les problématiques existantes relatives à leurs ruptures, en particulier sur la caractérisation de l'érosion interne et sa détection. Nous y proposons également un état des lieux sur les connaissances actuelles des écoulements internes turbulents, précurseurs de l'érosion interne, ainsi que des modèles vibroacoustiques existants. En effet, afin de déterminer une relation entre les caractéristiques hydrauliques et acoustiques des écoulements turbulents, il est nécessaire de comprendre chaque physique individuellement pour ensuite mieux appréhender les couplages multi-physiques ainsi que leurs complexités. Les notions abordées permettent in fine de définir les hypothèses retenues qui serviront d'axe principal à nos travaux.

Les essais expérimentaux d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques, qui ont été menés au sein du laboratoire d'INRAE à Aix-en-Provence, sont présentés dans le second chapitre de ce manuscrit. Dans un premier temps, le dispositif expérimental est décrit. Celui-ci est constitué d'un banc d'essai d'érosion interne (HET), qui a été adapté pour la réalisation de mesures vibratoires à l'aide d'accéléromètres. Le protocole expérimental est ensuite défini, il fait état de plusieurs essais d'écoulements internes à des échantillons cylindriques de matériaux non-érodables. Les paramètres à faire varier sont le débit de l'écoulement, le type de matériau de l'échantillon ainsi que le diamètre de la conduite interne à ce dernier. Plusieurs débits permettent ainsi des mesures vibroacoustiques caractéristiques de divers écoulements turbulents. Un traitement de ces mesures est enfin présenté, conduisant à la densité spectrale de puissance de la pression acoustique, choisie comme grandeur de

référence pour l'ensemble des analyses et modèles proposés par la suite.

Un troisième chapitre est consacré au modèle analytique que nous avons développé. Ce dernier est représentatif du système étudié expérimentalement et vise à exprimer la physique observée. Il est basé sur la résolution d'une équation de propagation des ondes avec un terme source dépendant de la turbulence de l'écoulement. Il consiste à exprimer la réponse vibroacoustique du système ainsi soumis à une excitation de type couche limite turbulente. La densité spectrale de puissance de la pression acoustique est ici le résultat de ce modèle, permettant ainsi une analyse comparative avec les résultats expérimentaux. Une étape de calibration des paramètres du modèle est réalisée d'après les essais expérimentaux afin de valider le modèle, relativement aux phénomènes physiques considérés jusqu'ici.

Le chapitre suivant est quant à lui destiné à l'analyse des résultats expérimentaux. Il est composé de deux publications, chacune étant orientée sur une campagne de mesures expérimentales différenciée par le matériau étudié. Les matériaux en question sont l'ertalon et une composition de sol traité à la chaux, qui permettent de faire des hypothèses simplificatrices sur le milieu considéré, tout en étant proche de la réalité du remblai dans le cas du sol traité à la chaux. Une corrélation entre les mesures hydrauliques et les mesures vibroacoustiques permet de proposer deux modèles d'estimation du diamètre de la conduite interne, où se tient l'écoulement turbulent.

Enfin, les résultats du modèle analytique sont exposés dans le cinquième et dernier chapitre. Ces résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux permettant de valider l'approche choisie pour la modélisation, et d'affiner notre compréhension de la physique étudiée. Ils mettent ainsi en évidence les améliorations à apporter à la fois sur le dispositif expérimental mais également dans le modèle analytique, notamment à travers les hypothèses du problème considéré, induisant ainsi des modifications dans le choix des modèles physiques utilisés pour son établissement.

Une conclusion fait état de l'ensemble de ce travail et de chacune des observations faites tout au long de ce manuscrit. Des perspectives à ces travaux sont finalement proposées, en particulier avec un cas d'application possible des modèles développés dans une configuration expérimentale à l'échelle de l'ouvrage.

Première partie

GÉNÉRALITÉS ET MÉTHODOLOGIE DE LA RECHERCHE

Chapitre 1

Étude bibliographique

1.1 Introduction

L'hydroacoustique est la discipline consacrée à l'étude du bruit d'origine hydrodynamique, à sa propagation et à son rayonnement. Les problématiques d'interaction fluide-structure en présence d'une couche limite turbulente, telles qu'étudiées par Bonness et al. [16] ou encore Evans et al. [32], sont au cœur de cette discipline. En effet, les études majeures, qui constituent ce domaine de recherche, portent sur la description et la compréhension des écoulements turbulents, ainsi que leur mesure et leur modélisation [68]. Les mécanismes générateurs de sources acoustiques et les phénomènes de propagation au sein d'écoulements complexes en font également partie [51], [52]. Ces problématiques sont non linéaires et la plupart du temps multi-échelles. Leur compréhension et leurs modélisations analytique et numérique demandent un travail rigoureux et délicat, du fait du caractère ondulatoire de l'acoustique et de sa faible énergie par rapport à celles des fluctuations aléatoires présentes au sein des écoulements turbulents [2]. Des fluctuations de pression pariétale, induites par un fluide, peuvent être à l'origine d'un champ excitateur dans le rayonnement de certaines structures [66], [27], [55]. De la même manière, un outil de diagnostic pour la propagation en conduite, tel que la surveillance du bruit, s'inscrit tout à fait dans cette discipline [53].

Ce travail de thèse fait partie intégrante de l'hydroacoustique. Nous étudions ici l'émission acoustique d'un écoulement turbulent au sein d'une conduite interne cylindrique, à travers les caractéristiques physiques de l'écoulement telles que le débit ou la vitesse, ainsi que sa propagation dans un milieu solide ou un milieu poreux. Cette étude s'inscrit dans une problématique de caractérisation d'un écoulement interne à partir de sa signature acoustique, au sein d'un ouvrage hydraulique de type digue.

1.2 "De l'ouvrage hydraulique à sa défaillance"

1.2.1 Les digues et leurs problématiques

Nous nous intéressons ici aux ouvrages hydrauliques en remblai et plus particulièrement aux barrages en remblai et aux digues fluviales de protection contre les inondations. Le matériau de construction caractéristique des ouvrages en remblai est généralement de la terre (ou "sol"). Le bilan d'activité annuel 2016 du contrôle de la sécurité des ouvrages hydrauliques [59] recense aujourd'hui environ 9 000 km de digues en France, sur lesquels de nombreux incidents ont été constatés et dont

les causes sont majoritairement liées à un événement climatique de type crue.

Les nombreux événements climatiques conduisent l'ensemble des collectivités et les gestionnaires des ouvrages hydrauliques à œuvrer conjointement pour faire face au risque d'inondation consécutive à une rupture par brèche. Des rapports techniques et des bulletins d'information sont établis par des groupes de travail en lien avec le Ministère de l'Écologie, du Développement Durable, des Transports et du Logement en collaboration avec des instituts de recherche dont INRAE et des centres d'expertises tels que le Cerema ([22],[58]), fournissent un état des lieux des risques d'inondation relatifs aux différents ouvrages hydrauliques. Ils mettent en évidence les enjeux actuels du risque d'inondation et l'importance de la gestion et de l'auscultation des ouvrages hydrauliques de protection. Ils mettent notamment en avant le fait que l'érosion interne est l'une des causes majeures de rupture par brèche, comme ici à Saint-Julien des Landes (France) (figure 1.1a) et à Ouches (France) (figure 1.1b).



(a) Saint-Julien des Landes (France), digue construite en 1969, une érosion par écoulement interne s'est produite lors du premier remplissage.



(b) Les Ouches (France), digue construite au 18^{ième} siècle, une érosion par écoulement interne s'est produite en 2001.

FIGURE 1.1 – Exemples de création du conduit dans un ouvrage hydraulique en remblai par érosion interne (Bonelli [14]).

La problématique qui nous intéresse concerne les digues en remblai car elles représentent la majorité des digues. Leur ancienneté implique une vulnérabilité qui nécessite une surveillance accrue sur l'ensemble du système d'endiguement. Les digues en remblai sont généralement construites avec un matériau local, composé de sable, d'argile et de limon. Ces trois matériaux, en proportions différentes, définissent les caractéristiques géo-mécaniques de la digue. La connaissance de cette composition est importante car elle permet de qualifier la résistance de la digue face aux sollicitations telles que l'érosion. Des essais géo-mécaniques existent afin de caractériser le matériau présent dans la digue. Cela permet de définir son comportement selon la sollicitation et par la suite celui de la digue lorsqu'elle est soumise à cette même sollicitation. Duttine [29] présente dans sa thèse les essais couramment utilisés en laboratoire (essai Proctor, de cisaillement) et in situ (essais de pénétration, d'expansion, essais sismiques) pour la caractérisation des sols sous sollicitations.

Les principaux mécanismes de ruptures des digues sont l'érosion externe, l'érosion interne ainsi que les instabilités. Un état des lieux des événements provoquant la rupture des ouvrages hydrauliques, dont les digues, a été réalisé par Foster et al. [36]. Les statistiques de cette étude mettent en évidence que l'érosion interne est l'un des mécanismes de rupture très courant, en particulier sur les ouvrages anciens. Nous nous intéressons à ce mécanisme de rupture dans le but d'améliorer le diagnostic de défauts, tels que les renards hydrauliques, au sein des ouvrages hydrauliques de

type digues. En effet, les écoulements internes localisés sont précurseurs du phénomène d'érosion interne notamment. La digue ainsi que les écoulements, auxquels elle est soumise, s'intègrent ainsi pleinement au domaine hydroacoustique.

1.2.2 Mécanisme de rupture : Érosion interne

L'érosion interne représente environ 50% des causes de ruptures des digues d'après la table synthétique 1.1 de l'ICOLD¹ [45]. Ce mécanisme de rupture peut s'initier dès lors que la digue ou ses fondations sont en eau et que des écoulements à travers l'ouvrage sont effectifs. C'est typiquement le cas pendant une crue ou une marée haute, le niveau de l'eau est supérieur au niveau habituel, la digue est alors soumise à un nouveau gradient hydraulique et des écoulements d'eau peuvent survenir s'il y a des hétérogénéités ou des zones de faiblesses.

"L'érosion interne se développe si l'écoulement interne provoque à la fois l'arrachement des particules du matériau ET leur transport." Blais[11]

Érosion		Glissement - Instabilité	
Externe	Interne	Statique	Sismique
48 %	46 %	4 %	2 %
94 %		6 %	

TABLE 1.1 – Statistiques des ruptures de barrages en remblai dans le monde (ICOLD [45]).

L'érosion interne peut se déclencher selon plusieurs facteurs tels que la nature du matériau, le caractère adhésif/cohésif de celui-ci et le régime hydraulique. De la même manière, la présence de défauts initiaux, tels que des fissures, des racines végétales, des terriers d'animaux mais aussi des interfaces entre différents matériaux ou des canalisations, vient accroître le risque d'érosion [81]. Une fois l'érosion initiée, elle est évolutive dans le temps. Durant cette phase de progression, les pressions interstitielles et la vitesse de l'écoulement d'infiltration de l'eau augmentent. Cela peut conduire à la création de brèches et enfin l'effondrement de l'ouvrage.

Il est très souvent fait état dans la littérature de quatre phénomènes initiateurs de l'érosion interne ([35][14][7]), définis ci-dessous et tels que représentés sur le schéma 1.2.

- a) **Érosion régressive** : détachement et entraînement des particules de sol sous une surface depuis un débouché à l'aval, amenant de manière régressive à la création d'une conduite.
- b) **Érosion par écoulement localisé** : détachement et entraînement des particules de sol sous l'action de l'écoulement à partir d'une conduite préexistante ou d'une fissure.
- c) **Suffusion** : détachement et entraînement des particules de sol fines à travers les espaces vides entre les particules de sol plus grossières.
- d) **Érosion de contact** : détachement et entraînement des particules de sol fines, conjointes avec des particules de sol plus grossières, par un écoulement traversant ces dernières.

1. International Commission On Large Dams

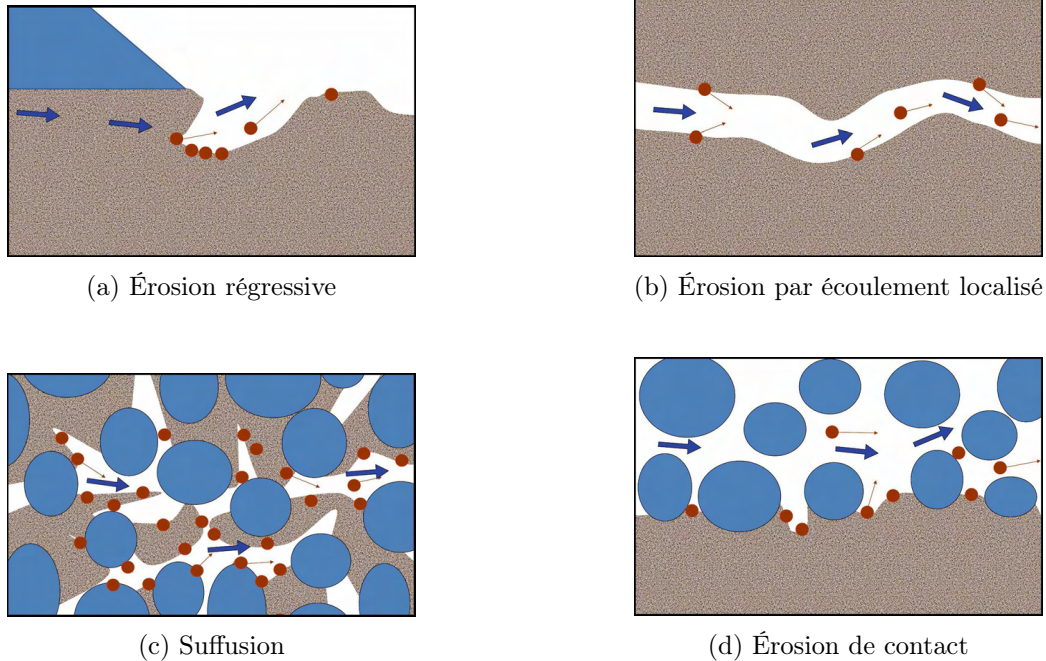


FIGURE 1.2 – Phénomènes d'érosion interne (Beguin [7]).

L'érosion par écoulement localisé peut être étudiée en laboratoire par des essais d'érosion de trou, notamment à travers le Hole Erosion Test (présenté au chapitre 2). Cet essai permet la reproduction expérimentale du phénomène d'érosion en conduite ainsi que sa modélisation. Généralement, le protocole expérimental d'un tel dispositif consiste à réaliser une conduite interne de quelques millimètres de diamètre dans un échantillon de sol intact ou remanié de dimension décimétrique. Ce défaut préexistant est ensuite soumis à une sollicitation hydraulique suffisamment importante pour initier l'érosion. Ces essais et leur interprétation permettent de déterminer la sensibilité des matériaux à l'érosion et d'en déduire des lois d'érosion reliant les grandeurs physiques caractéristiques de l'érosion de conduite. Les deux grandeurs principales sont la contrainte de cisaillement τ et le taux d'érosion $\dot{\varepsilon}$, représentées à la figure 1.3.

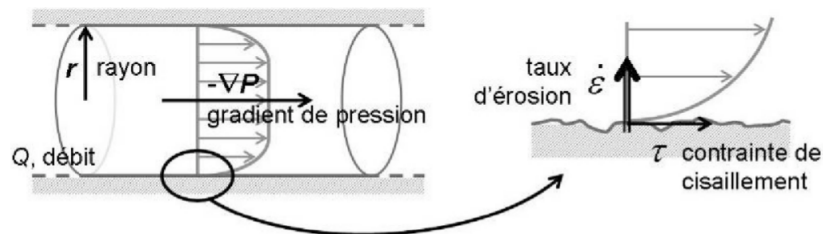


FIGURE 1.3 – Schéma de l'interface : configuration de l'écoulement axisymétrique avec érosion de la paroi et transport des particules érodées [13].

Lors de ce phénomène, il est couramment constaté une loi d'érosion empirique de la forme :

$$\dot{\varepsilon} = \begin{cases} C_e(\tau - \tau_c) & \text{si } \tau > \tau_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.1)$$

$$(1.2)$$

Où $\dot{\epsilon}$ est le taux d'érosion correspondant au flux de masse de sol érodé (en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), C_e est le coefficient d'érosion (en s.m^{-1}), τ est ici la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement sur le sol (en Pa) et enfin τ_c est la contrainte critique (en Pa) au delà de laquelle l'érosion est effective. En-dessous, la contrainte exercée par le fluide est inférieure à ce seuil et l'érosion n'a pas lieu, ou est non significative. Il est également possible d'écrire cette loi d'érosion avec le coefficient d'érosion k_d (en $\text{m}^2.\text{s.kg}^{-1}$) tel que $k_d = C_e/\rho_s$, avec ρ_s la densité sèche du sol (en kg.m^{-3}).

Le coefficient d'érosion et la contrainte critique sont estimés à l'aide de modèles d'interprétation dans le but de déterminer la sensibilité de divers matériaux soumis à des écoulements internes. L'ouvrage de Bonelli [14] établit une description détaillée de cet essai, en particulier sur le protocole expérimental ainsi que sur les méthodes d'interprétation des paramètres d'érosion, dont celles proposées par Wan and Fell [83] ou encore par Bonelli et al. [15]. Il existe des modèles analytiques permettant de corrélérer les résultats expérimentaux et les résultats issus de ces méthodes d'interprétation ([8],[15],[56]).

Bien que le pourcentage de ruptures des ouvrages hydrauliques par érosion interne soit supérieur à celui relatif aux instabilités (table 1.1), ce dernier est plus couramment connu et les méthodes de surveillance mieux adaptées à cette problématique. En revanche, l'érosion interne est plus difficile à appréhender et à anticiper. C'est la raison pour laquelle nous développons une méthode permettant la détection des écoulements internes localisés au sein d'un ouvrage hydraulique de type digue. Cette méthode est basée sur une approche vibroacoustique et permettrait de détecter et de quantifier les écoulements internes.

1.2.3 Détection des écoulements internes au sein des ouvrages hydrauliques par la méthode acoustique

Nous avons vu précédemment l'importance et les enjeux relatifs à la surveillance des ouvrages hydrauliques, plus spécifiquement les digues en remblai constitués de sol naturel, et en particulier face au phénomène d'érosion interne. Les écoulements internes précurseurs de ce phénomène d'érosion méritent ainsi une attention accrue et les méthodes de détection sont souvent peu ou pas adaptées aux grands linéaires. Mériaux et al. [57] font un état des lieux des méthodes d'auscultation et de surveillance des digues. La thèse de Johannsson [46] présente également diverses méthodes de détection des écoulements internes/fuites dans les digues. Les méthodes les plus courantes de détection des fuites dans les ouvrages hydrauliques de type digues, mises à part les détections visuelles-physiques réalisées par des opérateurs de surveillance, sont basées sur divers champs d'études, parfois couplés entre eux : système d'identification [80], imagerie [71][82], résistivité [64] et température [47]. Une autre méthode non utilisée à ce jour dans la détection des fuites dans les digues repose sur la mesure du champ acoustique caractéristique d'un écoulement interne.

1.2.3.1 Potentiel de la mesure du champ acoustique

Mooney et al.[70] ont montré que le phénomène d'érosion pouvait être observé par une méthode de détection acoustique passive (c'est-à-dire en mode "écoute"). Leur objectif est ici d'identifier les signatures acoustiques caractéristiques de différents phénomènes : la surverse, la rupture d'un matériau et un phénomène d'auto-réparation d'un matériau servant de filtre. En ce qui nous concerne, nous associons la rupture du matériau à un phénomène d'érosion interne type correspondant à l'arrachement de particules de sol. Leurs résultats sur ce phénomène de rupture montrent que celle-ci est précédée d'une augmentation globale de l'énergie acoustique, relative à l'écoulement localisé, puis caractérisée par un pic d'énergie au moment même où la rupture est effective, cf. figure 1.4.

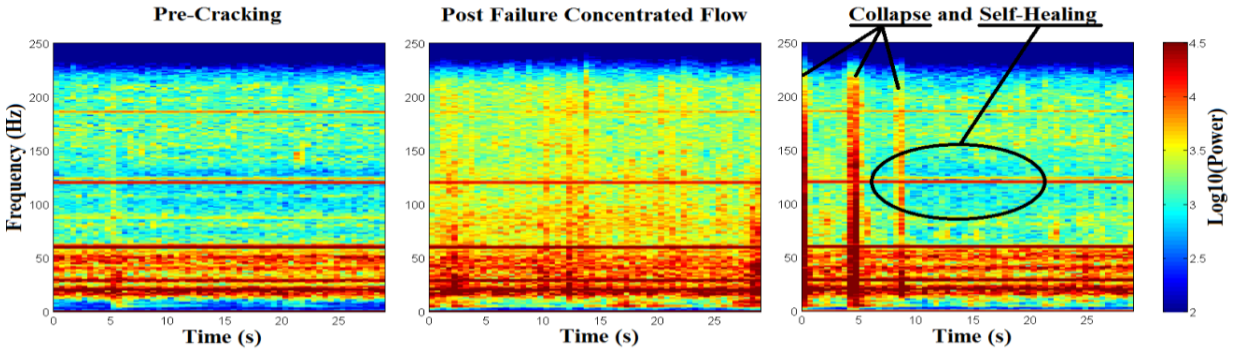


FIGURE 1.4 – Signatures des émissions acoustiques durant le test de rupture d'un matériau (Source Mooney et al. [70]).

Lu and Wilson [53] ont, quant à eux, exploité la détection acoustique passive et active afin de contrôler et évaluer les écoulements internes en conduite ainsi que le phénomène d'érosion. La méthode passive est ici similaire à celle de Mooney, leur instrumentation mesure les émissions acoustiques des phénomènes étudiés. La méthode active consiste en revanche à envoyer une onde et à mesurer la réponse du système, tel que le fait la méthode passive, afin d'extraire les informations relatives au phénomène étudié. À l'aide de la méthode active, ils ont prouvé la faisabilité de capturer les signatures acoustiques instantanées en termes de vitesse de propagation des ondes de compression dans le sol, sous des conditions hydrologiques dynamiques et de bruit. Leur modèle a démontré le potentiel de la méthode acoustique dans la surveillance des écoulements internes et du phénomène d'érosion. La méthode passive utilisée dans leur étude a quant à elle permis de mettre en évidence la présence d'un écoulement interne localisé, cf. figure 1.5. Un traitement du signal n'a en revanche pas été appliqué aux mesures.

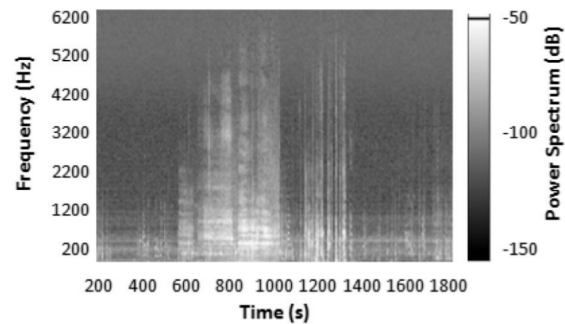


FIGURE 1.5 – Spectrogramme issu du test d'émission acoustique avec mesure passive (Source Lu and Wilson [53]).

Afin de conforter le potentiel de la mesure du champ acoustique dans la surveillance d'écoulements internes localisés, au sein des ouvrages hydrauliques, nous nous sommes basés sur les travaux de Lu and Wilson, mais également de Hickey et al. [40], dont les études ont bien prouvé la faisabilité de ce type de mesure. Hickey et al. ont réalisé des essais d'érosion interne dans un remblai à échelle 1 et mesuré les réponses vibratoires à l'aide d'accéléromètres. La figure 1.6 présente les spectrogrammes calculés d'après les mesures par accéléromètres (composantes verticales). Le phénomène d'érosion est ici bien visible dans le domaine fréquentiel, ce qui atteste la faisabilité de la mesure par accéléromètre pour ce type d'application. En revanche les deux études n'exploitent pas les signaux vibroacoustiques en vue de caractériser les phénomènes qu'ils représentent tels que les écoulements internes localisés ou un mécanisme d'érosion. C'est ce que nous souhaitons réaliser dans ce travail de thèse avec l'étude des signatures vibroacoustiques des écoulements en conduite. L'objectif étant de caractériser un écoulement, via une estimation du diamètre interne de la conduite, depuis son

empreinte vibroacoustique.

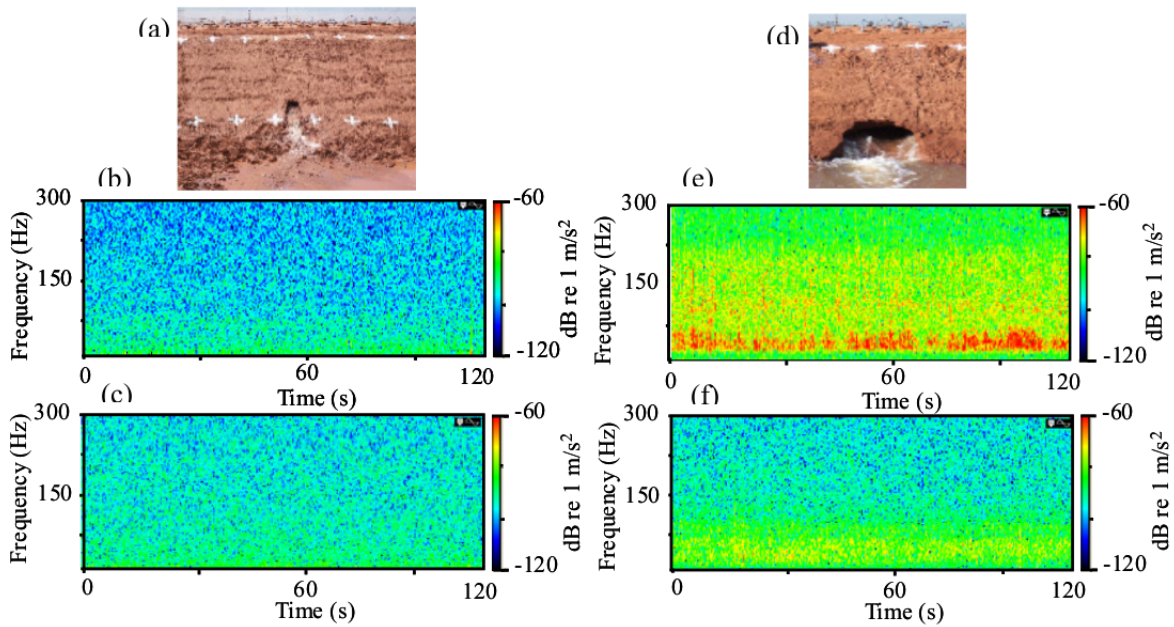


FIGURE 1.6 – "Surveillance sismique passive des processus d'érosion : (a)-(c) sont à un stade précoce, et (d)-(f) sont au stade avancé. Les figures (b) et (e) sont des spectrogrammes calculés à partir des données de la composante verticale de l'accéléromètre situé à une distance de 1 m du canal d'érosion. Pour les figures (c) et (f), les spectrogrammes utilisent les données de l'accéléromètre situé à 3,7 m du canal d'érosion." Hickey et al. [40].

De plus, l'application ponctuelle de capteurs vibroacoustiques telle que dans les travaux de Hickey est possible localement mais ne permet pas une surveillance continue des digues sur l'ensemble de leur linéaire (plusieurs kilomètres : contraintes physique et financière). Une technique alors possible est la mesure répartie par fibre optique. Les mesures de température réparties sont connues depuis plusieurs décennies pour détecter de potentielles fuites à travers les digues en remblai. Elles reposent sur le nombre de Peclet qui exprime le rapport entre le transfert de chaleur régi par le débit de fuite et celui régi par la conduction thermique. L'utilisation de la fibre optique pour des mesures réparties de la température, ou encore DTS², a permis un regain d'intérêt de cette technique dans la détection des fuites au sein des digues, notamment en augmentant les linéaires et la surveillance à long terme de l'ouvrage. Cette technologie est aujourd'hui considérée comme bien connue et employée en pratique sur des essais de terrain [25]. En revanche, elle présente des inconvénients non négligeables tels que l'incapacité à estimer le volume et l'emplacement exact de la fuite. Pour une utilisation efficace de la méthode DTS, la fibre optique doit en effet être positionnée au sein même de la fuite. Finalement, la mesure répartie de température ne permet pas de localiser les écoulements internes au sein d'une digue ou de sa fondation. Une technique envisagée est la surveillance passive des émissions acoustiques à l'aide d'un dispositif de mesures réparties DAS³ couplé à la fibre optique [49].

2. Distributed Temperature Sensing

3. Distributed Acoustic Sensing

1.2.3.2 Mesures acoustiques réparties par fibre optique

Les capteurs acoustiques répartis, appelés couramment Distributed Acoustic Sensing (DAS), permettent une analyse des événements vibratoires et acoustiques. Le DAS a été introduit dans le domaine pétrolier et l'industrie du gaz pour un certain nombre d'applications [17][60], dont la détection des fuites le long des tuyaux d'acheminement du gaz et du pétrole. Le principe de mesure est basé sur la caractérisation de l'onde Rayleigh et donne une information sur les variations de pression acoustique en tout point de la fibre optique (cf. figure 1.7). Tel que représenté sur le schéma 1.8, de multiples ondes de rétrodiffusion Rayleigh sont réfléchies lors du parcours de la fibre optique par une impulsion laser et en tout point de la portion éclairée au même instant. L'interférence résultante entre toutes ces ondes correspond au Coherent Rayleigh Noise (CNR). Ce dernier est caractéristique de l'état de la fibre optique à un endroit précis et à l'instant de passage de l'impulsion. Tout changement d'état à l'échelle microscopique fait varier les rétrodiffusions de Rayleigh et, par conséquent, le CNR. Suite à l'injection d'une impulsion laser cohérente dans la ligne optique et par détection directe, l'instrument numérise le signal de rétrodiffusion à une période inférieure à la résolution spatiale (i.e. inférieure à la durée de l'impulsion). La répétition de cette mesure permet de suivre l'évolution temporelle de l'amplitude du CNR à chacune des positions de la fibre optique. Une analyse de Fourier est ensuite réalisée afin d'extraire les fréquences de vibration. Cet instrument vient donc échantillonner l'état en pression de la fibre optique à une fréquence déterminée par la fréquence de répétition des impulsions optiques qui définira la bande passante acoustique (avec l'application de la relation de Shannon⁴). Les gammes de fréquences de variation sont de l'ordre de 2 Hz à 50 kHz. Le DAS possède une résolution spatiale comprise entre 1 et 10 m avec un échantillonnage spatial de 0.67 m.

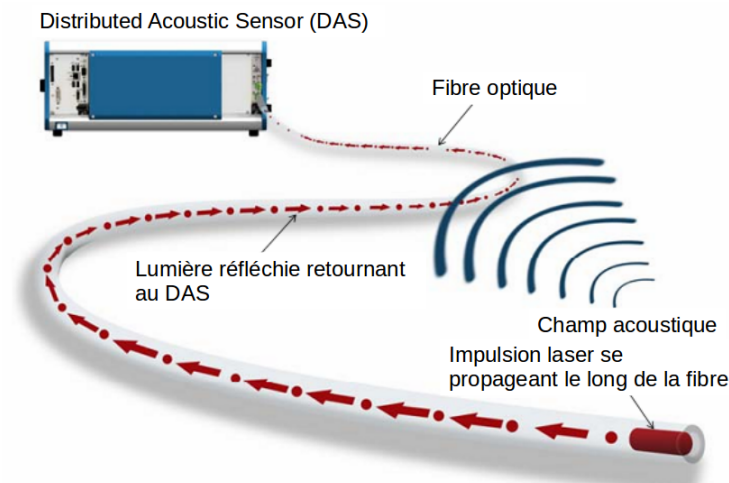


FIGURE 1.7 – Système d'acquisition du DAS depuis la fibre optique.

En 1992, Kurmer et al.[49] montraient déjà la faisabilité de l'utilisation des capteurs acoustiques répartis par fibre optique pour la détection de fuites dans les conduites. Aujourd'hui, cette technologie est de plus en plus utilisée car elle possède un large spectre d'applications. Des recherches récentes, telles que celle de Panhuis et al. [65] avec l'utilisation du DAS et de la fibre optique pour la

4. Théorème d'échantillonnage : nombre d'échantillons par unité de temps $\geq 2(f_{max} - f_{min})$.

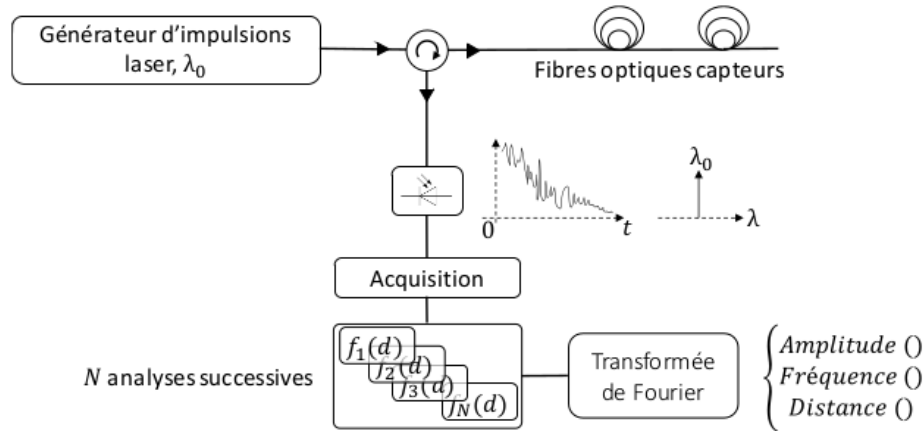


FIGURE 1.8 – Schéma de traitement de la mesure effectuée par le DAS.

surveillance du débit dans des injecteurs de fluides, ou encore Stajanca et al. [77] dans la détection de fuites dans les conduites, aboutissent cependant à un constat de plus en plus courant maintenant : le DAS associé à la fibre optique présente un fort potentiel dans la détection des événements vibratoires et acoustiques mais la caractérisation de ces événements n'est possible qu'en complétant le dispositif de mesure avec d'autres instrumentations telles que des accéléromètres ou des géophones. En revanche, le DAS permet un suivi des événements en temps réel et est ainsi capable de mesurer la dynamique d'un événement. L'étude de Molenaar et al. [61] reflète bien cet aspect du DAS. En effet, ils ont mesuré la réponse vibratoire d'un puits de forage pendant une phase de fracturation hydraulique⁵. La figure 1.9 montre les mesures acoustiques du DAS avant et pendant la phase de fracturation. Il apparaît que, pour un certain niveau d'injection d'acide, représenté en phase a, la fracturation devient progressivement effective à différents endroits du puits (#1, #2 et #3). Ce suivi en temps réel peut s'avérer être un atout intéressant dans la surveillance des ouvrages hydrauliques de type digue.

Le DAS est techniquement capable de déterminer le champ acoustique vectoriel complet (amplitude, fréquence, phase), à chaque point de la fibre optique, mais cela reste en pratique difficile. L'enjeu est de taille avec des capacités de mesure s'étendant sur de grands linéaires (jusqu'à 50 km). La quantité de données à traiter est conséquente et les méthodes d'interprétation des mesures sont encore mal standardisées. De plus, il existe un réel manque de bases de données sur les signatures acoustiques des écoulements internes localisés. C'est la raison pour laquelle nous souhaitons enrichir les connaissances actuelles des signatures acoustiques caractéristiques des écoulements internes localisés, au sein des ouvrages de type digues, et améliorer les méthodes d'analyse de ces signaux. Les études présentées jusqu'à présent sont précurseurs de notre démarche scientifique.

1.3 Vibroacoustique d'un écoulement turbulent

1.3.1 Écoulement turbulent

Nous situant dans le contexte des digues et des écoulements internes localisés, nous choisissons d'étudier les écoulements turbulents de type écoulements localisés. Les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement qui régissent de tels écoulements sont issues des équations

5. Fracturation d'une formation géologique peu perméable via l'injection d'un fluide à haute pression.

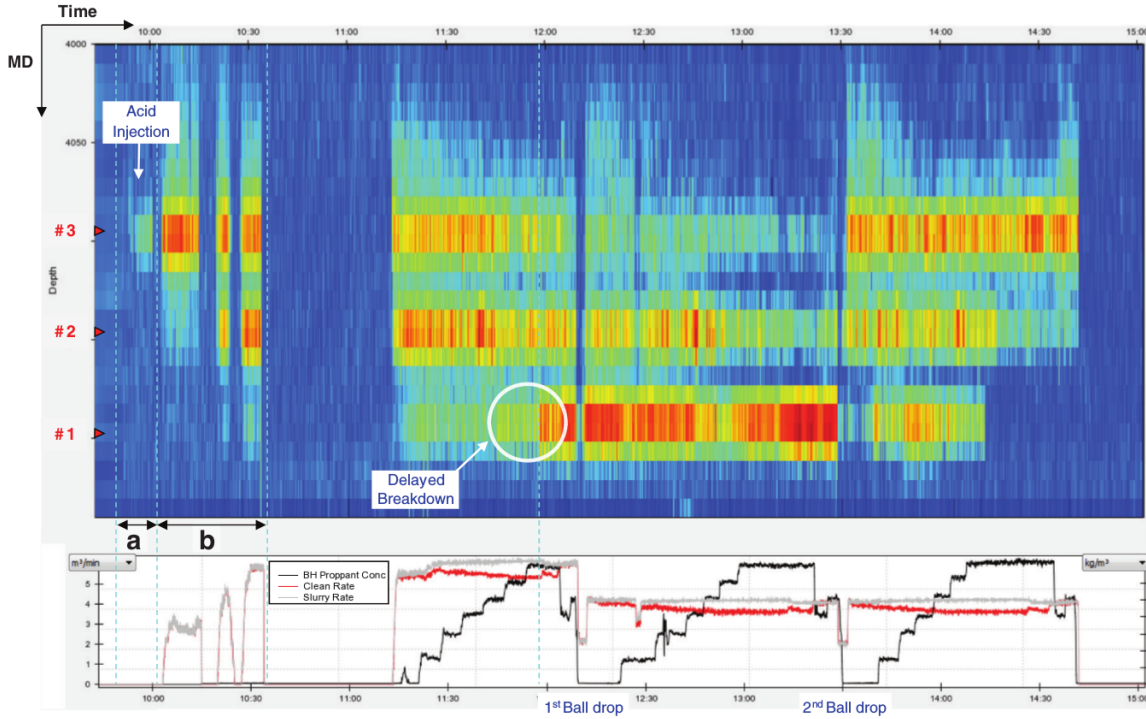


FIGURE 1.9 – "Mesures DAS traitées à partir d'un puits de forage horizontal pendant un traitement de fracture hydraulique sur plusieurs heures en utilisant une conception à entrée limitée avec trois grappes de perforation." Molenaar et al. [61].

de Navier-Stokes. L'établissement de ces équations dans le cadre d'un écoulement turbulent a été repris par de nombreux auteurs, citons par exemple Stephen B. Pope [68]. Elles découlent des lois de conservation en mécanique des milieux continus, avec la convention d'Einstein de sommation sur les indices répétés :

Équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1.3)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (1.4)$$

Le fluide considéré ici est de l'eau, la première hypothèse que nous pouvons aisément poser est l'incompressibilité du fluide dans ces équations.

Équation de continuité :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1.5)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (1.6)$$

Les vecteurs position et vitesse sont respectivement notés x_i et u_i , où $i = 1, 2$ ou 3 correspondent aux axes cartésiens. La densité et la pression sont représentées par les notations ρ et p . Le terme $\partial u_i / \partial x_j$ représente ici le cisaillement. Le terme τ_{ij} est quant à lui le tenseur des contraintes visqueuses, avec ν la viscosité du fluide :

$$\tau_{ij} = 2\mu \left[S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right] \quad (1.7)$$

où S_{ij} est le tenseur du taux de déformation et δ_{ij} est le symbole de Kronecker tels que :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (1.8)$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases} \quad (1.9)$$

En adimensionnant l'ensemble des expressions ci-dessus par les grandeurs de références correspondantes telles que :

$$x_i^* = \frac{x_i}{L}; \quad t^* = \frac{tU_0}{L}; \quad u_i^* = \frac{u_i}{U_0}; \quad \mu^* = \frac{\mu}{\mu_0}; \quad p^* = \frac{(p - p_0)}{\rho_0 U_0^2}$$

Les équations 1.5 et 1.6 deviennent :

Équation de continuité adimensionnée :

$$\frac{\partial u_j^*}{\partial x_j^*} = 0 \quad (1.10)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement adimensionnée :

$$\rho^* \left[\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} \right] + \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} - \frac{1}{Re} \frac{\partial \tau_{ij}^*}{\partial x_j^*} = 0 \quad (1.11)$$

Le nombre de Reynolds apparaît ici avec $Re = \rho_0 U_0 L / \mu_0$. Le caractère turbulent de l'écoulement se traduit alors par une valeur critique de Re au delà de laquelle les forces d'inertie dominent largement les forces de viscosité. Nous appliquons maintenant une décomposition de Reynolds, c'est

à dire que nous considérons chaque grandeur u_i^* comme la somme d'un champ moyen U_i et d'une fluctuation u'_i . En appliquant enfin l'opérateur de moyenne sur les équations 1.5 et 1.6, celles-ci deviennent :

Équation de continuité moyennée - Décomposition de Reynolds :

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1.12)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement moyennée - Décomposition de Reynolds :

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i u'_j \rangle + \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} = 0 \quad (1.13)$$

Il apparaît le tenseur de Reynolds $\langle u'_i u'_j \rangle$, qui traduit, de par la dérivée spatiale, un transport de quantité de mouvement par des fluctuations de vitesse. Ces dernières sont induites par la présence des tourbillons qui sont générés par le cisaillement à la paroi $\partial U_i / \partial x_j$. La turbulence est un phénomène complexe souvent abordé par une approche statistique relative au fait que la reproduction multiple d'un écoulement turbulent, avec des conditions initiales et aux limites identiques, est impossible car ces conditions ne sont pas contrôlables. La cascade de Richardson est une propriété de la turbulence également importante. Elle considère que chaque grand tourbillon présent dans l'écoulement peut être divisé en tourbillons plus petits. Cette cascade permet un transfert d'énergie entre les différentes échelles des tourbillons et donc de l'écoulement. Les grands tourbillons cèdent de l'énergie aux petits tourbillons qui, en retour, absorbent et dissipent l'énergie. Cette dissipation a lieu notamment au travers du cisaillement entre la paroi et les couches de fluides voisines. De plus, sachant que le nombre de Reynolds traduit le rapport entre les forces inertielles et les efforts visqueux, cela implique que si le nombre de Reynolds est élevé alors les forces inertielles gouvernent et ainsi les niveaux énergétiques sont élevés car ce sont les grands tourbillons qui dominent. A contrario, si le nombre de Reynolds est faible, alors les efforts visqueux prédominent et le niveau énergétique est plus faible. Ces deux configurations énergétiques s'observent respectivement au centre de l'écoulement et à proximité de la paroi. La zone où l'écoulement turbulent possède un niveau énergétique faible induit par la viscosité du fluide et les frottements à la paroi s'appelle la couche limite turbulente.

Dans la suite de ce chapitre, nous considérons que l'écoulement est pleinement développé et que la viscosité est négligeable dans la conduite, excepté près de la paroi où les gradients de vitesse sont élevés. Dans le cas d'un écoulement turbulent établi en conduite, le développement des couches limites aux parois peut être considéré localement comme complet.

1.3.2 Couche limite turbulente

La différence de vitesse entre le fluide visqueux et la paroi rigide induit la création d'une couche limite (Schlichting and Gersten [73]). Cette dernière est caractérisée par un profil de vitesse gouverné par les effets visqueux tel que représenté sur la figure 1.10. Ce profil se traduit par une vitesse nulle à la paroi, due aux frottements qui dominent, puis à une interaction nulle entre l'écoulement et le solide au delà d'une distance δ de la paroi. En effet, le frottement entre deux couches de fluide implique que les couches les plus lentes ralentissent les couches plus rapides qui, quant à elles, les

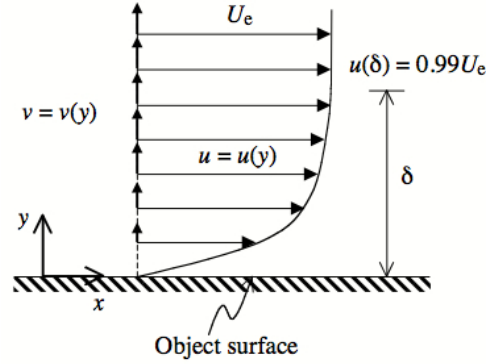


FIGURE 1.10 – Profil du champ de vitesse et épaisseur de la couche limite.

accélèrent.

La distance à la paroi qu'il faut atteindre pour que la vitesse du fluide représente 99% de la vitesse de l'écoulement U_e est l'épaisseur de couche limite δ . Nous avons ainsi :

$$U(\delta) = 0.99 \cdot U_e \quad (1.14)$$

Il existe deux autres épaisseurs δ^* et θ permettant de caractériser la couche limite. La première, δ^* , représente l'épaisseur de déplacement et définit une épaisseur, depuis la paroi, à laquelle l'écoulement uniforme et l'écoulement réel possèdent le même débit-masse. La seconde, θ , est l'épaisseur de quantité de mouvement et correspond à la perte de la quantité de mouvement au sein de la couche limite. Leurs expressions sont données ci-dessous :

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U(y)}{U_e}\right) dy \quad (1.15)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U(y)}{U_e} \left(1 - \frac{U(y)}{U_e}\right) dy \quad (1.16)$$

Lorsque la couche limite turbulente se développe, des tourbillons de différentes échelles sont générés par le cisaillement induit par la paroi. Ce phénomène introduit alors deux autres grandeurs caractéristiques de la couche limite turbulente, qui sont la contrainte de cisaillement à la paroi τ_w et la vitesse de frottement u_τ , avec μ et ρ respectivement la viscosité dynamique et la masse volumique du fluide :

$$\tau_w = \mu \frac{\partial U}{\partial y} \quad (1.17)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (1.18)$$

Le déplacement de l'ensemble des tourbillons, petits et grands, au sein de la couche limite peut être assimilé à un phénomène de convection qui conduit à un déplacement global du fluide à une

vitesse U_c . Le modèle de vitesse de convection couramment retenu pour exprimer ce phénomène dépend de la vitesse de l'écoulement et peut s'écrire sous la forme 1.19. La valeur du coefficient κ est généralement prise entre 0.6 et 0.8 ([20][76]) :

$$U_c = \kappa \cdot U_e \quad (1.19)$$

Les fluctuations de vitesse, qui sont observées au sein de la couche limite et induites par la présence de différentes tailles de tourbillons, génèrent des fluctuations de pression aléatoires et désordonnées. Le couplage entre ces fluctuations de pression et la pression acoustique, qui correspond à des ondes se répétant de façon régulière, va alors engendrer des résonances de la paroi.

1.3.3 Émission acoustique d'un écoulement turbulent

1.3.3.1 Équation de Lighthill

Lighthill est un des premiers à avoir proposé une formulation simple entre le bruit généré par un écoulement turbulent et sa propagation [51][52]. Les termes d'interaction avec les parois sont négligés. L'équation caractéristique du couplage entre le bruit et sa propagation a été établie à partir des équations de Navier-Stokes et en effectuant la soustraction de la dérivée par rapport au temps de l'équation de continuité à la divergence de l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right] = 0 \quad (1.20)$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) \right] = 0 \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j) - \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.22)$$

Nous pouvons introduire le terme $c_0^2 \partial^2 \rho / \partial x_i \partial x_i$, avec la célérité du son c_0 dans le fluide considéré, et le soustraire de part et d'autre de cette égalité, ce qui donne une équation d'onde pour la densité :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} (p - c_0^2 \rho) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j) - \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.23)$$

Équation qui peut être reformulée pour donner l'équation de Lighthill :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.24)$$

Avec le tenseur de Lighthill :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (1.25)$$

Une équivalence de l'équation 1.24 avec la fluctuation de pression p' peut être établie telle que la fluctuation de densité s'exprime par $\rho' = \rho - \rho_0$ et la célérité du son dans le milieu au repos par $c_0^2 = p_0/\rho_0$ dans le cas d'un fluide parfait ($c_0^2 = dp/d\rho$ sinon), ce qui conduit finalement à :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.26)$$

Avec le nouveau tenseur de Lighthill associé :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \left((p - p_0) - c_0^2 (\rho - \rho_0) \right) \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (1.27)$$

Le terme de droite de l'équation 1.26 est considéré comme un terme source, ce qui fait toute l'originalité de l'approche de Lighthill. La résolution de cette équation pourra être effectuée à l'aide de la méthode de Green. Cette méthode consiste à représenter la solution sous la forme d'un champ de pression créé par une source, ici la couche limite turbulente. La présence des gros tourbillons dans l'écoulement introduit des corrélations spatiales et temporelles qui peuvent se traduire par une représentation de l'excitation au travers de l'intercorrélation ou de l'interspectre de pression pariétale, selon l'espace de représentation.

1.3.3.2 Interspectre et autospectre de pression pariétale

Les densités spectrales de puissance (DSP) sont définies par la transformée de Fourier des fonctions de corrélation. Ces dernières expriment les ressemblances des processus en fonction du temps alors que les DSP le font en fonction de la fréquence. Formulé autrement, les densités spectrales permettent de mettre en évidence les fréquences communes pour lesquelles deux processus expriment le plus d'énergie. Deux notions apparaissent généralement en vibroacoustique, il s'agit de l'interspectre et de l'autospectre dans le domaine fréquentiel, ou bien respectivement l'intercorrélation et l'autocorrélation dans le domaine temporel.

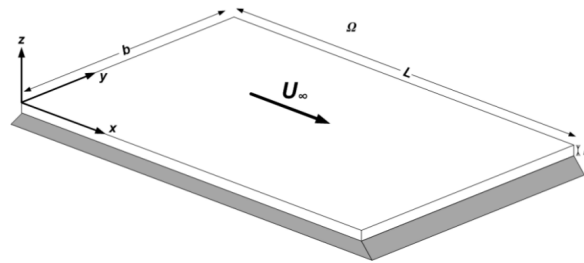


FIGURE 1.11 – Schéma représentant un écoulement sur une plaque plane, dans le plan $\vec{x} = (x, y)$ selon la direction $\vec{x}(x > 0)$.

Dans notre cas, la source considérée est un écoulement turbulent qui crée une fluctuation de pression pariétale. Nous supposons que le champ moyen de pression pariétale $p(\vec{x}, t)$ est stationnaire et homogène. Dans le cas général d'une plaque plane, faisons l'hypothèse que l'écoulement se fasse dans le plan et dans la direction x positif, selon le schéma de la figure 1.11. Nous pouvons alors définir

le décalage temporel τ et le décalage spatial $\vec{\xi} = (\xi_x, \xi_y)$ associés à l'intercorrelation spatio-temporelle du champ de pression pariétale $R_{pp}(\vec{\xi}, \tau)$ tel que :

$$R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) = \lim_{S, T \rightarrow \infty} \frac{1}{TS} \int_S \int_{-T/2}^{T/2} p(\vec{x}, t) p^*(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) d\vec{x} dt \quad (1.28)$$

Avec $p^*(\vec{x}, t)$ issu du produit scalaire $\langle p, p \rangle$. L'ergodicité de ce processus assure que moyennes temporelles et statistiques sont identiques, ce qui simplifie l'autocorrelation 1.28 :

$$R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p(\vec{x}, t) p^*(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) dt \quad (1.29)$$

L'interspectre de pression pariétale est la transformée de Fourier de l'intercorrelation 1.29, qui traduit la répartition des fluctuations sur le décalage temporel considéré τ , tandis que l'autospectre de pression pariétale traduit leur répartition globale en un point en fonction de la fréquence. Ils sont définis ainsi, dans l'espace fréquence-nombre d'onde :

$$S_p(\vec{k}, \omega) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) e^{(-i\omega\tau - j\vec{k} \cdot \vec{\xi})} d\vec{\xi} d\tau \quad (1.30)$$

$$S_{pp}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(\vec{\xi} = \vec{0}, \tau) e^{(-i\omega\tau)} d\tau = \iint_{-\infty}^{+\infty} S_p(\vec{k}, \omega) d\vec{k} \quad (1.31)$$

Myriam Slama [74] et Marion Berton [9] ont étudié la réponse vibroacoustique d'une structure soumise à une excitation par couche limite turbulente. Elles ont réalisé des états de l'art assez développés sur les modèles d'autospectre et d'interspectre existants, en faisant part notamment des avantages et inconvénients de chacun de ces modèles selon les problématiques étudiées. Les hypothèses posées, pour la plupart de ces modèles, considèrent des structures lisses, rigides et planes, ou avec un très grand rayon de courbure. De ce fait, les vibrations potentielles de la structure et/ou les défauts de surface n'impactent pas la couche limite de l'écoulement. Nous nous contenterons de présenter deux modèles qui sont les plus connus et les plus généraux de par leur approche et leur utilisation. Il s'agit des modèles de Corcos et de Chase. Notons que d'autres études s'intéressent à la rugosité de la paroi (Howe [41]).

Avant cela, il est important de donner d'avantage d'explications sur le comportement du spectre de pression pariétale dans l'espace fréquence-nombre d'onde. Nous nous baserons sur le schéma de la figure 1.12, qui représente trois régions, caractéristiques des contributions induites par les différentes échelles des tourbillons présents au sein de la couche limite. Nous pouvons les expliciter comme telles, avec le nombre d'onde $k_0 = \omega/c_0$, où ω est la fréquence angulaire et c_0 la célérité du son dans le milieu considéré :

a) Le domaine acoustique (bas nombres d'onde) : ici les effets de compressibilité du fluide dominant, la contribution acoustique est limitée au nombre d'onde k_0 , qui correspond à la transition avec le domaine suivant. La contribution acoustique est énergétiquement plus faible que la contribution hydrodynamique dans cette région.

b) La région subconvective (nombres d'onde intermédiaires) : cette région est caractérisée par la contrainte appliquée aux tourbillons de la couche limite qui découle du théorème de Kraichnan-Phillips [48][66]. Ce théorème indique que pour un fluide incompressible,

l'interspectre de pression pariétale tend vers 0 lorsque $|\vec{k}| \rightarrow 0$, c'est-à-dire que les tourbillons ne peuvent pas dépasser une certaine taille, imposée par la taille de la couche limite elle-même.

c) Le domaine convectif (nombres d'onde élevés) : cette région est gouvernée par une contribution hydrodynamique avec un niveau énergétique important. Elle est définie autour du pic convectif correspondant au nombre d'onde $k_c = \omega/U_c$.

Le comportement du spectre de pression pariétale dans l'espace fréquence-nombre d'onde peut se traduire plus globalement par une influence dans les basses fréquences des grosses structures tourbillonnaires sur le champ de pression fluctuant en dehors de la couche limite, tandis que les petites structures impactent les fluctuations de la pression en proche paroi dans les hautes fréquences.

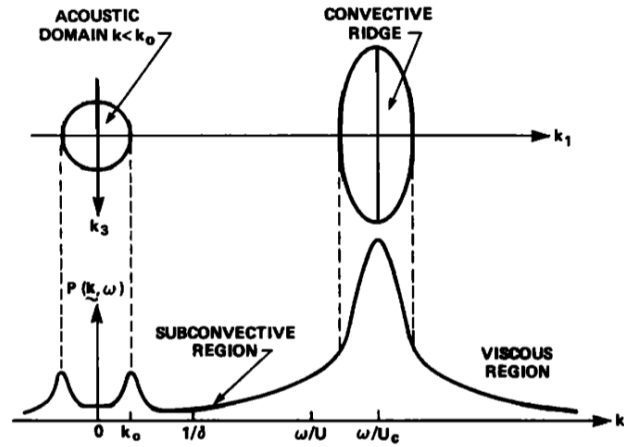


FIGURE 1.12 – Schéma représentant la variation du spectre de pression pariétale dans le domaine fréquence-nombre d'onde, à fréquence constante telle que $(\omega\delta/U_e \ll 1)$ (Source Howe [41]).

Modèle de Corcos - 1964

Le modèle de Corcos [24] est basé sur un produit de corrélations en espace et en temps, à variables séparées, et suppose qu'il y a une variation exponentielle de ces corrélations :

$$S_p(\xi_x, \xi_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \cdot e^{\left(\frac{-\alpha_x |\omega \xi_x|}{U_c}\right)} \cdot e^{\left(\frac{-\alpha_y |\omega \xi_y|}{U_c}\right)} \cdot e^{\left(\frac{-i\omega \xi_x}{U_c}\right)} \quad (1.32)$$

En reprenant la configuration de la plaque plane 1.11, nous avons les décalages spatiaux $\xi_x = x - x'$ et $\xi_y = y - y'$. De plus, les valeurs de α_x et α_y sont ajustées sur les mesures expérimentales. De manière générale, il est respectivement pris 0.1 et 0.77. Ces coefficients représentent le taux de décroissance de la cohérence spatiale. Les longueurs de corrélation associées peuvent être définies de la sorte : $L_x = U_c/(\alpha_x \omega)$ et $L_y = U_c/(\alpha_y \omega)$.

Dans l'espace fréquence-nombre d'onde, l'interspectre de la pression pariétale s'exprime alors comme :

$$S_p(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left(\frac{U_c}{\omega}\right)^2 \frac{4\alpha_x\alpha_y}{\left[\alpha_x^2 + \left(1 - \frac{k_x U_c}{\omega}\right)^2\right] \left[\alpha_y^2 + \left(1 + \frac{k_y U_c}{\omega}\right)^2\right]} \quad (1.33)$$

Ici $S_{pp}(\omega) = S_p(0, 0, \omega)$ correspond au spectre ponctuel de la pression pariétale, ou autospectre, généralement obtenu d'après des mesures expérimentales. Bien que de nombreux modèles d'autospectre existent, le choix du modèle de spectre ponctuel sera relatif au domaine d'étude. En pratique, des modèles assez "simples" seront associés au modèle de Corcos dans le but de rester fidèle à l'esprit de ce dernier, citons par exemple le modèle de Durant-Robert ([27][28]). Le modèle de Corcos est très efficace et précis dans la région convective et il est relativement simple avec peu de paramètres à déclarer. En revanche, les longueurs de corrélation ne tiennent pas compte de l'épaisseur de la couche limite. Dans le cas où les décalages spatiaux $\vec{\xi}$ deviennent trop importants, le modèle induit des erreurs d'estimation de la largeur du pic convectif. De plus, ce modèle ne satisfait pas le théorème de Kraichnan-Phillips car le spectre calculé aux basses fréquences ne se comporte pas en k^2 . Finalement, le modèle de Corcos décrit mal le spectre en le surestimant dans la région des bas nombres d'onde. Ici également, quelques références sur des modèles cherchant à améliorer le modèle de Corcos et/ou s'inspirant de la séparation des variables : Efimtsov 1982 [30], Smolyakov and Tkachenko 1991 [76], Hwang and Geib 1984 [44] ou encore Caiazzo et al. 2016 [19].

Modèle de Chase - 1980

Le modèle de Chase [20] exprime l'autospectre de la pression pariétale, dans le domaine fréquence-nombre d'onde, en séparant les contributions résultantes de l'interaction du champ de vitesse fluctuant avec lui-même d'une part, et celle résultant de l'interaction avec le champ de vitesse moyen d'autre-part. C'est à dire qu'il prend en considération l'effet de cisaillement moyen et celui de la turbulence dans la couche limite. Ce modèle tient compte également de la compressibilité du fluide. Il s'exprime de la façon suivante :

$$S_p(k, \omega) = \rho_0^2 u_\tau^3 \delta^3 \cdot \left[(k + \delta)^2 + 1/b^2 \right]^{-5/2} \left[\frac{C_M (k_x \delta)^2 k^2}{|k^2 - k_0^2| + \varepsilon^2 k_0^2} + C_T (k\delta)^2 \frac{(k + \delta)^2 + 1/b^2}{(k\delta)^2 + 1/b^2} \left(c_1 + \frac{c_2 |k^2 - k_0^2|}{k^2} + \frac{c_3^2}{|k^2 - k_0^2| + \varepsilon^2 k_0^2} \right) \right] \quad (1.34)$$

Avec δ l'épaisseur de la couche limite turbulente, u_τ la vitesse de frottement, k_+ est tel que $k_+^2 = \left[(\omega - U_c k_x)^2 / (h u_\tau)^2 + k^2 \right]$, $k_0 = \omega / c_0$, $c_1 = 1 - c_2 - c_3$, $\varepsilon = \sqrt{\pi / 2 k L}$, avec L la longueur de la plaque plane. Les constantes b, c_2, c_3, C_M, C_T et h sont quant à elles ajustées sur les mesures expérimentales. Les valeurs communément prises pour celles-ci dans le calcul de l'interspectre sont respectivement 0.75, 1/6, 1/6, 0.1553, 0.00476 et 3 (Chase [20]). Les grandeurs C_M et C_T quantifient, dans le cas de la première, les contributions des interactions entre la turbulence et le cisaillement, et dans le cas de la seconde, les contributions des interactions de la turbulence avec elle-même. Différents modèles d'autospectre s'inspirent du modèle de Chase ou s'en approchent de par leur dépendance en fonction des paramètres de la couche limite tels que l'épaisseur δ ou la vitesse de

cisaillement u_τ , qui interviennent toutes les deux ici à la puissance 3 : Smolyakov 2000 [75], Efimtsov 1984 [31], Smolyakov and Tkachenko 1991 [76] ou encore Goody 2004 [39].

Nous avons considéré jusqu'ici des équations et modèles basés sur des configurations géométriques classiques, telles que la plaque plane. Dans ce travail de thèse, nous cherchons à caractériser les écoulements internes turbulents dans une conduite cylindrique, précurseurs de l'érosion interne dans les digues, via les modèles physiques que nous avons présentés précédemment. Ils répondent de ce fait à des hypothèses simplificatrices sur la physique et la géométrie du système considéré. Avant de dresser la liste des hypothèses qui encadrent ces travaux, nous souhaitons aborder une notion qui nous semble pertinente quant au contexte général de ce manuscrit : il s'agit de la notion de propagation des ondes acoustiques.

1.4 Propagation des ondes acoustiques dans divers milieux

Nous avons fait jusqu'à présent l'hypothèse que la structure, soumise à une excitation par couche limite turbulente, était d'épaisseur suffisamment petite devant les autres dimensions pour que celle-ci soit négligée. Dans le cas d'un écoulement interne localisé dans une digue, la structure considérée est le corps de la digue, constitué d'un matériau de type sol. Les dimensions étant différentes des structures étudiées couramment, nous avons choisi de simplifier le modèle d'étude. Nous considérons ainsi la structure comme un cylindre de longueur L et de rayon R , composé d'un matériau de type sol, dans lequel un écoulement turbulent est établi longitudinalement. L'épaisseur h du matériau peut être assimilée à l'épaisseur de la coque d'un cylindre creux. Les études vibroacoustiques portant sur les écoulements turbulents en conduites sont nombreuses et relativement anciennes ([2][55][43][28]). L'épaisseur h de la coque est négligeable dans la plupart des cas. Dans le cas contraire, il faut prendre en considération un milieu élastique supplémentaire au fluide, introduisant alors une composante propagatrice.

Le son est une vibration des molécules, contenues dans un fluide, autour de leur position au repos. Lorsqu'il y a des vibrations, une partie du fluide est comprimée tandis qu'une autre subit une détente. La vibration acoustique créée en certains points d'un milieu (la source) va se transmettre de proche en proche grâce à l'élasticité du milieu : une particule de fluide déplacée va elle-même déplacer la particule voisine. L'onde acoustique progressive ainsi créée se propage à partir d'un centre d'ébranlement, sans déplacement de matière, mais avec un transfert d'énergie. Le mouvement vibratoire est ainsi à distinguer de sa propagation. Le premier est périodique et s'applique à chaque particule autour de sa position d'équilibre. Le second est la transmission du premier d'une particule à l'autre. Globalement, il existe deux types d'ondes dans les milieux élastiques : les ondes transversales et longitudinales. Le mouvement des particules dans une onde transversale est perpendiculaire à la direction de propagation, tandis qu'il se situe dans la même direction pour une onde longitudinale. Les ondes transversales sont également appelées ondes de cisaillement et les ondes longitudinales des ondes de compression/dilatation. La propagation de l'onde acoustique est relative au milieu qu'elle traverse, elle est transversale dans les solides et longitudinale dans les fluides.

1.4.1 Milieu fluide homogène - Équation de Helmholtz

La propagation des ondes dans un fluide homogène est gouvernée par l'équation de Helmholtz. Elle s'obtient à partir des équations de conservation 1.3 et 1.4, dans lesquelles une petite perturbation a été ajoutée, permettant ainsi de linéariser les équations de conservation et de les différencier pour chacune des composantes de la perturbation. Nous pouvons faire ici un parallèle avec l'établissement de l'équation de Lighthill pour les fluctuations de pression 1.26. La démarche est en effet similaire

avec une décomposition en champ moyen et champ fluctuant. Ici, en revanche, une loi d'état sur la pression et les hypothèses de fluide parfait, homogène et non conducteur, viennent compléter cette démarche analytique depuis l'équation de conservation de la quantité de mouvement du champ de pression fluctuant. Cela conduit à l'équation de D'Alembert qui régit la propagation des ondes sonores, avec c_0 la célérité des ondes dans le milieu et en utilisant la convention d'Einstein de sommation sur les indices répétés :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_i} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1.35)$$

À cette équation s'ajoutent l'hypothèse d'un état stationnaire et la considération d'un champ de pression fluctuant comportant une dépendance temporelle périodique sans aucune contrainte, c'est-à-dire pouvant se mettre sous la forme $p(\vec{x}, t) = p(\vec{x})e^{-i\omega t}$. Il vient finalement l'expression de l'équation de Helmholtz sous forme vectorielle caractérisant la propagation des ondes en régime harmonique :

$$\Delta p(\vec{x}) + k^2 p(\vec{x}) = 0 \quad (1.36)$$

Avec $\Delta = \partial^2 / \partial x_i \partial x_i$ le laplacien et $k^2 = \omega^2 / c_0^2$ le nombre d'onde. La vitesse de propagation c_0 des ondes est constante dans le milieu considéré homogène et sans dispersion. Pour en savoir plus sur ces développements, le lecteur est invité à consulter l'ouvrage de Morse and Ingard de 1968 [63] relativement exhaustif sur la propagation des ondes acoustiques dans les fluides, en particulier sur l'établissement de l'équation de Helmholtz 1.36.

1.4.2 Milieu élastique homogène et isotrope - Équation de Navier

Dans le cas d'un milieu élastique homogène et isotrope, l'équation de propagation des ondes sonores est gouvernée par l'équation de Navier. Ici encore le lecteur est invité à se référer à un autre ouvrage de Morse [62] ou celui de Royer et al. [72]. Cette équation s'obtient depuis l'équation de conservation de la quantité de mouvement générale en mécanique des milieux continus tenant compte de l'hypothèse des petites déformations :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = F_i \quad (1.37)$$

Où F_i représente les forces appliquées et σ_{ij} le tenseur des contraintes. Étant dans une configuration où le milieu de propagation est homogène et isotrope, la loi de Hooke permet d'écrire le tenseur des contraintes comme $\sigma_{ij} = \lambda d_{ll} \delta_{ij} + 2\mu d_{ij}$ avec $d_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ le tenseur des déformations, (λ, μ) les coefficients de Lamé, que nous pouvons relier aux coefficients caractéristiques du milieu élastique, le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν , par les relations suivantes :

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1-2\nu)(1+\nu)} \quad (1.38)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (1.39)$$

L'introduction des expressions des tenseurs des contraintes et des déformations, associées aux coefficients de Lamé, conduit à l'équation de Navier qui caractérise la propagation des ondes dans un milieu élastique homogène, où $\nabla \cdot$ représente l'opérateur divergence :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - (\lambda + \mu) \frac{\partial(\nabla \cdot \vec{u})}{\partial x_i} - \mu \Delta u_i = F_i \quad (1.40)$$

En régime harmonique, nous supposons une dépendance temporelle telle que le champ de déplacement u_i et les forces appliquées F_i puissent s'écrire sous la forme $A(\vec{x}, t) = A(\vec{x})e^{-i\omega t}$. Nous avons alors l'équation de Navier 1.40 en régime harmonique qui devient :

$$-\rho\omega^2 u_i - (\lambda + \mu) \frac{\partial(\nabla \cdot \vec{u})}{\partial x_i} - \mu \Delta u_i = F_i \quad (1.41)$$

Dans un milieu élastique, les deux types d'ondes volumiques, longitudinales et transversales, sont présents. Une célérité est associée à chacune de ces ondes et résulte des coefficients mécaniques effectifs du milieu :

$$c_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1 - \nu)}{\rho(1 + \nu)(1 - 2\nu)}} \quad (1.42)$$

$$c_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1 + \nu)}} = c_L \sqrt{\frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)}} \quad (1.43)$$

L'onde transversale est la seule que nous mesurons à l'aide des accéléromètres du dispositif expérimental dans les milieux étudiés. Il s'agira de se référer à l'expression 1.43 pour le calcul de la célérité du son dans chacun de ces milieux.

Les deux milieux présentés jusqu'ici (fluide homogène et élastique homogène et isotrope) sont la base sur laquelle nous posons les hypothèses directrices de nos travaux. Il peut cependant être envisagé de considérer le milieu solide comme un milieu poreux. Dans ce cas, la structure d'un tel milieu et son comportement induisent des phénomènes supplémentaires dans la propagation des ondes sonores. Bien que non considéré ici, nous souhaitons présenter brièvement ce milieu à travers la théorie de Biot, ouvrant ainsi le champ à de futurs travaux.

1.4.3 Milieu poreux - Théorie de Biot

La propagation des ondes dans un milieu poreux est plus complexe que dans un milieu homogène fluide ou élastique car les lois que nous avons décrites ci-dessus (Helmholtz 1.36 et Navier 1.40) interagissent entre-elles. En effet les phases fluide et solide influencent le comportement dynamique macroscopique du milieu. Biot est le précurseur de nombreux travaux sur la propagation des ondes dans les milieux poreux et est aujourd'hui la référence avec sa théorie développée en 1956 [10]. Les ouvrages de Bourbié et al. [18] et Allard and Atalla [3] développent d'avantage les phénomènes de propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux. Les hypothèses posées par Biot sont telles que :

- le milieu poreux est considéré comme constitué d'un milieu élastique (phase solide) et d'un milieu fluide saturant,

- le milieu est homogène, la longueur d'onde est grande devant les autres dimensions,
- les déplacements du fluide et du solide sont considérés comme petits,
- le fluide remplit totalement l'espace entre les pores du squelette solide,
- les phases solide et fluide sont connexes : la phase liquide est continue et la porosité est isotrope.

Les équations de propagation des ondes acoustiques dans les milieux poreux sont généralement établies par des méthodes d'homogénéisation et il existe plusieurs modèles. Les méthodes d'homogénéisation permettent de déduire les comportements macroscopiques grâce à la résolution de problèmes locaux à l'échelle microscopique tel que Malinouskaya et al. le proposent ici [54]. Citons par exemple les équations établies par Stern et al. [79] et valables dans les milieux de type sable. Une formulation supposant une dépendance temporelle, comme nous avons pu l'introduire dans l'établissement de l'équation d'Helmholtz, est établie par Pride et al. [69]. C'est ce système, basé sur la théorie de Biot, que nous choisissons de définir ici :

Pour le milieu élastique :

$$\nabla \cdot \sigma = -\omega^2(\rho_f \vec{u} + \rho_s \vec{w}) \quad (1.44)$$

$$\sigma = \left[K_U \nabla \cdot \vec{u} + C \nabla \cdot \vec{w} \right] \mathbf{1} + G \left[\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^t - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{u} \mathbf{1} \right] \quad (1.45)$$

Pour le milieu fluide :

$$-p_f = C \nabla \cdot \vec{u} + M \nabla \cdot \vec{w} \quad (1.46)$$

$$-\nabla p_f = -\omega^2(\rho_f \vec{u} + \tilde{\rho}(\omega) \vec{w}) \quad (1.47)$$

Les opérateurs ∇ et $\nabla \cdot$ sont associés au gradient et à la divergence. Ici p_f est la pression interstitielle, les vitesses \vec{u} et \vec{w} sont respectivement le déplacement d'un volume de milieu poreux et le déplacement relatif solide/fluide. Elles sont définies et reliées par les expressions suivantes, avec \vec{u}_s le déplacement des particules solides et \vec{u}_f le déplacement des particules fluides :

$$\vec{u} \simeq \vec{u}_s \quad (1.48)$$

$$\vec{w} = \phi(\vec{u}_f - \vec{u}_s) \quad (1.49)$$

La porosité ϕ est définie par la relation $\phi = V_V/V_T$, où V_V est le volume des vides contenu dans le volume total V_T d'un échantillon de milieu poreux. ρ_f , ρ et $\tilde{\rho}(\omega)$ sont les densités relatives au fluide, au solide et la densité complexe qui dépend de la résistance à l'écoulement, introduit lors de la décomposition dans le domaine fréquentiel. Les autres paramètres représentent les caractéristiques mécaniques du milieu avec K_U le module d'incompressibilité du milieu non drainé, C le module de Biot caractérisant les interactions entre le solide et le fluide, G le module de cisaillement (phase solide) et enfin M le coefficient de rétention (phase fluide). Ces paramètres sont évalués d'après les relations de Biot-Gassmann [10][38].

La théorie de Biot met en évidence l'existence de trois ondes volumiques, dont deux longitudinales et une transversale. Une onde de chaque type, dite rapide, est associée à la propagation dans la phase solide, relativement au cisaillement et à la compression/dilatation. En revanche, la troisième onde apparaît comme une onde lente de compression et porte le nom d'onde de Biot. Elle dépend des

interactions entre les phases fluide et solide. Ici il est plus courant de définir ces ondes via leur lenteur et non leur célérité. La relation entre la lenteur s et la célérité des ondes c est considérée par le rapport : $c = 1/\Re(s)$, où \Re est la partie réelle. La propagation d'une onde sonore est toujours longitudinale, de ce fait les deux célérités/lenteurs relatives au milieu solide et de Biot seraient représentatives des ondes sonores dans un milieu poreux homogène.

$$s_L^2(\omega) = \gamma(\omega) - \sqrt{\gamma^2(\omega) - \frac{4(\rho\tilde{\rho}(\omega) - \rho_f^2)}{HM - C^2}} \quad (1.50)$$

$$s_{Biot}^2(\omega) = \gamma(\omega) + \sqrt{\gamma^2(\omega) - \frac{4(\rho\tilde{\rho}(\omega) - \rho_f^2)}{HM - C^2}} \quad (1.51)$$

$$s_T^2(\omega) = \frac{\rho - (\rho_f^2/\tilde{\rho}(\omega))}{G} \quad (1.52)$$

Avec les paramètres retenus comme simplificateurs des expressions :

$$\gamma(\omega) = \frac{\rho M + \tilde{\rho}(\omega)H - 2\rho_f C}{HM - C^2} \text{ et } H = K_U + \frac{4}{3}G \quad (1.53)$$

Finalement, dans le cas d'un milieu homogène solide ou fluide, la représentation de Green est une méthode souvent employée pour la résolution des équations de propagation des ondes acoustiques que nous avons présentées ici sans terme source. Il en est de même avec les méthodes d'homogénéisation dans le domaine poreux. La résolution de l'ensemble de ces équations, quelque soit le milieu considéré, nécessite la déclaration des conditions aux limites associées au problème d'étude. Ces dernières permettent de déterminer les amplitudes des ondes réfléchies et transmises au travers des différents milieux. L'impédance des milieux pourra être une caractéristique à prendre en compte dans l'établissement du problème. La loi de Snell-Descartes sur la réfraction sera utile dans ces cas-là. Un exemple d'interaction à la frontière entre un milieu fluide et un milieu poreux est proposé par Fellah [34] : "Quand l'onde sonore dans le fluide excite un milieu poreux en incidence normale, une partie est réfléchie dans le fluide, une partie est transmise dans le milieu poreux comme une onde rapide et une partie est transmise comme une onde lente. Pour une incidence oblique, une partie est aussi transmise comme une onde de cisaillement."

1.5 Conclusion

Les écoulements internes, précurseurs et souvent générateurs du phénomène d'érosion interne, peuvent ainsi être la cause de rupture d'ouvrages hydrauliques de type digue. Les connaissances actuelles des émissions acoustiques caractéristiques de ces écoulements internes sont encore relativement faibles. Néanmoins, ce domaine d'application suscite un vif intérêt dans les communautés scientifique et industrielle, bien qu'il s'agisse d'un domaine d'étude assez récent, comme nous avons pu le constater dans la section 1.2. L'état actuel de la recherche sur la caractérisation des écoulements et de l'érosion interne dans les digues en est à ses débuts. Les écoulements internes peuvent être détectés par leur signature acoustique, comme le montre l'étude de Steck et al. [78]. En revanche, à notre connaissance, aucuns travaux ne permettent la caractérisation d'un écoulement interne et du phénomène d'érosion interne dans un ouvrage hydraulique depuis sa signature acoustique.

Les théories basées sur les phénomènes hydroacoustique et vibratoire des structures soumises à

des écoulements turbulents sont nombreuses mais encore peu adaptées et/ou appliquées au diagnostic des écoulements en milieux naturels et en géomécanique, dont les ouvrages hydrauliques de type digue. Les équations et modèles présentés dans la section 1.3 sont valables pour des configurations classiques de propagation de source acoustique, telle que la couche limite turbulente, sur des plaques planes ou des cylindres creux, à surface lisse et rigide. Ils sont très utilisés dans le domaine industriel tel que le milieu aéronautique où les problématiques de turbulence sont depuis longtemps étudiées. Ces modèles servent également de base dans des études comportant des configurations plus complexes, pour lesquelles il est souvent nécessaire de poser des hypothèses simplificatrices. En effet, l'une d'entre elles est de considérer l'épaisseur de la paroi comme petite devant les autres dimensions et donc de la négliger, elle et les phénomènes additionnels qu'elle implique. L'ouvrage d'Anselmet and Mattei [4] propose une sélection d'applications dans les domaines de l'acoustique, l'aéroacoustique et des vibrations. Nous avons finalement vu en section 1.4 que le milieu dans lequel l'onde acoustique se propage joue un rôle capital, notamment à travers les différentes équations de propagation faisant intervenir les caractéristiques mécaniques du milieu à considérer.

Notre travail s'inscrit ici dans une démarche de compréhension et de caractérisation des écoulements turbulents en conduites cylindriques d'après leurs signatures acoustiques, dans une configuration au plus proche de celle de la digue en sol. Nous développons ainsi des essais expérimentaux ainsi qu'un modèle analytique dans ce but.

Nous choisissons d'étudier les écoulements turbulents dans une conduite cylindrique et la réponse vibroacoustique de la structure ainsi soumise à un champ de pression pariétale turbulent. Cette réponse est estimée par la densité spectrale de puissance acoustique.

L'ensemble de nos travaux est basé sur les hypothèses ci-dessous, parmi lesquelles nous pouvons dissocier les hypothèses générales, dont celles relatives aux essais expérimentaux, avec en plus celles du modèle analytique. Certaines d'entre elles sont des hypothèses simplificatrices sur lesquelles des discussions seront menées ultérieurement dans ce manuscrit.

Les chapitres suivants présentent les études expérimentales menées pour répondre à notre objectif de caractérisation des écoulements internes, relatifs aux digues, et un modèle analytique est proposé pour la détermination du champ acoustique, réponse du système étudié expérimentalement.

Hypothèses générales

Milieu fluide composant l'écoulement

- Écoulement turbulent, homogène et isotrope ;
- Propagation acoustique dans le fluide non affectée par l'écoulement ;

Milieu solide composant la structure

- Homogène et isotrope (continuité mécanique) sans dispersion : célérité des ondes constante et indépendante de la fréquence ;

Système composé du fluide et du solide

- Homogène et isotrope (continuité mécanique) : interface entre deux milieux propagatifs ;
- Système de dimension finie ;
- Milieu résonant dans lequel les résonances émergentes se situent dans les basses fréquences ;
- Vibrations de la structure n'influencent pas l'écoulement ;
- Faible nombre de Mach ;
- Ondes de compression considérées seulement.

Hypothèses spécifiques au modèle analytique

- Couche limite turbulente pleinement développée, stationnaire et homogène ;
- Paroi lisse ;
- Structure à géométries séparables.

Chapitre 2

Dispositif expérimental de laboratoire - Essais d'écoulements internes

2.1 Introduction

Notre objectif principal est la caractérisation des écoulements internes, dans un environnement proche de la digue en remblai, par leurs signatures acoustiques. Pour répondre à cet objectif, nous avons mis au point un dispositif expérimental permettant d'étudier les écoulements internes, au sein d'une conduite cylindrique d'un matériau de type sol, et d'acquérir leurs empreintes acoustiques. Des études analogues ont été réalisées dont celle de Lu and Wilson [53]. Ces derniers ont développé un dispositif expérimental capable d'obtenir la signature acoustique d'un écoulement pendant un phénomène d'érosion interne à l'aide de tensiomètres et de capteurs acoustiques de type piézoélectrique. Leurs résultats attestent du potentiel de la mesure acoustique pour la détection d'un écoulement dans un sol ainsi que du phénomène d'érosion. En revanche, leur étude n'apporte pas de corrélation entre les mesures acoustiques et les caractéristiques de la conduite et de l'écoulement interne. D'autres études similaires à celle de Lu and Wilson ont été menées dont celle de Planès [67]. Ils ont réalisé des essais d'érosion interne au sein d'une digue en remblai créée spécialement pour leur étude en laboratoire. Les mesures acoustiques effectuées tiennent compte d'une saturation en eau de l'ouvrage, créant ainsi des fuites, et mettent en évidence le phénomène d'érosion via les niveaux de bruit ambiant relevés pendant et après la phase d'érosion. En revanche, leurs essais ne permettent ni de localiser précisément la fuite, ni de retrouver les caractéristiques géométriques de la conduite ou de l'écoulement. L'initiation de l'érosion n'est également pas mesurée. Une troisième étude, menée par Hu et al. [42], a mis en évidence les mêmes phénomènes d'augmentation de l'énergie acoustique avant la rupture du matériau étudié. Ils ont estimé l'existence de relations entre les émissions acoustiques et la densité relative du matériau en contact avec l'écoulement. Mais ici encore, les caractéristiques des écoulements n'ont pas été étudiées ou identifiées.

Notre démarche va plus loin que ces précédentes études et vise à extraire les informations caractéristiques de la conduite et de l'écoulement, telles que le diamètre et le débit, depuis les signaux acoustiques mesurés. L'objectif étant d'obtenir une corrélation entre un écoulement interne et sa signature vibroacoustique. Le dispositif utilisé doit permettre le contrôle et la connaissance des paramètres que nous cherchons à mettre en évidence dans la mesure du signal sonore. Pour cela, notre dispositif expérimental repose sur un banc d'essai d'érosion interne, le HET¹. Il nous permet de maîtriser le débit de l'écoulement. Le choix du matériau est aussi un critère déterminant face à ce

1. Hole Erosion Test

phénomène d'érosion. Grâce au HET, nous sommes à même d'utiliser le type de matériau en fonction de l'étude que nous souhaitons mener, c'est-à-dire avec ou sans érosion. Le diamètre interne de la conduite est connu dans le second cas. Enfin, l'instrumentation choisie ne perturbe pas l'écoulement et ne modifie pas les caractéristiques géomécaniques du système d'étude. Nous introduisons en première partie de ce chapitre les composantes de notre dispositif expérimental. Le protocole expérimental des essais d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques ainsi que les campagnes de mesures effectuées seront définis en seconde partie. Enfin, nous développerons les différentes étapes du traitement des signaux que nous avons effectuées sur les données vibroacoustiques expérimentales. Jusqu'à présent et afin de rester conforme aux usages courants, la fréquence était notée ω . Nous utilisons à partir de maintenant la notation f pour la fréquence.

2.2 Banc d'essai d'écoulements internes

2.2.1 Exploitation du banc Hole Erosion Test

Le banc d'essai d'écoulements internes que nous avons instrumenté repose principalement sur le banc d'essai d'érosion interne HET présent au laboratoire géomécanique d'INRAE d'Aix-en-Provence. Le HET est un banc d'essai géomécanique, introduit par Lefebvre et al. [50] et amélioré par Wan and Fell [84], caractérisant l'érosion de trou selon la loi d'érosion 1.2. Nous présentons ici le banc HET au travers du schéma 2.1, ainsi que son protocole expérimental. Pour plus de détails sur ce dispositif, nous renvoyons le lecteur aux ouvrages [13] et [21].

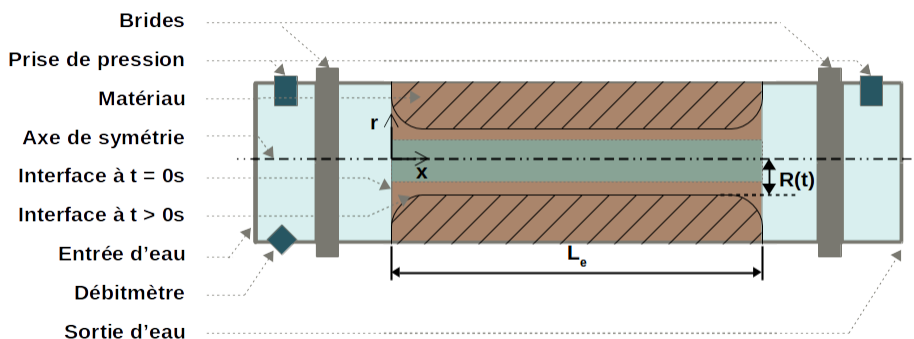


FIGURE 2.1 – Schéma simplifié du Hole Erosion Test.

Le dispositif HET est composé de trois segments cylindriques en plexiglas, fixés au banc par deux brides. L'éprouvette en plexiglas qui contient l'échantillon de sol à tester est située au centre, comme nous pouvons le voir sur le schéma 2.1. Les parties amont et aval sont connectées respectivement à l'arrivée et à la sortie d'eau au niveau desquelles une mesure de gradient de pression est assurée. La pression globale est maîtrisée par un régulateur en amont du dispositif. Un débitmètre est placé en partie amont et il est possible de contrôler le débit de l'écoulement depuis une vanne à l'aval. Un turbidimètre permet la mesure du taux de particules solides présentes dans l'eau. L'arrivée d'eau est effective depuis le réseau d'arrivée d'eau. La longueur de l'échantillon de sol peut varier de 10 à 20 cm, tandis que son diamètre fait 8 cm. La conduite interne à cet échantillon est effectuée dans sa longueur et fait généralement 6 mm de diamètre avant érosion.

Un essai d'érosion interne se déroule comme suit :

- Mise en eau du système pour saturation de l'échantillon.
- Dès lors que le débit exerce une contrainte supérieure à la contrainte critique du matériau, l'érosion commence.
- Le diamètre interne de la conduite augmente en fonction de l'érosion.
- Le gradient de pression et la turbidité sont mesurés tout au long de l'essai.
- Ces derniers ainsi que l'évolution du débit au cours de l'essai permettent de caractériser l'érosion, à travers la contrainte critique et le coefficient d'érosion, ainsi qu'à l'aide de modèles d'interprétation.

Notre intérêt pour ce dispositif se porte sur la maîtrise qu'offre le HET sur l'écoulement et les caractéristiques géométriques de l'échantillon. En effet, deux cas d'étude d'écoulements internes se présentent : un sans érosion et un avec érosion. Ces deux configurations dépendent du matériau choisi pour constituer l'échantillon.

2.2.2 Les différents matériaux manipulés

Le choix du matériau, constituant l'échantillon soumis à l'écoulement, est déterminant face au phénomène d'érosion interne. Dans un premier temps, nous souhaitons étudier la signature acoustique d'un écoulement interne localisé dans un matériau homogène. Dans l'état de l'art de ce manuscrit, il a été mis en évidence que le milieu solide possède une influence sur la nature et le comportement des ondes qui s'y propagent, rendant leur analyse plus complexe. Dans le but de s'affranchir de cette complexité, qui n'est pas notre sujet d'étude principal, nous posons l'hypothèse que le matériau est homogène et isotrope vis à vis des mesures vibroacoustiques. Cependant, en pratique, nous avons utilisé deux matériaux distincts pour nos essais d'écoulements internes : l'ertalon et une composition de sol argilo-sableux traité à la chaux. Le premier a l'avantage d'éviter l'érosion et permet d'être dans une configuration conforme à l'hypothèse d'homogénéité, le second permet de s'approcher du modèle physique d'un environnement de type digue et pouvant conduire à discuter de cette hypothèse.

2.2.2.1 Ertalon

L'ertalon est un thermoplastique de la famille des PolyAmides. Bien qu'il soit déformable sous la chaleur de manière réversible, il comporte des caractéristiques intéressantes pour notre application. Ces caractéristiques varient d'un modèle à l'autre selon l'utilisation qui lui est vouée mais, de manière générale, nous pouvons lui octroyer une haute résistance mécanique, contre les chocs, face à l'usure et à la fatigue. Il a également de bonnes propriétés de glissement et d'isolation électrique. Il est facilement usinable et selon sa composition, il a un pouvoir amortissant. Dans notre cas d'étude et en conditions expérimentales contrôlées, il fournit un milieu homogène et isotrope adéquat pour la propagation des ondes sonores caractéristiques des écoulements internes.

Les échantillons composés d'ertalon ont été réalisés par une entreprise externe à INRAE, spécialisée dans l'usinage de plastiques, acier, etc. Différents diamètres internes ont été usinés et les dimensions externes sont telles que l'échantillon rentre parfaitement dans un tube en plexiglas, associé au banc HET. Les conditions d'étanchéités sont respectées grâce à des joints sur le diamètre

extérieur de l'échantillon, afin qu'il n'y ait pas d'écoulement entre les parois du tube et la surface extérieure de l'échantillon.

Les propriétés physiques et géomécaniques de ce matériau ertalon (modèle POM²), utiles dans notre cas d'étude, sont définies dans le tableau 2.1.

2.2.2.2 Sol traité à la chaux

La composition de sol traité à la chaux (STC) est usuelle aujourd'hui dans le domaine du terrassement pour ses propriétés de résistance à l'érosion, mais elle est peu appliquée encore aux ouvrages hydrauliques. Bien que ce soit une solution économique intéressante à l'échelle de l'ouvrage et faisant partie intégrante du projet de recherche régional Digue 2020 (présenté en annexe, section A.1), notre intérêt pour cette composition repose essentiellement sur ses propriétés géomécaniques, fournissant une résistance à l'érosion tout en permettant l'étude d'un milieu propagatif similaire à celui d'une digue. Nous considérons tout de même ce matériau comme homogène et isotrope dans l'analyse des mesures effectuées. Cette hypothèse sera discutée ultérieurement.

La réalisation des échantillons de sol traité à la chaux se déroule en deux étapes, la première consiste à préparer la composition du matériau et la seconde repose sur le compactage du matériau dans l'éprouvette en plexiglas, fixée par la suite sur le banc HET. Nous avons au préalable réalisé plusieurs essais d'érosion interne sur des compositions de sol-chaux, avec différents taux de chaux, dans le but de déterminer la composition adéquate pour nos essais d'écoulements internes sans phénomène d'érosion. Ainsi, lors de la préparation de la composition sol-chaux, nous choisissons un sol de type limon-sableux, sur lequel un essai Proctor a été réalisé afin de connaître ses propriétés mécaniques. Nous effectuons en plus une mesure de teneur en eau w et de densité sèche ρ_s . Une teneur en eau finale est objectivée pour le mélange sol-chaux. Ces paramètres sont nécessaires pour que le taux de chaux ajouté au sol soit cohérent pour constituer un mélange homogène et avec les propriétés mécaniques attendues. En effet, la réaction chimique entre la chaux et l'eau implique que le taux de chaux ajouté corresponde à la teneur en eau retranchée entre l'état initial et l'état final. Dans notre cas, le sol a une densité sèche initiale de $1\,620\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ et une teneur en eau de 19.5%. Nous devons y ajouter 2% de chaux (CaO), or nous souhaitons conserver cette teneur en eau initiale après mélange avec la chaux. Nous devons donc augmenter la teneur en eau avant mélange de 2%. Pour cela, nous procédons dans un premier à l'homogénéisation du sol via un malaxeur, appareil scindant les mottes de sol en grains de dimensions souhaitées. Nous ajoutons une masse d'eau, calculée au préalable, au sol pour obtenir la teneur en eau désirée. Cette mixture est homogénéisée dans le malaxeur puis mise dans des sacs hermétiques pendant 48h pour que la teneur en eau s'uniformise. Suite à cela, les sacs sont vidés par paire dans le malaxeur et une masse de chaux y est ajoutée. Ici encore la masse de chaux est calculée d'après la masse de sol et la teneur en eau, de façon à respecter les caractéristiques finales attendues pour ce mélange. Le calcul effectué est :

$$M_{CaO} = 2\% M_{sol_{sec}} = 2\% M_{sol_{hum}} \cdot \left(\frac{1}{1 + w/100} \right)$$

Une fois le mélange terminé et homogénéisé dans le malaxeur, il peut être utilisé pour la réalisation de l'échantillon dans l'heure qui suit. Au delà, la chaux risque de ne plus réagir avec l'eau contenue dans le sol car elle sera en contact avec l'air et les molécules d'eau qui y sont présentes. Cela faussera ainsi la composition de l'échantillon qui perdra ses capacités de résistance face à l'érosion.

2. Polyoxyméthylène

L'échantillon est ensuite fabriqué au sein même du tube en plexiglas. Cette démarche consiste à compacter manuellement des couches successives du mélange sol-chaux. Afin d'assurer une bonne homogénéité dans l'ensemble de l'échantillon, nous réalisons une scarification de la surface de chaque nouvelle couche et sa hauteur est vérifiée. En effet, le nombre de couches et leur hauteur sont définis d'après la densité du mélange et de la longueur de l'échantillon souhaitées. La densité désirée ici est prise à 95% de l'OPN³. Ce dernier est une mesure de référence associée à la densité sèche maximale d'un sol compacté à une énergie fixée. Dès lors que l'échantillon est achevé, il est nécessaire de laisser agir la chaux avant de réaliser des essais d'écoulements. Le temps minimal requis est d'environ 30 jours. Au delà, l'échantillon n'en sera que plus résistant face à l'érosion. En dessous, la réaction chimique ne sera pas complète et les propriétés géomécaniques attendues non atteintes. La conduite interne est finalement réalisée dans la longueur de l'échantillon, en son centre, juste avant les essais d'écoulements internes. Les diamètres sont compris entre 4 et 12 mm dans notre cas, pour une longueur de l'échantillon de 19 cm. Les tubes en plexiglas font 25 cm de longueur. Cette dernière est à dissocier de la longueur de l'éprouvette, faisant 32.3 cm, comportant le tube en plexiglas ainsi que les brides de fixation au bâti. Dans la suite de ce manuscrit, toute mention de l'éprouvette considérera la présence des brides, sauf précision contraire. Les caractéristiques géomécaniques du mélange sol-chaux (STC) utilisé sont reprises dans le tableau 2.1.

2.2.2.3 Sol non traité

Bien que ce travail de thèse présente nos travaux sur les mesures vibroacoustiques caractéristiques d'écoulements internes en conduite, nous avons réalisé des essais avec érosion. Afin d'étudier le potentiel de notre dispositif expérimental ainsi que celui des analyses effectuées sur les mesures d'écoulements internes avec érosion, nous avons ainsi fabriqué des échantillons en sol non traité à la chaux (SNT) d'après le même protocole expérimental détaillé précédemment, mais en omettant l'introduction de la chaux. Les propriétés géomécaniques du matériau utilisé sont également reprises dans le tableau 2.1.

2.2.2.4 Bilan sur les caractéristiques géomécaniques des matériaux étudiés

Les célérités des ondes de compression dans chacun des matériaux employés ont été déterminées expérimentalement par la mesure du temps de propagation d'un signal émis sur une distance connue, ici la longueur de l'échantillon dans le matériau, ertalon et sol traité à la chaux. L'expérimentation a consisté à produire un choc à une extrémité d'un échantillon de matériau et à mesurer les signaux, à l'aide d'accéléromètres, proches de la zone d'impact et à l'autre extrémité de l'échantillon (pris dans la longueur). Nous avons ensuite cherché une corrélation maximale (comprise entre 0.8 et 1) entre les signaux associés à l'émission et à la réception, de façon à obtenir le temps de propagation de l'onde transversale dans le matériau. Nous avons observé que l'intervalle de temps choisi pour le calcul de la corrélation n'a pas d'impact sur le temps de propagation de l'onde obtenu. Les figures 2.2a et 2.2b représentent les signaux types émission-réception obtenus pour un échantillon d'ertalon et un échantillon de sol traité à la chaux. Nous avons réalisé plusieurs mesures sur différents échantillons afin d'obtenir une valeur moyenne de la vitesse de propagation de l'onde transversale dans chacun de ces matériaux.

Les densités (i.e. densités humides) du sol traité à la chaux et du sol non traité sont déterminées expérimentalement par des essais de teneur en eau. La densité de l'ertalon est fournie par le fabricant selon le type d'ertalon. Nous fixons nous-mêmes le taux de compactage des échantillons

3. Optimum Proctor Normal

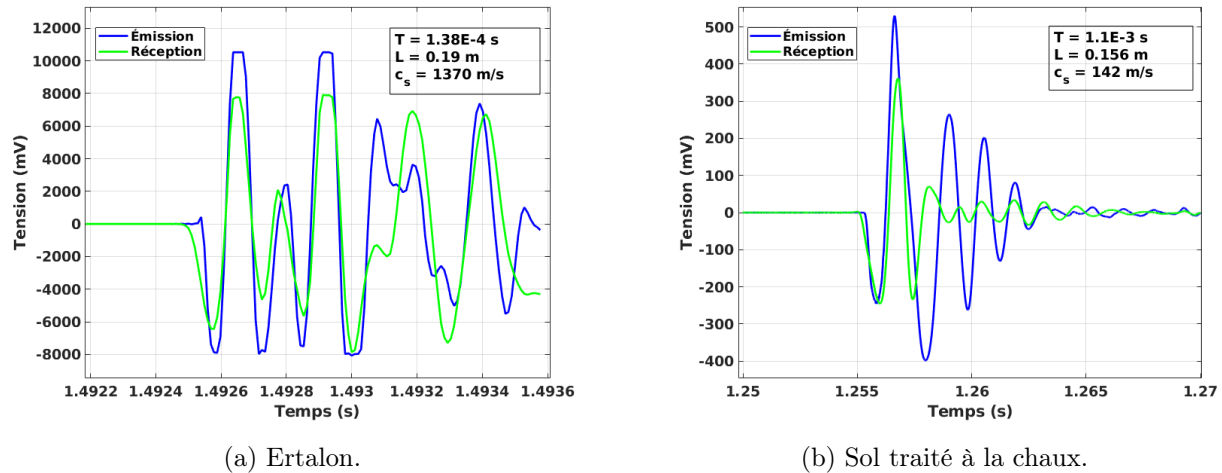


FIGURE 2.2 – Signaux issus des mesures vibratoires pour la détermination des vitesses de propagation dans les matériaux employés.

relativement aux résultats de l'essai Proctor réalisé sur le matériau d'origine. Le coefficient de Poisson pour le sol-traité à la chaux a été mesuré dans le cadre d'un autre travail de recherche à l'aide de la méthode de Grindosonic (instrument réalisant des mesures non-destructives et basé sur une technique d'excitation par impulsion, permettant d'obtenir les caractéristiques géomécaniques d'un matériau). Il n'est en revanche pas possible d'avoir une telle grandeur pour le sol non traité.

Matériau	Ertalon	Sol + CaO	Sol
ρ_s (kg.m ⁻³)	1 410	1 940	1 960
c_s (m.s ⁻¹)	1370	140	140
ν (-)	0.35	0.29-0.36	/
w (%)	/	19.9	21.5
Γ (%)	/	95% OPN	95% OPN

TABLE 2.1 – Caractéristiques physiques et géomécaniques des matériaux employés pour les essais d'écoulements internes, avec ρ_s la masse volumique, c_s la célérité des ondes sonores, ν le coefficient de Poisson, w la teneur en eau et Γ le taux de compactage.

2.2.3 L'instrumentation employée

La caractérisation vibroacoustique des écoulements internes repose sur l'acquisition des événements vibratoires. Ces événements contiennent des informations sur l'état du système, notamment sur la nature de l'écoulement, en passant par les comportements vibratoires de la structure soumise à une excitation de type couche limite turbulente. C'est ce qui nous intéresse ici : mesurer les réponses vibroacoustiques du système et analyser les signaux dans le but de remonter aux caractéristiques de l'écoulement et de l'échantillon de matériau.

Pour ce faire, nous avons choisi dans un premier temps une instrumentation qui ne perturbe

ni l'écoulement, ni la propagation des ondes dans le système. Il s'agit ici d'accéléromètres. Dans un second temps, et en lien avec le projet de recherche Digue 2020 (cf annexe A) dans lequel nous étudions le potentiel de la fibre optique comme capteurs distribués associés au DAS, nous avons également déployé ce système de mesure sur le dispositif d'écoulements internes. Ces deux instrumentations sont représentées sur la figure 2.3.

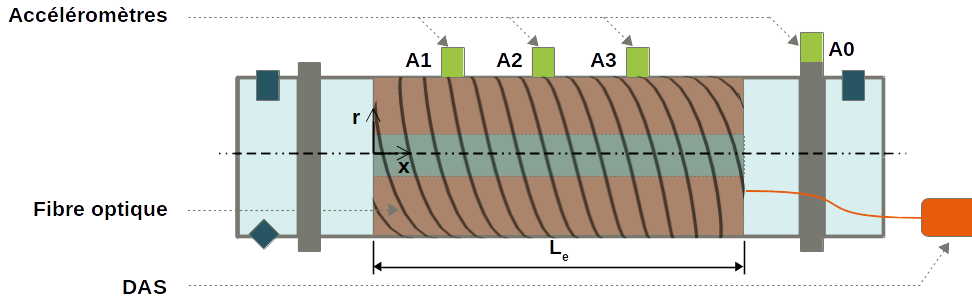


FIGURE 2.3 – Schéma simplifié du banc d'essai d'écoulement interne avec mesures vibroacoustiques par accéléromètres et fibre optique-DAS.

2.2.3.1 Mesures vibratoires par accéléromètres

Nous avons vu que le modèle d'accéléromètre dans l'étude de Hickey et al. [40] est spécifique de par son format (environ 10-15 cm) et ses capacités/contraintes techniques (semi-enterré par exemple). Dans notre cas, le modèle d'accéléromètre choisi doit être en adéquation avec le banc d'essai d'écoulement et les mesures attendues (caractéristiques physiques et techniques [6]). Finalement, les accéléromètres qui ont retenu notre intérêt pour ces essais d'écoulements internes sont de la marque PCB Piezotronics, modèle 352C34, que nous avons associés à un module d'acquisition de la marque National Instruments, modèle NI USB-4431, avec une fréquence d'acquisition de 51.2 kHz et une résolution de 24-bits.

Ces accéléromètres sont de type piézoélectrique, c'est à dire qu'ils transforment l'énergie mécanique en énergie électrique. En pratique, les accéléromètres utilisent des éléments piézoélectriques naturels tels que la céramique, qui sont pré-contraints par une masse sismique. La vibration fait alors varier cette pré-contrainte et déforme l'élément piézoélectrique. Ce dernier produit ensuite un signal électrique. La sensibilité de nos accéléromètres est d'environ 100 mV/g. Cette sensibilité correspond au ratio entre l'énergie électrique et l'énergie mécanique mesurée par le capteur à une fréquence connue. Elle est spécifique à chaque capteur qui est calibré individuellement. Notons que la sensibilité moyenne est effectivement de 100 mV/g dans notre cas. Les accéléromètres ont également une fréquence de résonance supérieure à 50 kHz. Cette fréquence de résonance représente la fréquence pour laquelle la sensibilité de l'accéléromètre est maximale, ce qui équivaut à la fréquence de résonance de la structure mécanique du capteur. Elle correspond généralement à la limite supérieure de la bande de fréquences couverte par l'accéléromètre, bien que dans notre cas cette dernière soit de 0.5-10 000 Hz. Le risque étant que, près de la fréquence de résonance du capteur, une vibration du système provoquera des mesures dégradées et finalement des données incorrectes.

Quatre accéléromètres sont positionnés sur le dispositif expérimental, dont trois sur l'éprouvette contenant l'échantillon de matériau et un sur le bâti, tels que représentés sur le schéma de la figure 2.3. Leur faible masse (5.8 g) et leur petite dimension (11 mm × 22 mm) permettent de les fixer

directement sur l'éprouvette en plexiglas. Afin d'augmenter la surface de contact entre l'accéléromètre et le tube, des petites équerres en acier ont été collées sur le tube, sur lesquelles un écrou a été collé pour venir y fixer le capteur. Ce système permet ainsi d'assurer une meilleure stabilité de l'accéléromètre et de pouvoir le visser-dévisser plus aisément. En effet, avant l'ajout de l'équerre, le risque de décoller l'écrou du tube lors du vissage/dévisser était plus fréquent. Les accéléromètres placés sur l'éprouvette sont séparés d'une distance de 3.6 cm. L'accéléromètre sur le bâti permet une mesure vibratoire du banc d'essai et donc du bruit ambiant, pour comparaison avec les mesures associées à l'échantillon de matériau et à l'écoulement.

2.2.3.2 Mesures acoustiques par fibre optique couplée au DAS

Le système DAS conjugué à la fibre optique est un système de mesure récent et l'analyse des mesures est encore peu développée. Il permet certes de mettre en évidence des événements acoustiques et vibratoires mais nous ne savons pas encore exploiter qualitativement les données recueillies. La fibre optique et le DAS ont été intégrés à notre dispositif expérimental, lors d'une campagne de mesure, dans le but d'améliorer la compréhension des mesures en les corrélant avec les mesures issues des accéléromètres. À ce jour, aucun traitement poussé n'a été effectué sur les mesures de cette campagne. De plus, s'intégrant dans le projet Digue 2020, il est ultérieurement prévu une plus ample exploitation des mesures issues de cet outil. Au sein de ce dispositif expérimental de laboratoire sur les essais d'écoulements internes, la fibre optique a été positionnée autour de l'éprouvette en plexiglas. La disposition en spirale (figure 2.3) permet une prise de mesure effective proche de 150 m, ce qui augmente la résolution spatiale sur l'éprouvette d'une longueur de 32.3 cm. La figure 2.4 présente quant à elle un résultat typique exploitable à ce jour, pour un débit constant, sous forme d'un spectrogramme temps-fréquence, avec une échelle de couleur exprimant la puissance acoustique mesurée par le DAS. Le matériau ici est de l'ertalon et le diamètre interne de la conduite est de 6 mm. Il apparaît des événements acoustiques dans les basses fréquences, qu'il faudra, au moment du traitement plus abouti de ces données, corrélérer avec les mesures des accéléromètres. Ces mesures restent à analyser plus finement, à la lumière des mesures accélérométriques.

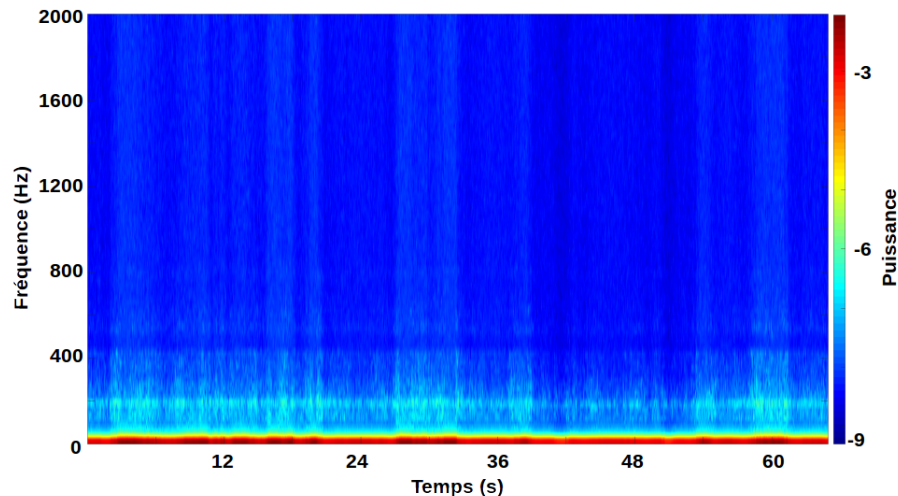


FIGURE 2.4 – Spectrogramme des signaux acoustiques mesurés à l'aide du DAS et de la fibre optique, sur un échantillon en ertalon, avec une conduite interne de 6 mm de diamètre, à débit constant.

2.3 Protocole expérimental des essais d'écoulements internes

Des essais d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques ont été réalisés au laboratoire géomécanique d'INRAE à Aix-en-Provence. Le dispositif expérimental est basé sur un banc HET et comporte des accéléromètres comme capteurs vibroacoustiques. Deux matériaux, l'ertalon et un mélange sol-chaux (non-érodables), constituent le milieu homogène et isotrope dans lequel une conduite interne vient accueillir l'écoulement turbulent.

Un essai d'écoulement interne avec mesures vibroacoustiques se déroule de la manière suivante :

- Mise en eau du système ;
- Le débit de l'écoulement est contrôlé manuellement et fixé à l'aide d'une vanne ;
- Lorsque le débit est stable, une mesure vibratoire est effectuée sur une durée de 120 s ;
- Augmentation ou diminution du débit à un autre palier à l'aide de la vanne ;
- Réalisation d'une autre acquisition vibroacoustique, etc.

Ces essais ont pour objectif de comprendre la signature vibroacoustique d'un écoulement turbulent au sein d'un matériau similaire à celui d'une digue en terre et, d'après l'analyse des mesures, de remonter aux caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement ainsi qu'aux caractéristiques physiques de la conduite.

2.3.1 Paramètres hydrodynamiques

Afin d'étudier divers écoulements turbulents, des mesures sur plusieurs paliers de débit ont été réalisés. Les plages de débit dépendent du diamètre interne de la conduite et des contraintes techniques imposées par le dispositif (vanne + arrivée d'eau sur le réseau). Les réponses vibratoires du système ont été mesurées pour des débits compris entre 0 et 2 000 L/h avec en moyenne dix paliers par essai. La figure 2.5 représente un essai type sur une éprouvette en ertalon avec une conduite interne de diamètre égal à 6 mm.

Débit

Les paliers de débit étudiés et visibles en (a), ont été effectués de manière régressive afin d'évacuer les bulles d'air présentes initialement dans le dispositif et pouvant être chassées en imposant un très fort débit en début d'essai. Cela n'a aucune incidence sur le matériau ici, de même que sur un échantillon de sol-chaux car nous nous sommes assurés expérimentalement au préalable que l'échantillon est bien résistant à l'érosion. En revanche, dans le cas d'un matériau de type sol non traité, cette action n'est pas adaptée au protocole expérimental d'essai d'érosion interne, qui sera alors suivi. Il était ici nécessaire de supprimer ces bulles d'air car elles génèrent, de façon aléatoire, des sources de vibrations supplémentaires, faussant ainsi les mesures relatives à l'écoulement lui-même.

Pression

La pression à l'intérieur du dispositif et relative à l'écoulement est également mesurée avec les capteurs de pression au cours de l'essai (cf schéma 2.1). Son évolution est visible sur la courbe (b) de la figure 2.5. Elle augmente par palier linéairement avec la diminution du débit, pour atteindre

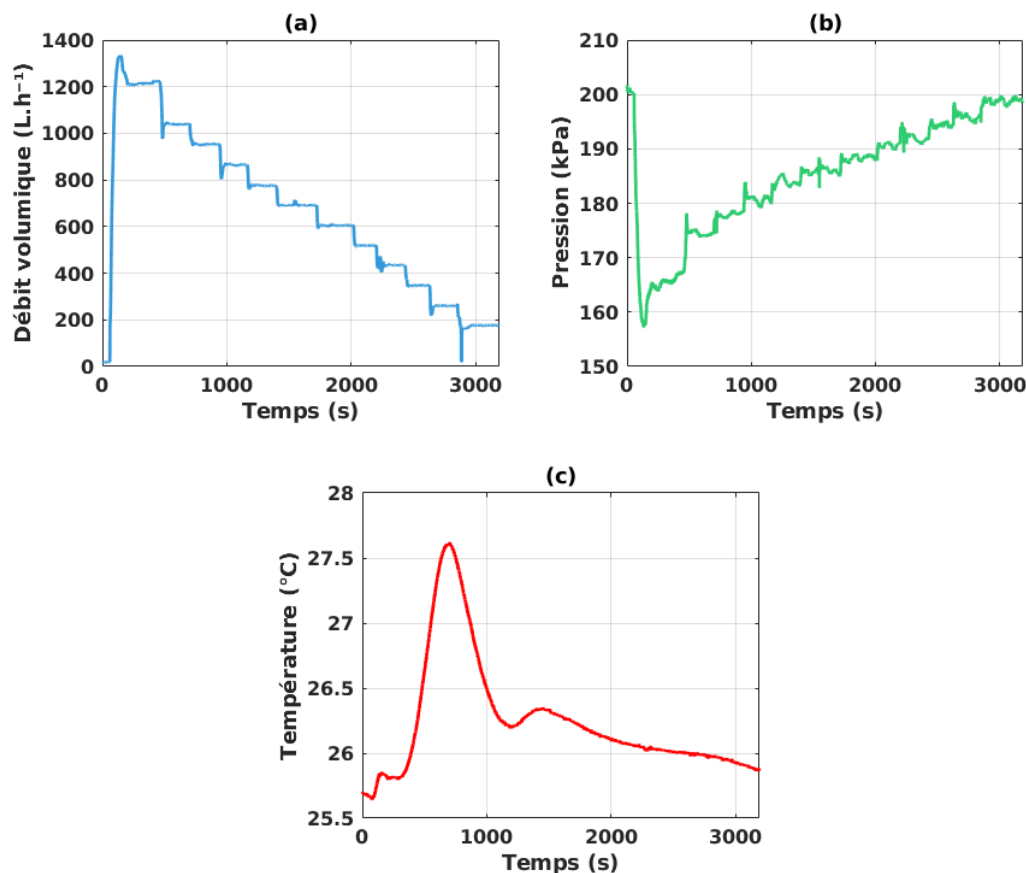


FIGURE 2.5 – Évolution des paramètres hydrodynamiques au cours d'un essai d'écoulement interne avec mesures vibroacoustiques.

la pression fixée en début d'essai à 2 bar. Cette limite est déterminée par les contraintes techniques du banc.

Température

La température est mesurée et peu variable tout au long de l'essai (figure 2.5(c)).

2.3.2 Paramètres physiques et géomécaniques

Dans la même démarche que pour la variation du débit, nous avons souhaité faire varier les paramètres physiques des échantillons. Pour cela, deux paramètres ont été étudiés : le type de matériau (ertalon et sol-chaux) ainsi que le diamètre interne de la conduite. La table 2.2 reprend les différentes configurations d'essais qui ont été effectuées.

2.3.3 Réalisation et traitement des mesures

Chacune des configurations du tableau 2.2 comprend ainsi une moyenne de dix paliers de débit, pour lesquels des mesures vibroacoustiques ont été faites. Chacune de ces configurations a été réalisée trois fois. Les débits sont calculés depuis des valeurs du nombre de Reynolds donnés et tels que $Q = (\pi Re D \mu) / (4 \rho)$. Le tableau 2.3 reprend l'ensemble de ces valeurs pour chaque diamètre. Les

Diamètre \ Matériau	Ertalon	Sol + CaO
4 mm	X	✓
5 mm	X	✓
6 mm	✓	X
8 mm	✓	✓
10 mm	✓	✓
12 mm	✓	X

TABLE 2.2 – Configurations physiques et géomécaniques des essais d’écoulements internes avec mesures vibroacoustiques.

écoulements étudiés sont ici bien turbulent avec un Reynolds au-delà de 5 000. Les cases grisées du tableau correspondent à des débits non accessible au dispositif. Ainsi, un essai est qualifié par un matériau, un diamètre de conduite interne et un numéro de répétabilité. Pour faciliter la mention de chaque essai dans ce manuscrit, la dénomination suivante est utilisée : HET-US-MAT-D-REP, avec MAT = [ERT ; STC], D = [4 ; 5 ; 6 ; 8 ; 10 ; 12] et REP = [1 ; 2 ; 3]. Un essai possède x paliers de débits et x mesures vibroacoustiques par accéléromètre. L’ensemble des courbes présenté dans cette section est relatif à l’essai HET-US-ERT-6-2 pour l’accéléromètre A1.

Reynolds	D = 4mm	D = 5mm	D = 6mm	D = 8mm	D = 10mm	D = 12mm
	Débit (L/h)					
5 000	58	72	87	115	144	173
10 000	115	144	173	231	288	346
15 000	173	216	260	346	433	519
20 000	231	288	346	461	577	692
25 000	288	360	433	577	721	865
30 000	346	433	519	692	865	1 038
35 000	404	505	606	808	1 009	1 211
40 000	461	577	692	923	1 154	1 384
45 000	519	649	779	1 038	1 298	1 557
50 000	577	721	865	1 154	1 442	1 730
55 000	634	793	952	1 269	1 586	1 903
60 000	692	865	1 038	1 384	1 730	2 076
70 000	808	1 009	1 211	1 615	2 019	2 423

TABLE 2.3 – Paliers de débit établis depuis le nombre de Reynolds pour les essais d’écoulements internes avec mesures vibroacoustiques (cases gris foncé = paliers non atteints par contrainte technique relative au banc expérimental).

La configuration HET-US-ERT-D-1 n'est pas traitée dans ce manuscrit car il est apparu après la réalisation de la campagne que le protocole expérimental différait des deux autres essais de répétabilité 2-3. De la même manière, une configuration initiale HET-US-STC-6-REP a été réalisée mais l'analyse des résultats a montré une erreur lors de la réalisation de la conduite interne à l'échantillon. Le diamètre interne était finalement de 5 mm et non de 6 mm. Ainsi nous aurons deux configurations HET-US-STC-5-REP, soit six essais de répétabilité sur deux éprouvettes.

Les données brutes obtenues lors des mesures, initialement en mV, sont converties en m/s^2 , d'après les facteurs de sensibilité et de conversion associés à chacun des accéléromètres (facteurs fournis par le fabricant). La figure 2.6 représente l'accélération mesurée par le capteur A1, à un palier de débit dans le domaine fréquentiel.

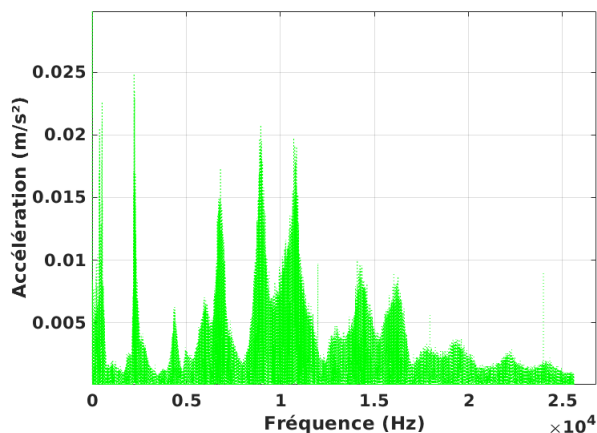


FIGURE 2.6 – Spectre de l'accélération mesurée par l'accéléromètre A1, à débit constant.

Afin d'appréhender au mieux les caractéristiques de l'écoulement et de la conduite dans les mesures, il a fallu réaliser un traitement de celles-ci portant sur différents critères. En effet, il apparaît sur ce spectre que le système étudié est résonant de par la présence de nombreux pics d'accélération. Or plusieurs sources peuvent être à l'origine de ces observations, telles que les sources acoustiques provenant de l'environnement extérieur au dispositif et transmises par l'air, mais aussi les vibrations induites par l'ensemble du banc expérimental.

Pour cela, des conditions expérimentales ont été mises en place afin de réduire ces sources potentielles. Des masses ont ainsi été ajoutées au niveau de la base du banc d'expérimentation dans le but de diminuer les vibrations du banc. Les essais ont été menés dans un silence quasi-complet et sur le temps du week-end, afin qu'aucune activité environnante ne puisse perturber nos essais. C'était typiquement le cas par exemple lorsque des personnes utilisaient le réseau d'eau à proximité ou dans le laboratoire pendant les essais, cela introduisait des perturbations qui étaient observables sur les mesures. Enfin, un traitement des accélérations a été effectué pour étudier la densité spectrale de puissance acoustique. Ces différents traitements sont détaillés ci-dessous et sont opérés sous le langage de calcul [Matlab](#).

2.3.3.1 Filtrage temporel

Le premier traitement effectué consiste à filtrer dans le domaine temporel les événements en dehors du domaine fréquentiel qui nous intéresse. Les signaux réceptionnés par l'accéléromètre A0, fixé sur le bâti, mettent en évidence que les vibrations du banc sont comprises entre 0 et 1 000 Hz et cela même lorsque le débit est quasi-nul, comme nous pouvons le constater sur les spectres de densité spectrale de puissance, figures 2.7 et 2.8. Ces dernières sont obtenues après le post-traitement complet détaillé ci-dessous, hormis pour la plage de fréquence prise ici pour l'exemple entre 100 et 5 000 Hz. La première figure représente la mesure réalisée par l'accéléromètre A0 positionné sur le bâti, tandis que la seconde correspond à l'accéléromètre A1, au plus près de l'entrée de la conduite. Le banc expérimental est soumis à une excitation de type basses fréquences inférieure à 1 000 Hz, dès les premiers débits qui sont très faibles. Cette composante est peu variable malgré l'augmentation

du débit. Elle est également mesurée par les autres accéléromètres mais il s'avère qu'elle ne perturbe pas les signaux au-delà de 1 000 Hz car ce qui est observé correspond aux vibrations induites par l'écoulement turbulent, dont les amplitudes augmentent avec le débit comme le montre l'évolution des pics vers 2 200 Hz et 4 400 Hz. Ces pics équivalent aux résonances du système en réponse à l'excitation par couche limite turbulente. De plus, d'après les premières observations faites sur les signaux, les événements très peu significatifs, voir inexistants, au delà de 10 kHz ont été omis. Cela peut sembler contre-intuitif au vu du signal présenté sur la figure 2.6, cependant il s'avère qu'après application de l'ensemble des traitements effectués (hors filtrage temporel), les événements au delà de 10 kHz ne sont effectivement pas significatifs, relativement au fait que la plage de fréquences retenue soit déjà riche en événements vibratoires.

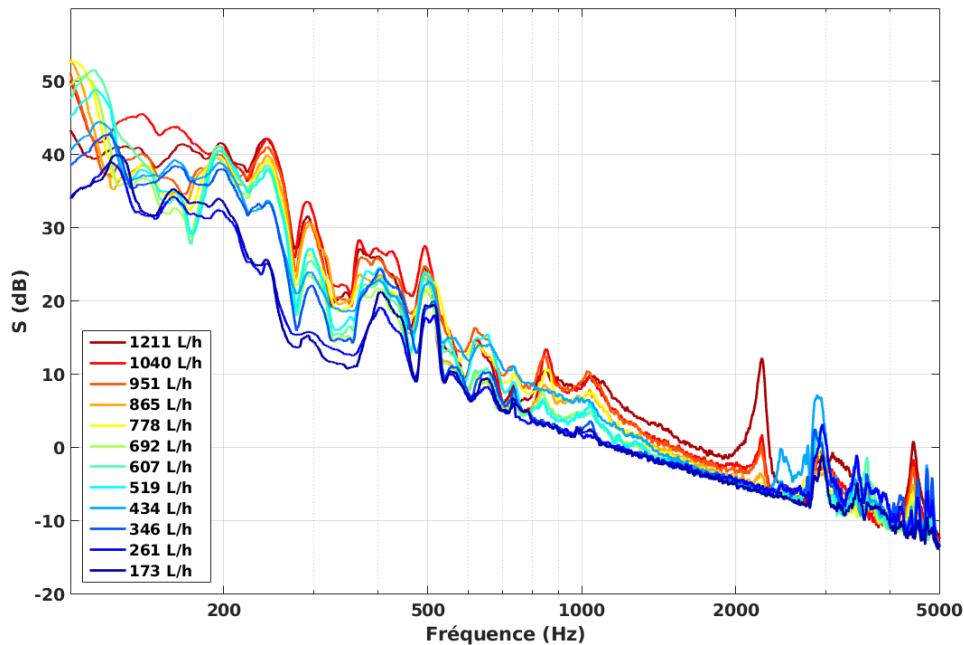


FIGURE 2.7 – Densité spectrale de puissance de la pression acoustique - HET-US-ERT-6-2, accéléromètre **A0** sur la plage de fréquences [100, 5 000] Hz.

Le filtrage temporel est réalisé à l'aide des fonctions `highpass` et `lowpass` de Matlab sur l'accélération $\gamma(t)$. Ces fonctions nécessitent la déclaration de paramètres dont la fréquence de filtrage et la fréquence d'échantillonnage F_s , qui est de 51 200 Hz ici. Il est également possible de déclarer un paramètre de raideur, appelé 'Steepness', contrôlant la largeur de la région de transition du filtre. Lorsque cette raideur est proche de 1, cela signifie que la pente est élevée et que la région de transition est étroite. Dans le cas où ce paramètre est proche de 0, la région de transition sera plus large. La figure 2.9 montre l'influence de ce coefficient sur le filtrage et la zone de fréquences considérée. Ce paramètre agit comme une atténuation des événements au niveau de la zone de transition. Afin de ne pas couper brutalement nos signaux au risque de perdre une composante vibratoire d'importance et en même temps de ne pas s'éloigner de la fréquence du filtre, nous avons opté pour un coefficient de raideur de 0.85.

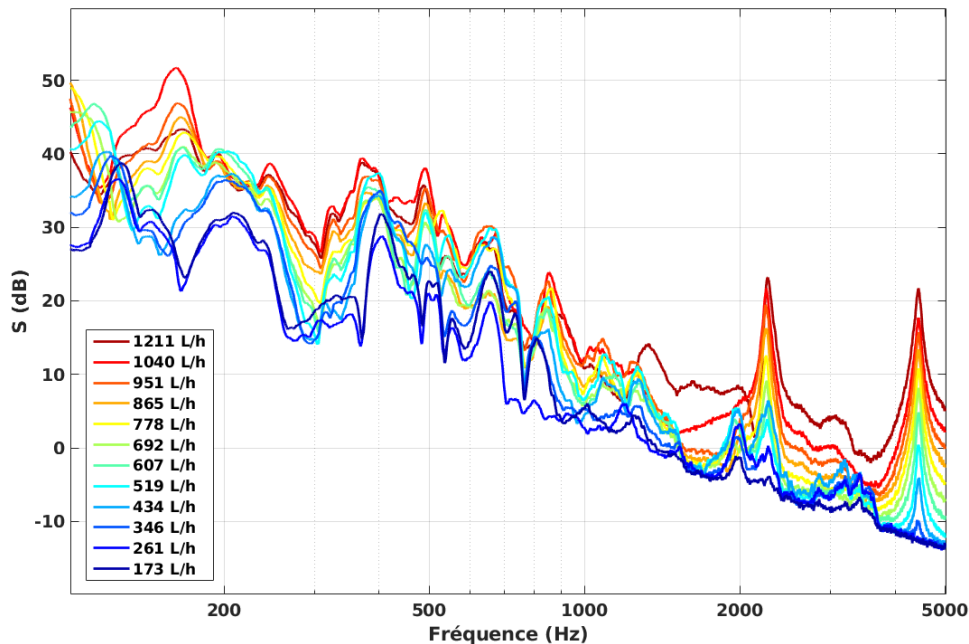


FIGURE 2.8 – Densité spectrale de puissance de la pression acoustique - HET-US-ERT-6-2, accéléromètre **A1** sur la plage de fréquences [100, 5 000] Hz.

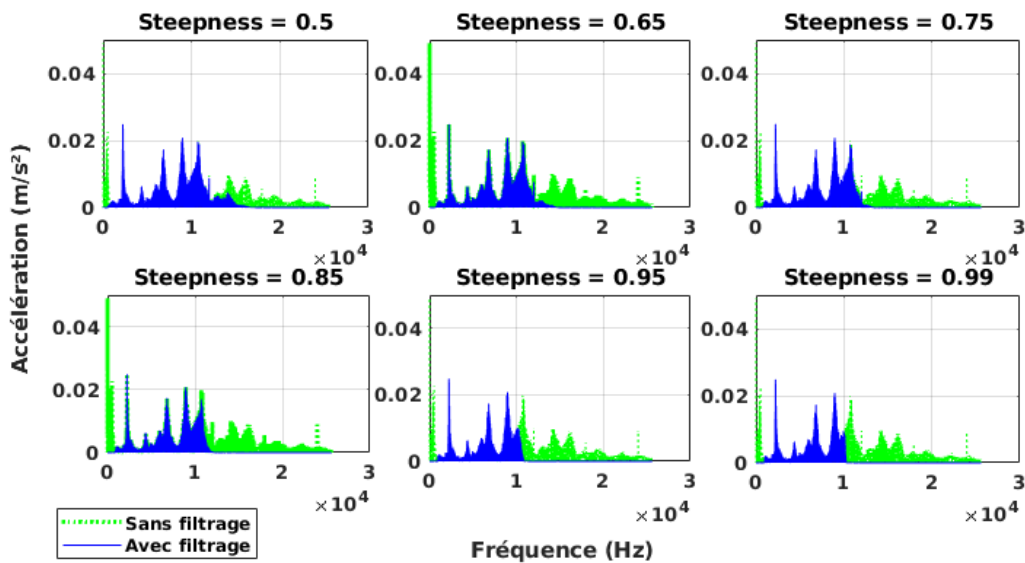


FIGURE 2.9 – Application de différentes valeurs du paramètre "Steepness" pour le filtral temporel.

2.3.3.2 Obtention de la densité spectrale

Après avoir effectué le filtrage temporel, une grandeur comparable à une pression acoustique est calculée depuis l'accélération $\gamma(t)$ via la relation suivante, avec ρ_s et c_s respectivement la densité et la célérité du son dans le matériau considéré, déterminées expérimentalement (cf table 2.1) :

$$p(t) = \rho_s \cdot c_s \int_0^t \gamma(t') dt' \quad (2.1)$$

Puis la fonction Matlab `pwelch` est utilisée pour obtenir la densité spectrale de puissance de la pression acoustique. Cette fonction est une méthode courante pour la détermination de la densité spectrale $S(f)$. Cette dernière est quant à elle la transformée de Fourier de l'autocorrélation de la pression acoustique étudiée ici. Elle peut aussi s'écrire en fonction de la transformée de Fourier du champ de pression pariétale moyen $p(f)$ et du temps d'intégration T telle que :

$$S(f) = |p(f)|^2 \cdot T \quad \text{où} \quad p(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (2.2)$$

Le temps d'intégration T est pris à 90 s sur 120 s d'acquisition. Ce choix est fondé sur la durée maximale observée sur laquelle il n'y a pas de perturbation des signaux analysés. La fonction `pwelch` s'utilise quant à elle sous la forme :

$$[S, f] = \text{pwelch}\left(p(t), \text{window}, \text{noverlap}, \text{nfft}, F_s, \text{"psd"}\right) \quad (2.3)$$

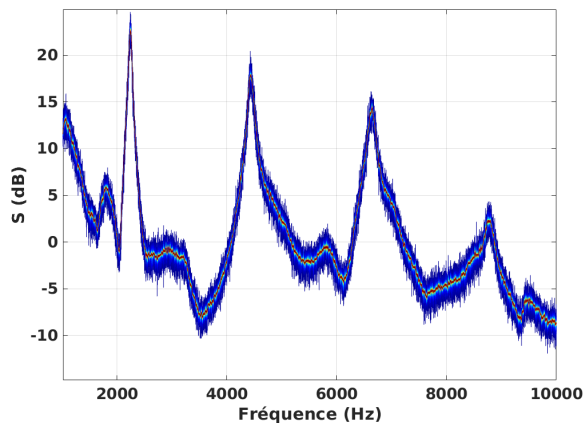
Avec les paramètres d'entrée comprenant la pression acoustique $p(t)$ (l'échantillon), la fenêtre de moyennage "window" qui doit être déclarée via le nombre de sous ensemble souhaité, ici $Nb_{fft_{tot}}$, pour la décomposition de l'échantillon. La fenêtre de moyennage par défaut est celle de Hamming. Le nombre de points de recouvrement de ses sous-ensembles, "noverlap", est pris à $Nb_{fft_{tot}}/2$. Le nombre de points pour le calcul de la transformée de Fourier sur chacun de ces sous-ensembles est également $Nb_{fft_{tot}}$. La fréquence d'échantillonnage reste inchangée avec pour valeur $F_s = 51\,200$ Hz. Nous déclarons également un paramètre additionnel "psd", signifiant Power Spectral Density, qui spécifie l'échelle de l'élément principal sortant. Il est en effet possible de choisir l'option "power" pour obtenir la puissance. Les deux éléments sortants sont finalement la densité spectrale de puissance de la pression acoustique $S(f)$ ainsi que la fréquence $f = \omega/2\pi$.

2.3.3.3 Lissage par moyenne mobile

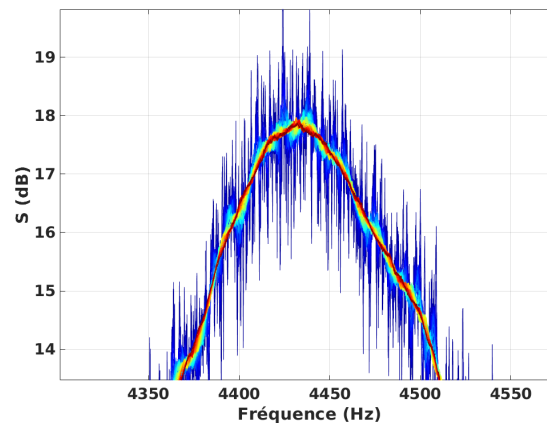
À ce stade du post-traitement, les courbes présentent des petites fluctuations pour lesquelles un lissage permet de mieux observer la dynamique de $S(f)$. Pour cela, un dernier traitement est effectué sur les signaux qui consiste à utiliser une moyenne mobile comme méthode de lissage. Cette méthode repose sur le même principe que la fonction `pwelch` avec le fenêtrage. La fonction Matlab `movmean` est appliquée sur $S(f)$ avec 1 000 points pour chaque fenêtre. Ce nombre de points a été choisi suite à une analyse réalisée dans le but de déterminer l'influence du nombre de points utilisé dans le moyennage sur les signaux.

En effet, un nombre de points minimum et nécessaire dans le calcul de la moyenne mobile a été déterminé de façon à ce qu'il ne modifie pas les tendances du spectre de $S(f)$ et en même temps qu'il ne soit pas trop coûteux en temps de calcul. D'après le spectre de la densité spectrale de puissance $S(f)$, représenté en dB sur la figure 2.10a, des fréquences de résonance du système étudié peuvent être observées. L'unité dB est définie selon l'expression :

$$S_{[dB]} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{S_{[Pa^2/Hz]}}{S_{[Pa^2/Hz]}^{ref}} \right) \quad (2.4)$$



(a) Spectre total



(b) Zoom sur la fréquence de résonance n° 2.

FIGURE 2.10 – Spectres lissés par moyenne mobile - l'augmentation du nombre de points pour le calcul de la moyenne est signifiée par l'échelle de couleur allant du bleu au rouge.

Avec la valeur de référence $S^{ref} = 1 \text{ Pa}^2/\text{Hz}$. En zoomant sur l'une d'entre elles 2.10b, la fréquence de résonance que nous numérotions 2, nous discernons l'effet du lissage par moyenne mobile sur l'apparence du spectre. En s'intéressant maintenant à l'influence du nombre de points, pris pour le calcul de la moyenne mobile, sur l'amplitude et la valeur de cette fréquence de résonance, nous constatons les tendances illustrées sur la figure 2.11.

Il est apparent que l'amplitude de la fréquence observée tend à être constante, de même que la fréquence, qui est relativement constante quelque soit le nombre de points choisi, au vu de l'échelle en fréquence ici. Ces tendances, valables dans ce cas pour la fréquence n° 2, sont également constatées pour les autres fréquences de résonance, ainsi que pour d'autres débits et d'autres essais. Cette tendance générale à devenir constant, à la fois pour l'amplitude et la fréquence, est effective pour un nombre minimum de 1000 points pour le calcul de la moyenne mobile.

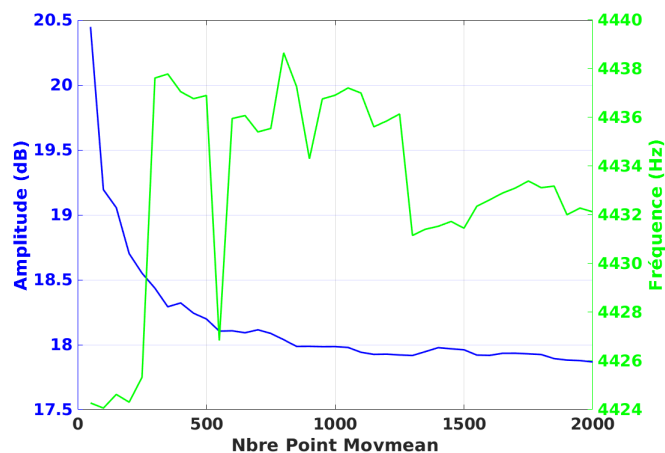


FIGURE 2.11 – Influence du nombre de points pris pour le calcul de la moyenne mobile sur l'amplitude et la fréquence de résonance n° 2.

Le post-traitement permet finalement d'apprécier les densités spectrales de puissance de la pression acoustique, caractéristiques ici de deux essais d'écoulements internes sur un échantillon d'ertalon (figure 2.12) ainsi que sur un échantillon de sol traité à la chaux (figure 2.13). Ces densités spectrales observées confirment le caractère résonant du système étudié.

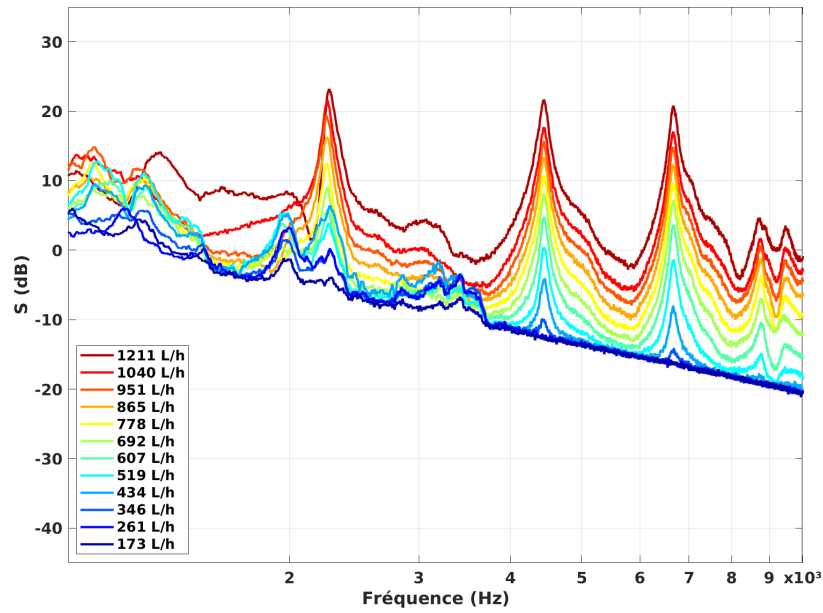


FIGURE 2.12 – Densité spectrale de puissance de la pression acoustique - HET-US-ERT-6-2.

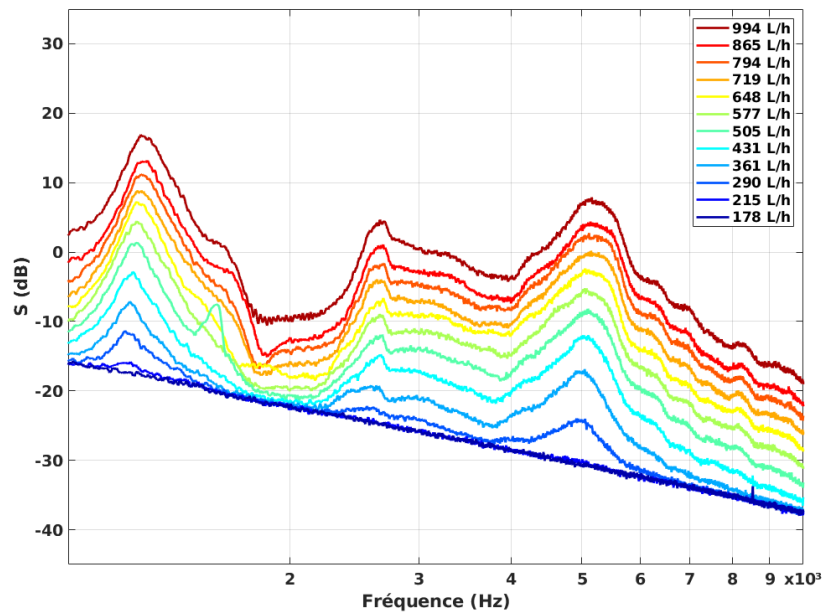


FIGURE 2.13 – Densité spectrale de puissance de la pression acoustique - HET-US-STC-5-2.

2.3.3.4 Identification par lorentzienne

Il apparaît sur les spectres des figures 2.12 et 2.13 des fréquences de résonance clairement séparées et distinctes d'un matériau à un autre. La séparation nette des résonances nous autorise à considérer que le système se comporte comme un système à un degré de liberté autour de chaque

pic. Un tel système peut ainsi être régi par les équations établies au paragraphe 1.4.1 et chaque pic être décrit par une lorentzienne. Nous souhaitons analyser le comportement de ces pics face à l'évolution des paramètres hydrodynamiques ainsi que des paramètres géomécaniques. Les analyses sont présentées sous la forme de deux publications et traitent respectivement des campagnes de mesures vibroacoustiques réalisées sur l'ertalon 4.2 et le sol traité à la chaux 4.3. Elles reposent sur une identification par lorentzienne des principaux pics de résonance du spectre $S(f)$.

La fonction lorentzienne est couramment définie comme la transformée de Fourier d'une exponentielle décroissante. Sa forme en cloche est induite par l'expression générale :

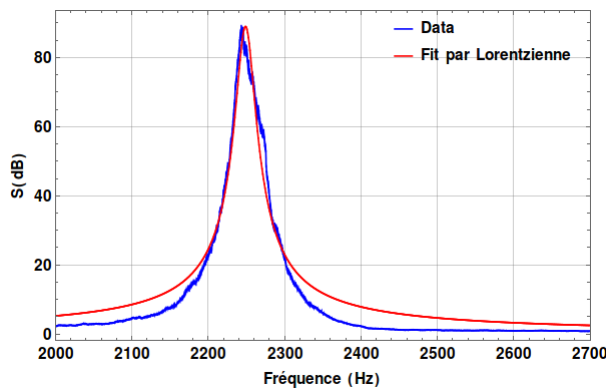
$$F_{Lorentz}(x) = \frac{\Gamma_L}{2\pi} \frac{1}{\left(\frac{1}{2}\Gamma_L\right)^2 + (x - x_0)^2} \quad (2.5)$$

Ici cette fonction est centrée en $x=0$, avec pour largeur de pic à mi-hauteur Γ_L . Dans notre cas d'application et au voisinage de chaque mode ω_j , la réponse du système en régime harmonique, de dépendance temporelle $e^{-i\omega t}$, implique une réponse en fréquence de la forme, à une constante multiplicative près A :

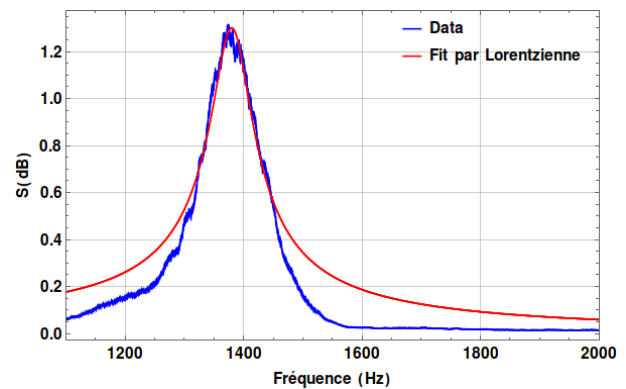
$$H_j(\omega) = \frac{A}{\omega^2 + 2i\xi_j\omega\omega_j - \omega_j^2} \quad (2.6)$$

Où ω est la pulsation, ω_j la pulsation propre et ξ_j est le taux d'amortissement relié à l'amortissement c par la relation $\xi_j = c/2\omega_j$. L'analogie ici est évidente. Nous pouvons réécrire le dénominateur et obtenir une nouvelle expression de la fonction lorentzienne, avec A' une constante et la partie réelle f_j^{re} et la partie imaginaire f_j^{im} de la fréquence de résonance $f_j = \omega_j/2\pi = f_j^{re} - i f_j^{im}$. La réponse en fréquence étant dépendante en $e^{-i\omega t}$ alors f_j^{re} et f_j^{im} sont positives, ce qui implique, au voisinage de chaque résonance j , une réponse en fréquence de la forme :

$$F_j^L(f) = \frac{A'}{(f - f_j^{re} + i f_j^{im}) \cdot (f + f_j^{re} + i f_j^{im})} \quad (2.7)$$



(a) HET-US-ERT-6-2



(b) HET-US-STC-5-5

FIGURE 2.14 – Identification de la première résonance émergente à l'aide de la fonction lorentzienne.

L'ensemble des figures 2.14 montre deux exemples d'identification d'un pic de résonance à l'aide de la fonction lorentzienne 2.7. Les tables 2.4, 2.5, 2.6 et 2.7 reprennent les valeurs des fréquences de résonance (f_j^{re} et f_j^{im}) identifiées lors de ces essais. L'identification par lorentzienne a été réalisée pour chaque essai, sur chaque débit, sur chacune des quatre premières fréquences de résonance émergentes et pour les trois accéléromètres A1, A2 et A3, disposés sur l'éprouvette. Nous observons dans les tables 2.4 et 2.6 des petites fluctuations de fréquences entre chaque palier de débit. Il en est de même entre chaque essai. Pour l'ertalon, les fréquences de résonance tendent chacune vers une valeur moyenne lorsque les débits augmentent, alors que pour le sol-chaux les pics de résonance augmentent légèrement en fréquence. La partie imaginaire de ces fréquences de résonance (tables 2.5 et 2.7) semble suivre les mêmes tendances. L'étude de l'amortissement ξ_j , défini comme le rapport f_j^{im}/f_j^{re} , est étudié au chapitre 3 et fournit une explication à ces observations.

Débit	n°1	n°2	n°3	n°4
	Fréquence f_j^{re} (Hz)			
173	1986.5	/	/	/
261	1990.2	/	/	/
346	1977.5	/	/	/
434	2273.2	4444.4	6662.4	/
519	1968.9	4443.9	6666	8752.1
607	2253.7	4443.8	6666	8769
692	2250.8	4442.7	6663.6	8771.8
778	2248.1	4443	6663.6	8768.5
865	2249.1	4440.5	6661	8761.7
951	2248.8	4438.9	6658.9	8756.6
1040	2252.4	4441.7	6662.1	8752.7
1211	2268.5	4439.5	6668.1	8741.5

TABLE 2.4 – Partie réelle des fréquences de résonance identifiées par $F_j^L(f)$: HET-US-ERT-6-2.

Débit	n°1	n°2	n°3	n°4
	Fréquence f_j^{im} (Hz)			
173	58.3	/	/	/
261	37.9	/	/	/
346	45.6	/	/	/
434	29.3	35.9	53.6	/
519	33.8	30.5	42.1	119.6
607	21.9	24	37.4	97.5
692	14.8	25.2	38.8	86.3
778	12.8	23.2	39	77.7
865	13.8	27.8	44.4	76.8
951	13.1	26.2	37.1	70.1
1040	12.2	26.2	38	79.8
1211	14.9	27.1	39.4	134.4

TABLE 2.5 – Partie imaginaire des fréquences de résonance identifiées par $F_j^L(f)$: HET-US-ERT-6-2.

Débit	n°6	n°13-14	n°17-18	n°24-25-26
	Fréquence f_j^{re} (Hz)			
165	1306.3	/	/	/
259	1338.3	2851.5	3668.2	5053.8
346	1346.3	2839.4	3745.9	5211.3
434	1358	2879	3678	5350.8
523	1380.4	2857.7	3737	5467.1
604	1393.2	2873.4	3854	5531.4
696	1393.1	2891.4	3913.4	5576.8
778	1397.5	2908	3925.3	5611.5
863	1414.6	2918.5	3957.7	5631.9
945	1432	2933.5	3951.6	5640.2

TABLE 2.6 – Partie réelle des fréquences de résonance identifiées par $F_j^L(f)$: HET-US-STC-5-5.

Débit	n°6	n°13-14	n°17-18	n°24-25-26
	Fréquence f_j^{im} (Hz)			
165	116.6	/	/	/
259	45.7	196.2	415	689
346	37.8	96.4	180.6	325.1
434	37.2	142.2	210.2	401.4
523	34.5	77.7	133.9	253.1
604	29.4	109.3	174.6	273.1
696	37.2	106.5	169.5	286.2
778	36.6	121.1	172.1	267.7
863	41.4	95.7	118.3	144.7
945	38.6	94.2	126.5	280.1

TABLE 2.7 – Partie imaginaire des fréquences de résonance identifiées par $F_j^L(f)$: HET-US-STC-5-5.

Afin de faciliter l'analyse des résultats issus des mesures expérimentales et les comparaisons avec les résultats du modèle analytique (présenté au chapitre 3), nous avons réalisé une moyenne sur l'ensemble des essais et des accéléromètres, pour chacune des quatre fréquences de résonance les plus émergentes et pour chaque matériau étudié. Les parties réelles de ces fréquences de résonance moyennes sont prises comme référence dans la suite de nos travaux et sont données dans la table 2.8 avec les parties imaginaires. Pour l'ertalon, les quatre premières émergences correspondent aux quatre premiers modes longitudinaux (cf. chapitre 3 et tables B.1 et B.2 en annexe B) alors que pour le sol-chaux les quatre principales émergences diffèrent d'un essai à un autre et d'un accéléromètre à un autre. Nous avons ainsi choisi de suivre l'évolution de quatre modes longitudinaux qui semblent au plus près des quatre fréquences de résonance moyennes obtenues pour ce matériau. Une difficulté et la justesse des hypothèses posées pour l'établissement du modèle analytique (chapitre 3) apparaissent ici sur le sol-chaux avec l'étude des modes élevés (mode n° 26). Un écart-type σ_j est calculé pour chacune de ces fréquences de résonance moyennes (parties réelle et imaginaire). L'évolution des amplitudes maximales de ces résonances est étudiée et présentée au chapitre 4 de ce manuscrit.

Une des perspectives à envisager dans le traitement et l'analyse des mesures expérimentales est de réaliser une reconstitution de l'ensemble du spectre de la densité spectrale de puissance

n°	f_j^{re} (Hz) – ERT	σ_j	n°	f_j^{re} (Hz) – STC	σ_j
1	2166	4.1	6	1373.2	6
2	4440.4	0.6	11	2477.7	15.7
3	6662.4	1.1	18	3825.7	22.3
4	8741.2	5	26	5545.3	34.3

n°	f_j^{im} (Hz) – ERT	σ_j	n°	f_j^{im} (Hz) – STC	σ_j
1	25.4	1	6	46.3	2.2
2	27.3	0.3	11	115.2	18.1
3	41.1	0.8	18	180.8	32.9
4	91.2	2.8	26	292.7	42.9

TABLE 2.8 – Fréquences de résonance moyennes, calculées depuis l’identification par la fonction lorentzienne sur la totalité des essais, pour les matériaux ertalon et sol-chaux, avec l’écart-type σ_j .

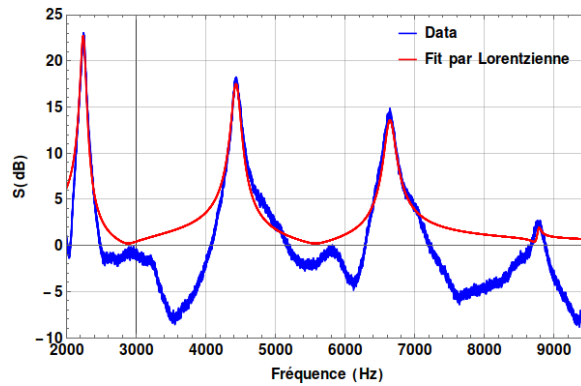


TABLE 2.9 – Reconstitution du spectre $S(f)$, mesuré expérimentalement, par la somme des identifications des fréquences de résonance par la fonction lorentzienne pour l’essai HET-US-ERT-6-3.

depuis la somme des identifications par la fonction lorentzienne des fréquences de résonance. La figure 2.9 fournit un exemple des spectres $S(f)$ mesuré et reconstitué d’après les identifications par lorentzienne. La différence entre les spectres fournirait une estimation du bruit parasite dans le système. Il permettrait également la comparaison des spectres déterminés analytiquement (chapitres 3 et 5) en exprimant l’erreur du modèle analytique.

2.4 Conclusion

Ce chapitre décrit dans un premier temps le dispositif expérimental que nous avons déployé au sein du laboratoire géomécanique d’INRAE d’Aix-en-Provence. Celui-ci est constitué d’un banc HET, sur lequel nous avons disposé des accéléromètres. Ces derniers ont pour fonction de mesurer la réponse vibroacoustique du système dont la source est induite par un écoulement turbulent (plus précisément la couche limite turbulente), interne à un échantillon cylindrique. Les deux matériaux étudiés sont l’ertalon ainsi qu’une composition de sol-chaux, résistant à l’érosion, et sont considérés comme homogènes et isotropes. La campagne d’essais menée sur le sol non traité, et donc érodable, n’a pas été analysée à ce jour, de même que les mesures effectuées à l’aide du système DAS, mais

feront le sujet de travaux d'analyses et de publication prochainement.

Le protocole expérimental des essais d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques est ensuite présenté. Ces essais consistent à introduire un écoulement d'eau au sein d'une conduite interne à un échantillon du matériau MAT. Chaque essai est caractérisé par des paramètres hydrodynamiques et un paramètre géomécanique, tels que le débit Q de l'écoulement et le diamètre interne D de la conduite. De plus, une répétabilité REP est effectuée pour chaque essai. Ainsi, une mesure réalisée par accéléromètre est spécifique à une configuration d'essai (MAT,D,REP,Q). Deux principales campagnes de mesures ont été menées, la première portant sur l'ertalon et la seconde sur le sol traité à la chaux.

Un traitement du signal est finalement appliqué sur les mesures issues des accéléromètres, prenant en considération la plage des fréquences représentatives des événements qui nous intéressent. L'obtention de la densité spectrale de puissance de la pression acoustique est l'objectif principal de ce traitement, qui nécessite le passage de la donnée brute des capteurs, l'accélération, à la pression acoustique pour enfin aboutir à la densité spectrale de puissance. Pour finir, nous effectuons un lissage des spectres résultants afin d'estimer les fréquences de résonance du système à l'aide d'une identification par la fonction lorentzienne. L'analyse des spectres et des tendances relatives aux fréquences de résonance fait l'objet d'un autre chapitre et est présentée sous la forme de publications.

Nous avons ici fait le choix de présenter les résultats pour un seul accéléromètre A1. Il s'agit de celui au plus près de l'entrée de la conduite interne. L'écoulement n'y est pas pleinement développé mais nous avons vu que le système est résonant : la couche limite turbulente est une source excitatrice que nous pouvons considérer comme répartie, ce qui implique que l'excitation est identique en n'importe quel point le long de la conduite interne. De plus, l'influence du choix de l'accéléromètre A1, A2 ou A3 n'est pas significative. Cela ouvre une perspective d'études futures sur le dispositif et l'analyse des mesures associées à ces essais. L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus est disponible en annexe C de ce manuscrit.

Chapitre 3

Modèle analytique de la réponse vibroacoustique d'une conduite soumise à une excitation de type CLT

3.1 Description générale et hypothèses

Le modèle analytique que nous avons développé est basé sur le dispositif expérimental du chapitre 2 et a pour objectif de déterminer la réponse vibroacoustique du système soumis à une excitation de type couche limite turbulente.

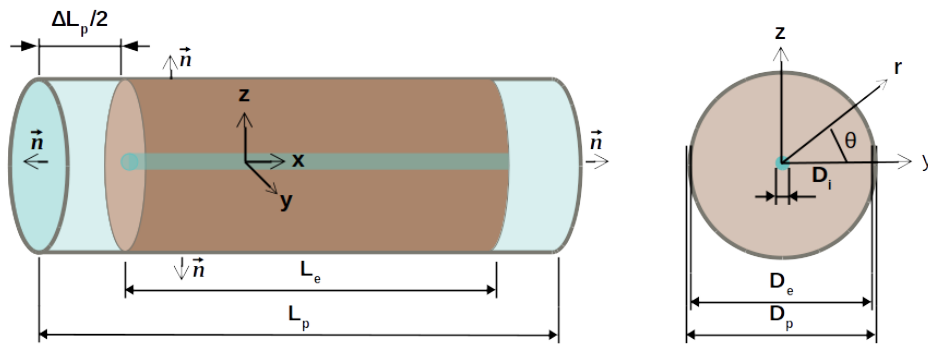


FIGURE 3.1 – Schéma de la structure considérée dans le modèle analytique

Le dispositif comprend une éprouvette en plexiglas ainsi qu'un échantillon de matériau. Nous étudions ici deux matériaux : l'ertalon (ERT) et un sol traité à la chaux (STC). Le schéma 3.1 reprend les caractéristiques géométriques du système d'étude utilisé dans ce modèle analytique. Nous avons un tube en plexiglas de longueur L_p et de diamètre D_p , dans lequel est présent un échantillon de matériau de longueur L_e et de diamètre D_e . Il existe un espace $\Delta L_p/2$ en entrée et en sortie du tube en plexiglas. Ces deux zones sont induites par la configuration expérimentale que nous choisissons de conserver ici. De plus, d'après le dispositif expérimental, le tube en plexiglas est fixé au banc d'essai à l'aide de brides à chacune de ses extrémités. Pour l'établissement des conditions aux limites du modèle, nous considérons l'épaisseur de ces brides dans la longueur de l'éprouvette. La conduite

interne à l'échantillon et contenant l'écoulement est de diamètre $D_i = 2R_i$. Introduisons également les volumes et surfaces caractéristiques respectivement de l'éprouvette en plexiglas et de l'échantillon du matériau : (Ω_p, Σ_p) et (Ω_e, Σ_e) . Nous posons les hypothèses suivantes sur le système :

- H1** : l'espace $\Delta L_p/2$ à chaque extrémité de l'échantillon est composé d'un matériau qui assure une continuité mécanique ($Z_e = \rho_e c_e \equiv Z_m = \rho_m c_m$);
- H2** : nous avons deux conditions de Neumann ($\partial_n p = 0$) : une sur la partie cylindrique de l'éprouvette ($r = R_p$), et une sur les bords droits de cette dernière ($x = 0, L_p$). L'éprouvette est fixée au banc par des brides rigides, nous considérons donc que l'ensemble des limites de ce système est encastré;
- H3** : en basses fréquences, i.e. pour les premiers modes longitudinaux, le système se comporte comme un objet unique dans lequel ne se propagent que des ondes de compression;
- H4** : la conduite interne (D_i) contient un fluide dont l'impédance mécanique $Z_f = \rho_f c_f$ est analogue à celle de l'échantillon $Z_e = \rho_e c_e$;
- H5** : la source est un écoulement turbulent qui crée une fluctuation de pression pariétale turbulente dont la densité spectrale est décrite par un modèle de Corcos [24].

Nous choisissons le modèle de Corcos car il nécessite peu de paramètres à déclarer et il est relativement stable, contrairement à d'autres modèles comme celui de Chase, pour lesquels les paramètres ont une grande influence, en particulier l'épaisseur de la couche limite et la vitesse de frottement. Cela pourrait générer des erreurs dans le cas où ces paramètres seraient mal évalués d'après les données expérimentales.

Notons que les hypothèses **H3** et **H4** dans le cas du sol traité à la chaux peuvent se révéler être une limite dans le modèle développé ici. En effet, comme observé dans la table 2.8, les fréquences de résonances émergentes correspondent à des modes élevés et la célérité des ondes dans le milieu sol-chaux est plus faible que dans l'ertalon ou l'eau.

3.2 Développement du modèle analytique

3.2.1 Déclaration du problème

D'après les observations faites sur les signaux issus des mesures expérimentales, il apparaît que les fréquences de résonance du système étudié sont bien distinctes les unes des autres. Il est alors raisonnable de considérer notre système comme un système vibratoire localement associé à un modèle à un degré de liberté. De plus, ce système présente une résonance amortie qui peut être définie comme une oscillation périodique à décroissance exponentielle. L'amortissement choisi pour notre modèle est ici un amortissement de type visqueux $\mu = c/c_0^2$ qui dépend de l'amortissement c du système et de la célérité des ondes dans l'échantillon c_0 . La pulsation du système est notée ω .

Ainsi, nous cherchons la pression acoustique p , en régime harmonique, de dépendance temporelle $e^{-i\omega t}$, telle que :

$$\left| \begin{array}{l} \left(\Delta + i \frac{c}{c_0^2} \omega + k^2 \right) p(M) = F(M) \text{ pour } M \in \Omega_p \\ \partial_n p(M) = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } r = R_p \forall \theta \in [0, 2\pi[\end{array} \right. \quad (3.1)$$

$$\quad \quad \quad (3.2)$$

Le nombre d'onde k en régime harmonique est défini tel que $k = \omega/c_0$. Nous pouvons ainsi réécrire une partie du facteur de l'équation 3.1 de la manière suivante :

$$i\frac{c}{c_0^2}\omega + k^2 = i\frac{c}{c_0^2}\omega + \frac{\omega^2}{c_0^2} = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(1 + i\frac{c}{\omega}\right)$$

En posant $\tilde{k}^2 = k^2 \left(1 + i\frac{c}{\omega}\right)$, nous obtenons l'expression $\tilde{k} = \pm k \left(1 + i\frac{c}{\omega}\right)^{1/2}$. De plus, si $\frac{c}{\omega} \ll 1$ alors $\tilde{k} = k \left(1 \pm i\frac{c}{2\omega}\right)$.

Le système est tel que l'onde propagative $e^{(-i\tilde{k}x)} \xrightarrow{x \rightarrow \infty} 0$. Ainsi le produit $e^{-ikx} e^{-(\pm i(c/2\omega)x)} \xrightarrow{x \rightarrow \infty} 0$. Ce qui implique que $e^{\pm(c/2\omega)x} \xrightarrow{x \rightarrow \infty} 0$, si et seulement si le signe négatif est choisi.

Finalement, nous avons deux expressions complexes sur le nombre d'onde et la pulsation, avec la partie imaginaire qui est négative :

$$\tilde{k} = k \left(1 - i\frac{c}{2\omega}\right) \text{ et } \tilde{\omega} = \omega \left(1 - i\frac{c}{2\omega}\right)$$

L'utilisation de la représentation de Green ici nous permet de passer d'un système différentiel aux limites, complexe à résoudre, à un système intégrable sur les frontières qui est plus simple. En effet, cette représentation est basée sur des produits de convolution entre les sources et les noyaux de Green correspondants. Dans notre cas, le noyau de Green caractérise le champ acoustique créé en un point M' du domaine et mesuré en un autre point M . La représentation de Green décrira les champs directs de pression acoustique ainsi que les champs diffractés par les frontières. Nous calculons ainsi le noyau de Green $G^p(M; M')$ tel qu'il soit solution du système :

$$\left| \begin{array}{l} (\Delta_M + \tilde{k}^2) G^p(M; M') = \delta_{M'}(M) \text{ pour } M, M' \in \Omega_p \\ \partial_{n_M} G^p(M; M') = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } r = R_p \forall \theta \in [0, 2\pi[\end{array} \right. \quad (3.3)$$

$$\quad \quad \quad \partial_{n_M} G^p(M; M') = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } r = R_p \forall \theta \in [0, 2\pi[\quad (3.4)$$

Avec M et M' , les points de coordonnées tels que :

$$M \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} x \\ r \\ \theta \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad M' \begin{pmatrix} x' \\ r' \\ \theta' \end{pmatrix}$$

En coordonnées cylindriques, nous avons $\delta_{M'}(M) = \delta_{x'}(x) \frac{1}{r} \delta_{r'}(r) \delta_{\theta'}(\theta)$.

L'amortissement de type visqueux ne modifie pas les déformées modales, ainsi le développement modal reste valide et nous pouvons calculer $G^p(M; M')$ par développement en série de modes propres non amortis $\varphi(x, r, \theta)$ tel que :

$$\left| \begin{array}{l} (\Delta + k^2) \varphi(x, r, \theta) = 0 \forall x, r, \theta \\ \partial_n \varphi(x, r, \theta) = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } r = R_p \forall \theta \in [0, 2\pi[\end{array} \right. \quad (3.5)$$

$$\quad \quad \quad \partial_n \varphi(x, r, \theta) = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } r = R_p \forall \theta \in [0, 2\pi[\quad (3.6)$$

Il apparaît ici l'équation de Helmholtz dans ce système que nous exprimons en coordonnées cylindriques :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + k^2 \right) \varphi(x, r, \theta) = 0 \quad (3.7)$$

De plus, la norme en $x = 0, L_p$ est confondue avec l'axe des x : $\partial/\partial \vec{n} = \vec{n} \cdot \vec{\nabla} = \partial/\partial x$, ce qui implique que la première condition aux limites 3.6 s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$\partial_x \varphi(x, r, \theta) = 0 \text{ pour } x = 0, L_p, \forall r, \theta \quad (3.8)$$

À ces équations, nous cherchons une solution de la forme $\varphi(x, r, \theta) = X(x)R(r)\Theta(\theta)$, que nous introduisons dans l'équation 3.7 pour obtenir :

$$\frac{X''(x)}{X(x)} + \frac{R''(r)}{R(r)} + \frac{1}{r} \frac{R'(r)}{R(r)} + \frac{1}{r^2} \frac{\Theta''(\theta)}{\Theta(\theta)} + k^2 = 0 \quad (3.9)$$

Nous pouvons mettre cette expression sous la forme d'une équation longitudinale en x et d'une équation transversale en (r, θ) telles que :

$$\begin{cases} \frac{X''(x)}{X(x)} = -\alpha^2 \text{ pour } \alpha \in \mathbb{N} \\ \frac{R''(r)}{R(r)} + \frac{1}{r} \frac{R'(r)}{R(r)} + \frac{1}{r^2} \frac{\Theta''(\theta)}{\Theta(\theta)} + k^2 = \alpha^2 \end{cases} \quad (3.10)$$

$$\frac{R''(r)}{R(r)} + \frac{1}{r} \frac{R'(r)}{R(r)} + \frac{1}{r^2} \frac{\Theta''(\theta)}{\Theta(\theta)} + k^2 = \alpha^2 \quad (3.11)$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} X''(x) + \alpha^2 X(x) = 0 \\ r^2 \frac{R''(r)}{R(r)} + r \frac{R'(r)}{R(r)} + r^2 K^2 + \frac{\Theta''(\theta)}{\Theta(\theta)} = 0 \text{ avec } K^2 = k^2 - \alpha^2 \end{cases} \quad (3.12)$$

$$\Leftrightarrow \begin{cases} X''(x) + \alpha^2 X(x) = 0 \\ r^2 \frac{R''(r)}{R(r)} + r \frac{R'(r)}{R(r)} + r^2 K^2 + \frac{\Theta''(\theta)}{\Theta(\theta)} = 0 \text{ avec } K^2 = k^2 - \alpha^2 \end{cases} \quad (3.13)$$

- L'équation longitudinale 3.12 conduit à une solution triviale :

$$X(x) = Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x} \quad (3.14)$$

• L'équation 3.13 transversale angulaire $\Theta''(\theta)/\Theta(\theta) = -\beta^2$, pour $\beta \in \mathbb{N}$, se met sous la forme $\Theta''(\theta) + \beta^2 \Theta(\theta) = 0$ avec pour solution $\Theta(\theta) = Ce^{i\beta\theta} + De^{-i\beta\theta}$. Or $\Theta(\theta)$ est 2π périodique et β est forcément un entier donc il vient la solution :

$$\Theta(\theta) = Ce^{im\theta} \quad (3.15)$$

Avec $m \in \mathbb{Z}$, le nombre d'onde angulaire. Nous pouvons également mettre ce résultat sous la forme d'un cosinus et d'un sinus : $\Theta_c(\theta) = C_c \cos(m\theta)$ et $\Theta_s(\theta) = C_s \sin(m\theta)$.

- L'équation transversale radiale se met sous la forme de l'équation de Bessel d'indice m :

$$R''(r) + \frac{1}{r}R'(r) + \left(K^2 - \frac{m^2}{r^2}\right)R(r) = 0 \quad (3.16)$$

La solution générale d'une telle équation est :

$$R(r) = A_m J_m(Kr) + B_m Y_m(Kr) \quad (3.17)$$

Où $J_m(Kr)$ et $Y_m(Kr)$ sont les fonctions de Bessel d'ordre m , de première et seconde espèces. De plus, $Y_m(x)$ présente une singularité en $x = 0$, $\forall m$, nous prenons donc $B_m = 0$.

Finalement nous avons la solution de l'équation 3.7 :

$$\varphi(x, r, \theta) = \left(A_m e^{i\alpha x} + B_m e^{-i\alpha x} \right) J_m(Kr) e^{im\theta} \quad (3.18)$$

3.2.2 Conditions aux limites

L'utilisation de cette solution dans les conditions aux limites nous permet d'affiner l'expression de la solution. Les conditions aux limites **H2** de Neumann expriment une condition d'encastrement sur les surfaces de l'éprouvette ainsi qu'à ses extrémités.

3.2.2.1 Condition de Neumann en $x = 0, L_p$

Commençons avec la première condition aux limites de Neumann qui décrit un encastrement aux extrémités de l'éprouvette et qui a pour équation 3.8. Avec la solution 3.18 cela conduit à :

$$\left(A_m i\alpha e^{i\alpha x} - B_m i\alpha e^{-i\alpha x} \right) = 0 \quad (3.19)$$

Or nous avons pour $x = 0$: $A_m i\alpha - B_m i\alpha = 0$, ce qui implique $A_m = B_m$. De la même manière, en utilisant ce dernier résultat et pour $x = L_p$: $A_m i\alpha (e^{i\alpha L_p} - e^{-i\alpha L_p}) = 0$ ce qui amène à $-A_m 2\alpha \sin(\alpha L_p) = 0$ car $\alpha \neq 0$ et $A_m \neq 0$, d'où $\sin(\alpha L_p) = 0 \implies \alpha L_p = n\pi$, $n \in \mathbb{N}$, où n est le mode longitudinal et avec A_m quelconque. Soit :

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{L_p} \quad (3.20)$$

Nous obtenons finalement une solution de la forme :

$$A_m e^{i\alpha x} + B_m e^{-i\alpha x} = A_m \cos\left(\frac{n\pi x}{L_p}\right) \text{ pour } n \in \mathbb{N} \quad (3.21)$$

3.2.2.2 Condition de Neumann en $r = R_p$

En exploitant maintenant la seconde condition à la limite de Neumann, avec un encastrement sur la surface de l'éprouvette, tel que $\partial_n p = 0$, pour $r = R_p$, $\forall x, \theta$, nous avons :

$$A_m K J'_m(Kr) = 0 \text{ quand } r = R_p \quad (3.22)$$

Cela conduit à la solution, avec s le nombre de mode radial correspondant au $s^{\text{ième}}$ zéro de $J'_m(x)$:

$$K R_p = j'_{ms} \quad (3.23)$$

Il existe des expressions pour ces fonctions que nous pouvons trouver dans des ouvrages tels que celui d'Abramowitz and Stegun [1], p.371, n° 9.5.13. Nous considérons ici le cas où $j'_{ms} = (s + \frac{m}{2} - \frac{3}{4})\pi$ si $s \gg 1$ et $s > m$. Les premières valeurs de j'_{ms} sont :

$$\begin{cases} j'_{0,1} = 0 \\ j'_{0,2} = 3.83 \end{cases} \quad \begin{cases} j'_{1,1} = 1.84 \\ j'_{1,2} = 5.37 \end{cases} \quad \begin{cases} j'_{2,1} = 3.05 \\ j'_{2,2} = 6.71 \end{cases}$$

L'expression de la solution $\varphi(x, r, \theta)$, en introduisant la relation de dispersion $k_{mns}^2 = K_{ms}'^2 + \alpha_n^2$, devient :

$$\varphi_{mns}(x, r, \theta) = A_{mns} \cos\left(\frac{n\pi x}{L_p}\right) J_m(K'_{ms} r) e^{im\theta} \text{ avec } K'_{ms} = \frac{j'_{ms}}{R_p} \quad (3.24)$$

D'après les expressions 3.23 et 3.20, nous avons alors la relation de dispersion qui devient 3.25. De plus, l'expression sur la pulsation du système est telle que $\omega_{mns} = k_{mns} c_0$, ce qui conduit au résultat 3.26.

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{mns} = \sqrt{\left(\frac{j'_{ms}}{R_p}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_p}\right)^2} \end{array} \right. \quad (3.25)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_{mns} = c_0 \sqrt{\left(\frac{j'_{ms}}{R_p}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_p}\right)^2} \end{array} \right. \quad (3.26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{mns} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{j'_{ms}}{R_p}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_p}\right)^2} \end{array} \right. \quad (3.27)$$

Finalement, en partant de $m = 0$, $s = 1 \dots$ et $n = 0, 1 \dots$ les premiers modes sont des modes longitudinaux et apparaissent aux fréquences :

$$f_{0n1} = \frac{c_0}{2\pi} \cdot \frac{n\pi}{L_p} \quad (3.28)$$

Les valeurs des premiers modes sont calculées à partir des paramètres expérimentaux et sont données en annexe B.1.

3.2.3 Résolution analytique

Afin de calculer le noyau de Green, nous devons au préalable calculer la norme des modes. Pour cela nous posons :

$$\langle f(x, r, \theta), g(x, r, \theta) \rangle = \int_0^{L_p} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_p} f(x, r, \theta) g^*(x, r, \theta) r dr d\theta dx$$

Expression que nous appliquons sur l'expression 3.24 de $\varphi_{mns}(x, r, \theta)$:

$$\langle \varphi_{mns}, \varphi_{m'n's'} \rangle = \int_0^{L_p} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_p} \varphi_{mns}(x, r, \theta) \varphi_{m'n's'}^*(x, r, \theta) r dr d\theta dx \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} \langle \varphi_{mns}, \varphi_{m'n's'} \rangle &= A_{mns} A_{m'n's'} \times \int_0^{L_p} \cos\left(\frac{n\pi x}{L_p}\right) \cos\left(\frac{n'\pi x}{L_p}\right) dx \\ &\times \int_0^{2\pi} e^{im\theta} e^{-im'\theta} d\theta \\ &\times \int_0^{R_p} J_m(K'_{ms}r) J_{m'}(K'_{m's'}r) r dr = 1 \end{aligned} \quad (3.30)$$

Nous pouvons exprimer indépendamment chacune des trois expressions qui composent l'équation 3.30 :

$$\int_0^{L_p} \cos\left(\frac{n\pi x}{L_p}\right) \cos\left(\frac{n'\pi x}{L_p}\right) dx = \frac{L_p}{\varepsilon_n} \delta_n^{n'}, \text{ avec } \varepsilon_n = 1 \text{ pour } n = 0 \text{ et } \varepsilon_n = 2 \text{ pour } n \geq 1 \quad (3.31)$$

$$\int_0^{2\pi} e^{im\theta} e^{-im'\theta} d\theta = 2\pi \delta_m^{m'} \quad (3.32)$$

$$\int_0^{R_p} J_m(K'_{ms}r) J_{m'}(K'_{m's'}r) r dr = \frac{R_p^2}{2} \left(1 - \frac{m^2}{j_{ms}^2}\right) J_m^2(j'_{ms}) \delta_{ms}^{m's'} \quad (3.33)$$

La dernière expression est obtenue via Abramowitz and Stegun [1], p.485 n° 11.4.5.

Nous nous apercevons ici qu'il y a une difficulté en $j'_{ms} = 0$ pour $m = 0$ et $s = 1$. Or nous savons que $J_0(t) = 1 + \Theta(t^2)$, nous pouvons alors estimer $\int_0^{R_p} J_0(0) J_0(0) r dr = R_p^2/2$. Pour normer les modes, nous posons finalement :

$$A_{mns}^2 = \left[\frac{L_p}{\varepsilon_n} \pi R_p^2 \left(1 - \frac{m^2}{j_{ms}^2}\right) J_m^2(j'_{ms}) \right]^{-1} \delta_{mns}^{m'n's'} \quad \text{pour } m \neq 0, s \neq 0 \quad (3.34)$$

$$A_{0ns}^2 = \left(\frac{L_p}{\varepsilon_n} \pi R_p^2 \delta_n^{n'} \right)^{-1} \quad \text{avec } \varepsilon_n = 1 \text{ si } n = 0, \text{ et } \varepsilon_n = 2 \text{ si } n \geq 1 \quad (3.35)$$

Pour résumer, les modes propres du système sont :

$$\varphi_{mns}(x, r, \theta) = A_{mns} \cos\left(\frac{n\pi x}{L_p}\right) J_m(K'_{ms} r) e^{im\theta} \quad (3.36)$$

$$\text{où } A_{mns}^2 = \frac{1}{\frac{L_p}{\varepsilon_n} \pi R_p^2 \left(1 - \frac{m^2}{j_{ms}'^2}\right) J_m^2(j_{ms}')} \quad m, s \neq 0 \quad (3.37)$$

$$A_{0n0}^2 = \frac{1}{\frac{L_p}{\varepsilon_n} \pi R_p^2} \quad (3.38)$$

$$K_{mns} = \sqrt{\left(\frac{j_{ms}'}{R_p}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_p}\right)^2} \quad m, n, s = 0 \dots \infty \quad (3.39)$$

Déterminons maintenant le noyau de Green $G^P(M; M')$ sous la forme d'une somme de modes amortis (avec la réintégration du nombre d'onde \tilde{k}) :

$$G^P(M; M') = \sum_{n,m,s=0}^{\infty} g_{mns} \varphi_{mns}(x, r, \theta) \quad (3.40)$$

Que nous utilisons dans le système initial 3.3 :

$$\Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} (\Delta_M + \tilde{k}^2) \sum_{n,m,s=0}^{\infty} g_{mns} \varphi_{mns}(x, r, \theta) = \delta_{M'}(M) \text{ pour } M, M' \in \Omega_p \\ \partial_{nM} \sum_{n,m,s=0}^{\infty} g_{mns} \varphi_{mns}(x, r, \theta) = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } \forall r, \theta \in [0, R_p] \times [0, 2\pi[\end{array} \right. \quad (3.41)$$

$$\partial_{nM} \sum_{n,m,s=0}^{\infty} g_{mns} \varphi_{mns}(x, r, \theta) = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } \forall r, \theta \in [0, R_p] \times [0, 2\pi[\quad (3.42)$$

$$\Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} \sum_{n,m,s=0}^{\infty} g_{mns} (\Delta_M + \tilde{k}^2) \varphi_{mns}(x, r, \theta) = \delta_{M'}(M) \text{ pour } M, M' \in \Omega_p \\ \sum_{n,m,s=0}^{\infty} g_{mns} \partial_{nms} \varphi_{mns}(x, r, \theta) = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } \forall r, \theta \in [0, R_p] \times [0, 2\pi[\end{array} \right. \quad (3.43)$$

$$\sum_{n,m,s=0}^{\infty} g_{mns} \partial_{nms} \varphi_{mns}(x, r, \theta) = 0 \text{ pour } x = 0, L_p \text{ et } \forall r, \theta \in [0, R_p] \times [0, 2\pi[\quad (3.44)$$

Par hypothèse, nous avons également $\partial_{mns} \varphi_{mns} = 0$ au bord $\forall r, \theta \in [0, R_p] \times [0, 2\pi[$.

De plus, $\Delta_M \varphi_{mns}(x, r, \theta) = \Delta \varphi_{mns}(x, r, \theta) = -K_{mns}^2 \varphi_{mns}(x, r, \theta)$ ce qui implique pour l'expression 3.43 :

$$\sum_{n,m,s}^{\infty} g_{mns} (\tilde{k}^2 - K_{mns}^2) \varphi_{mns}(x, r, \theta) = \delta_{M'}(M)$$

Puis en multipliant par $\varphi_{m'n's'}$:

$$\sum_{n,m,s}^{\infty} g_{mns} (\tilde{k}^2 - K_{mns}^2) \underbrace{\langle \varphi_{mns}, \varphi_{m'n's'} \rangle}_{\delta_{mns}^{m'n's'}} = \langle \delta_{M'}(M), \varphi_{m'n's'} \rangle = \varphi_{m'n's'}(x', r', \theta')$$

Ainsi

$$\begin{aligned} g_{m'n's'} &= \frac{\varphi_{m'n's'}(x', r', \theta')}{\tilde{k}^2 - K_{m'n's'}^2} \\ &= c_0^2 \cdot \frac{\varphi_{m'n's'}(x', r', \theta')}{\omega^2 \left(1 + \frac{ic}{\omega}\right) - \omega_{m'n's'}^2} \end{aligned} \quad (3.45)$$

Finalement, le noyau de Green solution du système d'équations 3.3 et 3.4 a pour expression :

$$G^P(M; M') = c_0^2 \sum_{n,m,s}^{\infty} \frac{\varphi_{mns}(x, r, \theta) \varphi_{mns}(x', r', \theta')}{\omega^2 + ic\omega - \omega_{mns}^2} \quad (3.46)$$

Du fait de l'amortissement induit par c , G^P est toujours défini.

Nous pouvons maintenant déterminer la réponse du système à une excitation turbulente décrite par les équations 3.1 et 3.2. Cette réponse se calcule comme suit. Nous avons $G^P(M; M') = G^P(M; M', \omega)$ et nous considérons $F(M, t)$, une réalisation du processus ; à cette réalisation nous associons sa transformée de Fourier $f(M, \omega)$. Ainsi, il en va de même pour $p(M, \omega)$, la transformée de Fourier du champ de pression interne :

$$p(M, \omega) = \int_{\Sigma_i} G^P(M; Q, \omega) f(Q, \omega) dQ \quad (3.47)$$

L'interspectre est donné par la relation :

$$p(M, \omega) p^*(M', \omega) = \iint_{\Sigma_i} G(M; Q) f(Q, \omega) G^*(M'; Q') f^*(Q', \omega) dQ dQ' \quad (3.48)$$

La moyenne de l'interspectre s'exprime :

$$\begin{aligned} S_f(M, M', \omega) &= \overline{p(M, \omega) p^*(M', \omega)} \\ &= \iint_{\Sigma_i} G^P(M; Q, \omega) f(Q, \omega) G^{P*}(M'; Q', \omega) dQ dQ' \end{aligned} \quad (3.49)$$

Nous posons :

$$M \begin{pmatrix} x \\ r \\ \theta \end{pmatrix}; \quad M' \begin{pmatrix} x' \\ r' \\ \theta' \end{pmatrix}; \quad Q \begin{pmatrix} \xi \\ \psi \end{pmatrix}; \quad Q' \begin{pmatrix} \xi' \\ \psi' \end{pmatrix}$$

Cela conduit à utiliser :

$$S_f(Q; Q', \omega) = S_{pp}(\omega) s_{\xi}(\xi - \xi', \omega) s_{\psi}(\psi - \psi', \omega) \quad (3.50)$$

Ainsi en reprenant l'expression 3.49, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
S_f(M; M', \omega) &= S_{pp}(\omega) \int_0^{L_p} \int_0^{L_p} s_\xi(\xi - \xi', \omega) \\
&\quad \times \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} s_\psi(\psi - \psi', \omega) G^P(x, r, \theta; \xi, R_i, \psi) \\
&\quad \times G^{P*}(x', r', \theta'; \xi', R_i, \psi') d\psi d\psi' d\xi d\xi'
\end{aligned} \tag{3.51}$$

Avec

$$\left\{ \begin{aligned}
G^P(x, r, \theta; \xi, R_i, \psi) &= c_0^2 \sum_{mns} \frac{J_m(K_{ms}r) J_m(K_{ms}R_i) \cos\left(\frac{nx\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{n\xi\pi}{L_p}\right) e^{im(\theta-\psi)}}{A_{mns}(\omega^2 + ic\omega - \omega_{mns}^2)} \\
G^{P*}(x, r, \theta; \xi, R_i, \psi) &= c_0^2 \sum_{mns} \frac{J_m(K_{ms}r) J_m(K_{ms}R_i) \cos\left(\frac{nx\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{n\xi\pi}{L_p}\right) e^{-im(\theta-\psi)}}{A_{mns}(\omega^2 - ic\omega - \omega_{mns}^2)}
\end{aligned} \right. \tag{3.52}$$

En posant maintenant $S_\psi(\psi - \psi', \omega) = \sum_\rho s_{\psi\rho}(\omega) e^{i\rho(\psi-\psi')}$, cela nous amène à :

$$\begin{aligned}
S_f(M; M', \omega) &= c_0^4 S_{pp}(\omega) \sum_{mns} \frac{J_m(K_{ms}r) J_m(K_{ms}R_i)}{A_{mns}(\omega^2 + ic\omega - \omega_{mns}^2)} \times \sum_{\mu\nu\sigma} \frac{J_\mu(K_{\mu\sigma}r) J_\mu(K_{\mu\sigma}R_i)}{A_{\mu\nu\sigma}(\omega^2 - ic\omega - \omega_{\mu\nu\sigma}^2)} \\
&\quad \times \cos\left(\frac{nx\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{\nu x'\pi}{L_p}\right) \int_0^{L_p} \int_0^{L_p} \cos\left(\frac{n\xi\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{\nu\xi'\pi}{L_p}\right) s_\xi(\xi - \xi', \omega) d\xi d\xi' \\
&\quad \times e^{im\theta} e^{-i\mu\theta'} \sum_\rho s_{\psi\rho}(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\rho(\psi-\psi')} e^{-im\psi} e^{+i\mu\psi'} d\psi d\psi'
\end{aligned} \tag{3.54}$$

Certaines des expressions contenues dans cette équation peuvent être simplifiées, leur développement est disponible en annexe B.2. Nous choisissons également le modèle de Durant-Robert [28], présenté plus loin dans ce chapitre, pour l'expression du spectre ponctuel $S_{pp}(\omega)$.

Finalement, nous avons la densité spectrale de puissance acoustique de la réponse du système à une excitation ponctuelle définie par l'expression suivante, dont le terme I_n' est développé en annexe B.3 :

$$\begin{aligned}
S_p(M; M', \omega) &= 4\pi^2 c_0^2 S_{pp}(\omega) \sum_m s_{\varphi_m}(\omega) \times \sum_{\nu\sigma} \frac{J_m(K_{ms}r) J_m(K_{ms}R_i) J_m(K_{m\sigma}r') J_m(K_{m\sigma}R_i)}{A_{mns} A_{\mu\nu\sigma}(\omega^2 + ic\omega - \omega_{mns}^2)(\omega^2 - ic\omega - \omega_{\mu\nu\sigma}^2)} \\
&\quad \times \cos\left(\frac{nx\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{\nu x'\pi}{L_p}\right) I_n'(\omega) e^{im(\theta-\theta')}
\end{aligned}$$

(3.55)

3.3 Validation et calibration du modèle analytique développé

3.3.1 Déclarations nécessaires pour le calcul de la densité spectrale de puissance

Le modèle analytique précédemment proposé est développé numériquement sous le logiciel [Wolfram Mathematica](#). Ce dernier permet la réalisation de calculs algébriques et la création de programmes numériques. Nous souhaitons utiliser le modèle développé afin de corrélérer les données expérimentales avec les données analytiques. Cette corrélation a pour objectif la compréhension des phénomènes physiques existant lors de tels essais d'écoulements internes. Une phase de calibration des paramètres numériques du modèle est au préalable nécessaire à son utilisation. Elle est basée sur les paramètres expérimentaux relatifs au dispositif, aux matériaux (ertalon et sol-chaux) (table 2.1), ainsi qu'aux écoulements étudiés, et sont définis ci-dessous. De plus, d'après l'expression de la densité spectrale de puissance acoustique de la réponse du système 3.55, celle-ci dépend également de paramètres à déclarer.

Paramètres relatifs aux essais expérimentaux :

- $L_e = 19$ cm : longueur de l'échantillon (matériau : ertalon ou sol-chaux) ;
- $L_p = 32.3$ cm : longueur de l'éprouvette, comprenant les brides de fixation aux extrémités ;
- $\Delta L_p = L_p - L_e = 13.3$ cm : les deux brides assurent un encastrement aux extrémités ;
- $D_i = 2R_i = [4,5,6,8,10,12]$ mm : rayon interne de la conduite dans l'échantillon ;
- $D_e = 2R_e = 8$ cm : diamètre externe de l'échantillon ;
- $D_p = 2R_p = 9$ cm : diamètre externe de l'éprouvette en plexiglas ;
- Ω_e et Σ_e : volume et surface de l'échantillon ;
- Ω_p et Σ_p : volume et surface de l'éprouvette en plexiglas.

Déclarations pour le calcul de la densité spectrale $S(f)$:

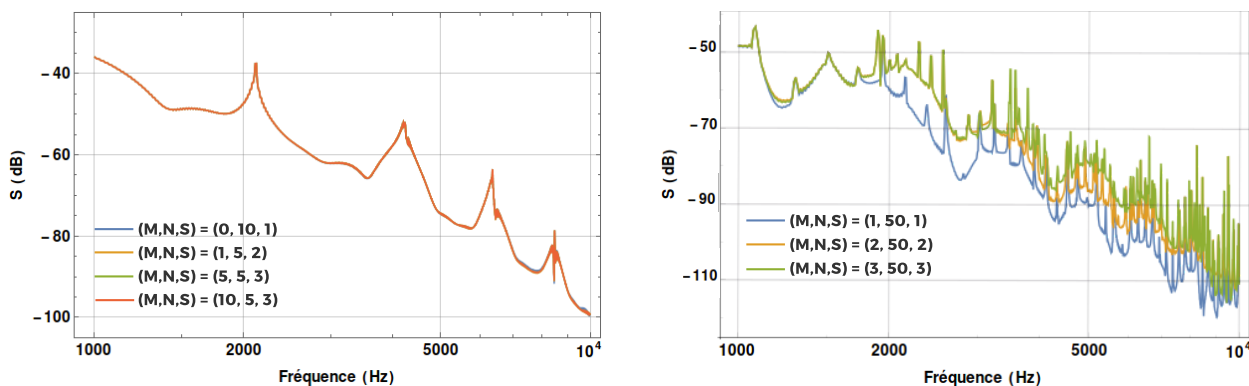
- n et ν : modes longitudinaux (indice) ;
- s et σ : modes radiaux (indice) ;
- $m = 0$: modes angulaires (indice) ;
- $\alpha_x = 0.1$ et $\alpha_\theta = 0.7$: coefficients de corrélation du modèle de Corcos ;
- U_0 et U_c : vitesse de l'écoulement et vitesse de convection $U_c = 0.7U_0$;
- $\omega = 2\pi f$: pulsation, avec f la fréquence ;
- $m_j(x_j, r_j, \theta_j)$ et $m_l(x_l, r_l, \theta_l)$: positions j et l sur l'éprouvette.

Les nombres totaux M , N et S , respectivement des modes m , n et s , que nous souhaitons étudier et que nous devons déclarer dans le calcul de la densité spectrale, sont choisis en fonction du matériau étudié. Nous avons observé, en nous basant sur la formule des modes propres 3.27, que les variations de ces modes n'avaient pas d'influence sur les spectres obtenus analytiquement dans le cas de l'ertalon, tel que représenté sur la figure 3.2a. En revanche, dans le cas du sol traité à la chaux (cf figure 3.2b), il apparaît une augmentation du niveau sonore avec l'augmentation des modes étudiés. Cependant les tendances globales restent similaires. Ces observations s'expliquent par le fait qu'il existe, sur la plage de fréquences étudiée [1 000 - 10 000] Hz et pour chacun des matériaux : 6 modes, dont 4 modes longitudinaux, pour l'ertalon et 1908 modes pour le sol-chaux. Dans le cas de l'ertalon, seuls les modes longitudinaux ont une influence, de part leur émergence. Dans le cas du

sol traité à la chaux, il existe beaucoup de modes mais la réponse vibroacoustique est peu modifiée car les fonctions de Bessel d'ordre élevés sont de faible contribution.

Suite à ces observations, nous avons choisi d'étudier les premiers modes longitudinaux définis d'après la relation 3.28, où $m = 0$, $s = 1$. Ils sont calculés d'après les célérités des ondes sonores dans les matériaux considérés et sont disponibles dans les tables de l'annexe B.1. Le choix des modes à étudier se fait relativement aux modes observés expérimentalement sur les deux matériaux. En effet, nous constatons dans ces tables (en annexe) que les quatre premières fréquences de résonance pour l'ertalon appartiennent bien à la plage de fréquences que nous étudions. En revanche, pour le sol-chaux, un rapport 10 apparaît pour les premières fréquences relativement à celles de l'ertalon. Cela est en accord avec le rapport 10 observé sur la célérité des ondes entre les deux milieux. Ces premières fréquences étant expérimentalement contenues dans le niveau de bruit ambiant/bâti, nous nous accordons ici sur les résonances observées lors des essais, ce qui correspond environ aux modes $n = 6, 11, 18$ et 26 , pour le sol-chaux. Ainsi, dans le modèle analytique, nous prenons le nombre total de modes longitudinaux $N = 4$ pour l'ertalon et $N = 28$ pour le sol-chaux. Les fréquences étant très proches les unes des autres pour ce dernier, nous prenons deux modes supplémentaires afin de ne pas diminuer le spectre à proximité du mode qui nous intéresse, ce qui n'est pas nécessaire dans le cas de l'ertalon.

Nous avons fait l'hypothèse au début de ce chapitre qu'en basses fréquences, le système se comporte comme un objet unique dans lequel ne se propagent que des ondes de compression. Nous avons également vu lors de l'établissement du modèle analytique que les premiers modes sont des modes longitudinaux dans le cas de l'ertalon. Ainsi nous prenons un nombre total de modes radiaux $S = 2$ pour le calcul analytique de la densité spectrale de puissance et $M = 0$ pour le nombre total de modes angulaires. Ces paramètres seront également pris dans le cas du sol traité à la chaux par soucis de conformité dans la méthodologie suivie. Notons que l'étude complète de l'ensemble des modes existants dans le cas du sol traité à la chaux est coûteux en temps de calcul. Une raison pour laquelle nous avons choisi ces valeurs M et S notamment.



(a) Ertalon.

(b) Sol traité à la chaux.

FIGURE 3.2 – Études des modes élevés dans le modèle analytique.

Les coefficients de corrélation du modèle de Corcos nécessaires pour le calcul de $S(f)$ sont définis par les valeurs usuelles dans les configurations d'écoulements en conduites, soit $\alpha_x = 0.1$ et $\alpha_\theta = 0.7$

(Blake [12]). Les vitesses d'écoulement U_0 sont fixées d'après les débits expérimentaux et couvrent la plage de 1 m/s à 15 m/s. Les fréquences f sont soit comprises dans l'intervalle [1 000 - 10 000] Hz, soit définies ponctuellement et correspondantes à des fréquences de résonance relatives à un matériau. Ces fréquences de résonance sont récapitulées dans la table 3.1. Les positions j et l sont prises comme confondues. Cela implique que la densité spectrale de puissance est calculée en un point du système. En effet, dans un système résonant comme celui que nous étudions, l'excitation est identique en tout point de mesure relativement lié au fait que la source excitatrice soit répartie, ici l'écoulement avec la couche limite turbulente. Ainsi les coordonnées des points utilisés pour le calcul de $S(f)$ sont définies d'après les coordonnées des accéléromètres depuis l'origine positionnée en $x = 0$ sur la bride de fixation en amont de l'éprouvette. Nous avons les coordonnées suivantes pour les trois accéléromètres sur l'éprouvette :

$$A1 \begin{pmatrix} 0.136 \\ 0.045 \\ 0 \end{pmatrix} \quad A2 \begin{pmatrix} 0.174 \\ 0.045 \\ 0 \end{pmatrix} \quad A3 \begin{pmatrix} 0.212 \\ 0.045 \\ 0 \end{pmatrix}$$

n	f (Hz) ERT	n	f (Hz) STC
1	2 120.7	6	1 300.3
2	4 241.5	11	2 383.9
3	6 362.3	18	3 900.9
4	8 483	26	5 634.7

TABLE 3.1 – Fréquences de résonance déterminées analytiquement pour les matériaux ertalon et sol-chaux.

Comparativement aux fréquences de résonance identifiées à l'aide de la fonction lorentzienne sur les mesures expérimentales, nous avons une erreur relative moyenne de 3.5%. Ce résultat est important car il permet de valider en partie le modèle analytique développé, qui donne une très bonne approximation des vibrations du système expérimental.

3.3.2 Estimation de l'amortissement

Chaque amortissement visqueux se mesure expérimentalement d'après la largeur de bande du signal de la fréquence de résonance f_{mns} . À l'aide de l'identification par lorentzienne des pics de résonance réalisée sur les données expérimentales, nous avons déterminé le taux d'amortissement autour de chacun des modes observés sur le spectre de la densité spectrale de chaque accéléromètre. La partie réelle f_{mns}^{re} et la partie imaginaire f_{mns}^{im} de la fréquence de résonance $f_{mns} = \omega_{mns}/2\pi = f_{mns}^{re} - i f_{mns}^{im}$ nous permettent de déterminer le taux d'amortissement ξ_{mns} depuis l'expression suivante :

$$\xi_{mns} = \frac{f_{mns}^{im}}{f_{mns}^{re}} \quad (3.56)$$

Ce calcul a été appliqué sur plusieurs mesures expérimentales, pour l'ertalon et le sol-chaux ainsi que pour chaque accéléromètre, afin d'établir un taux d'amortissement moyen pour chacun

de ces matériaux. Les figures 3.3a et 3.3b mettent en évidence ces démarches. La première figure exprime l'évolution de la partie imaginaire en fonction de la partie réelle d'une fréquence de résonance identifiée. Pour le matériau ertalon, il apparaît que la partie imaginaire évolue peu quelque soit la fréquence de résonance du système. Le taux d'amortissement est légèrement décroissant mais sa variation est négligeable, il peut ainsi être estimé à 0.012, tel que la seconde figure l'atteste. En revanche, pour le sol traité à la chaux, les tendances sont différentes. En effet, la partie imaginaire de la fréquence de résonance croît linéairement avec la partie réelle. Cette croissance est quasi-constante, entre 0.03 et 0.06, comme le prouve la courbe du taux d'amortissement associée au sol-chaux.

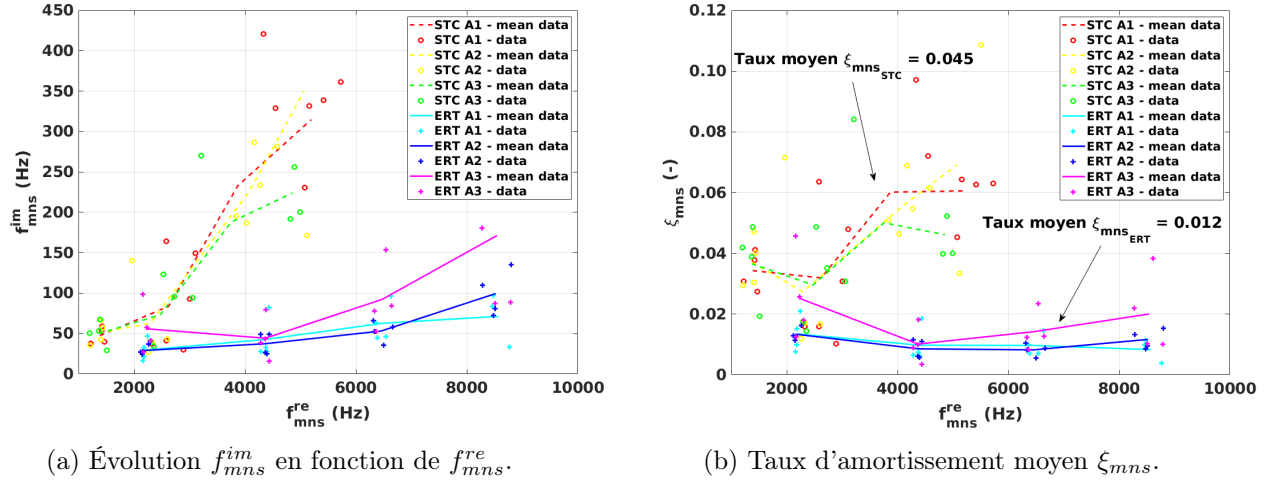


FIGURE 3.3 – Détermination de l'amortissement relatif à chaque matériau étudié, d'après le rapport $f_{mns}^{im}/f_{mns}^{re}$, suite aux identifications par lorentzienne des résonances effectuées sur les données expérimentales.

La tendance du taux d'amortissement pour l'ertalon démontre que, à la résonance, l'amplitude de l'oscillation ne dépend que de la fréquence propre et de l'amortissement. Cela est cohérent avec le modèle d'amortissement visqueux choisi et l'hypothèse de matériau homogène et isotrope posée sur ce matériau, qui est évidente. Néanmoins, cette dernière hypothèse semble pouvoir être discutée dans le cas du sol traité à la chaux qui s'avère présenter une dépendance relative à la fréquence de résonance, bien que le taux d'amortissement ne soit que légèrement fluctuant. Il faudrait de ce fait choisir un modèle d'amortissement tenant compte du matériau et de sa structure interne afin de rendre compte des phénomènes intrinsèques de dissipation. Cela n'étant pas le sujet d'étude principal de cette thèse et notre première hypothèse n'étant pas totalement aberrante au vu des tendances du taux d'amortissement pour l'ertalon et le sol-chaux, nous validons le choix d'un modèle d'amortissement de type visqueux pour ce modèle analytique et avons donc les taux d'amortissement pour chaque matériau :

$$\xi_{mns_{ERT}} = 0.012 \qquad \xi_{mns_{STC}} = 0.045$$

Finalement l'amortissement c est relié au taux d'amortissement ξ_{mns} tel que $c = 2\xi_{mns}\omega_{mns}$, cf. 2.6. Nous avons ainsi un amortissement différent pour chaque mode : $c_{mns} = 2\xi_{mns}\omega_{mns}$. L'amortissement visqueux devient un amortissement structural. Nous utilisons néanmoins un seul amortissement relatif au matériau, pour l'ensemble des modes étudiés, dans le modèle analytique.

3.3.3 Modèle du spectre ponctuel utilisé

Dans l'expression de la densité spectrale de puissance 3.55, il apparaît le spectre ponctuel de la pression pariétale $S_{pp}(f)$ établi selon le modèle de Durant-Robert [28]. Ce dernier représente la densité spectrale, normalisée par la dynamique de l'écoulement $1/2\rho_0U_0^2$, ainsi que la fréquence, toutes deux mesurées dans le système d'échelle en variables externes de l'écoulement. Son expression est donnée par :

$$S_{pp}(f) = \frac{\left(\frac{1}{2}\rho U_0^2\right)^2}{U_0 R_i} \cdot 10^{\left[-5.1 - 0.9 \log_{10}\left(\frac{f R_i}{U_0}\right) - 0.34 \log_{10}\left(\frac{f R_i}{U_0}\right)^2 - 0.04 \log_{10}\left(\frac{f R_i}{U_0}\right)^3\right]} \quad (3.57)$$

Ce spectre ponctuel est généralement mesuré expérimentalement à l'aide d'un micro placé à la surface de la paroi du cylindre excité par l'écoulement turbulent et sa couche limite. Cependant cette mesure, en fait réalisée sur une petite surface de la taille du capteur, induit une réduction du contenu haute fréquence du spectre. Il est également possible de prendre un spectre ponctuel égal à 1, ce qui équivaut à un bruit blanc. Cette approximation est correcte dans les basses fréquences alors que dans les hautes fréquences ce n'est pas le cas.

Dans notre configuration, nous appliquons le modèle de Durant-Robert, dont les tendances en fonction de la vitesse de l'écoulement ou de la fréquence sont présentées à la figure 3.4. Ces tendances mettent en évidence le caractère compensateur aux hautes fréquences du rapport $f R_i/U_0$ largement présent dans ce modèle, relatif à la décroissance du spectre ponctuel induite par les hautes fréquences et à la croissance de ce spectre aux vitesses élevées. Ce rapport peut-être corrélé avec le nombre de Strouhal $S_{tr} = f D_i/U_0$. Le nombre de Strouhal est un nombre sans dimension décrivant les mécanismes d'écoulement oscillant. Il peut s'exprimer comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces d'inertie. Ainsi, il apparaît dans le modèle de Durant-Robert que le nombre de Strouhal joue un rôle important dans le calcul du spectre ponctuel S_{pp} , notamment avec une atténuation du spectre dans les hautes fréquences.

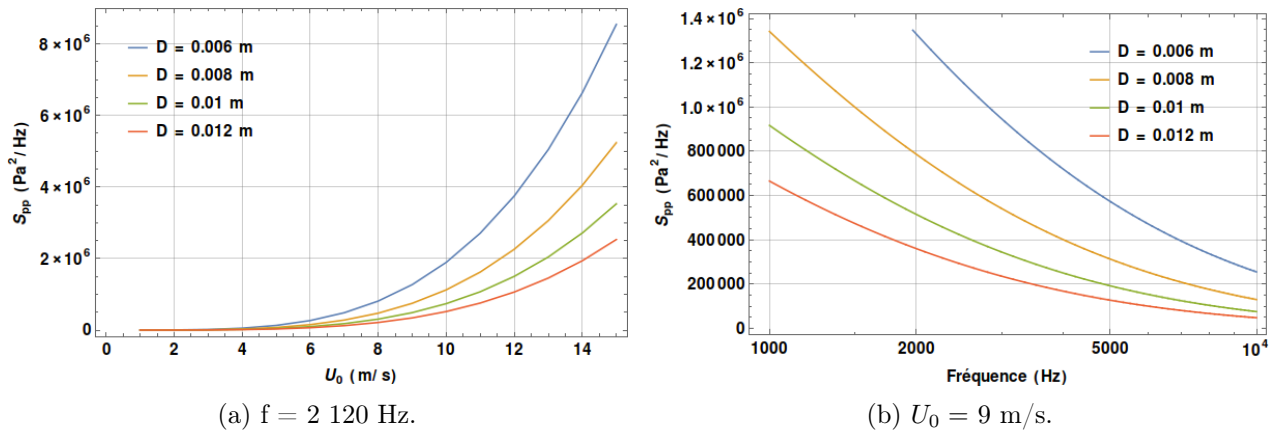


FIGURE 3.4 – Évolution des spectres ponctuels S_{pp} en fonction de la vitesse de l'écoulement U_0 (a) et de la fréquence (b), selon le modèle de Durant-Robert.

3.3.4 Lissages par moyenne mobile

Nous avons pu observer en utilisant ce modèle analytique, avec l'ensemble des paramètres définis précédemment, que des fluctuations numériques apparaissent sur la densité spectrale de puissance acoustique $S(f)$. Ces oscillations semblent être dépendantes de la vitesse de l'écoulement et créer une instabilité numérique. Le développement analytique de la densité spectrale de puissance est présenté en annexe B.2. Une étude sera ultérieurement menée afin d'améliorer le modèle analytique, en particulier sur ces oscillations. Pour le moment, nous procédons à un lissage des fluctuations à l'aide d'une moyenne mobile.

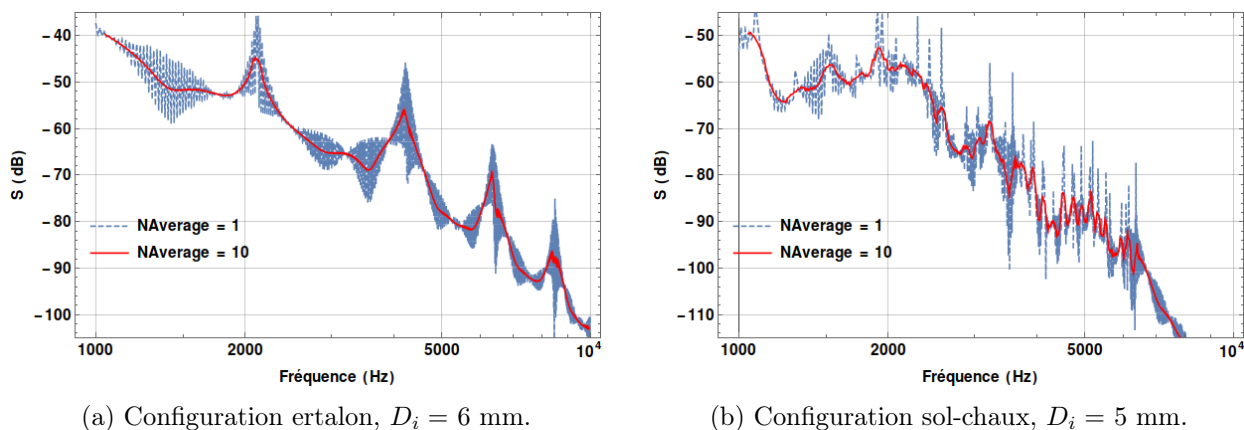


FIGURE 3.5 – Lissage effectué sur le calcul de la densité spectrale $S(f)$ par moyenne mobile, avec $U_0 = 9$ m/s, pour les deux matériaux étudiés expérimentalement.

La figure 3.5 représente les lissages effectués sur les densités spectrales de puissance pour les configurations ertalon et sol-chaux. Nous pouvons voir, en pointillés bleus, la densité non lissée avec les oscillations numériques dont nous parlions précédemment. En rouge, les courbes lissées avec un nombre de points pour la moyenne mobile de $NAve = 10$. Le pas fréquentiel ici est de 10 Hz. La fonction Mathematica utilisée est `MovingAverage`. Un nombre de points pour la moyenne mobile supérieur à 10 lisse drastiquement les résonances, ce qui n'est pas le but ici, tandis qu'un nombre de points inférieur n'est pas suffisant au vu des oscillations apparentes sur le spectre associé au sol-chaux. L'analyse des spectres analytiques sera donc effectuée après un lissage par moyenne mobile sur 10 points.

3.3.5 Choix du calcul de la densité spectrale en un point

Toujours d'après l'expression de la densité spectrale de puissance de notre modèle 3.55, nous avons la possibilité de déterminer la réponse du système entre deux points de l'espace, M et M' (principe du modèle d'interspectre de pression pariétale). Or comme nous l'avons expliqué précédemment, dans un système résonant tel que le nôtre, l'excitation est identique quelque soit le point de mesure car la source excitatrice (ici la couche limite turbulente) est répartie. Ainsi, les points de calcul M et M' peuvent être confondus. Cependant, dans l'optique de comparer les mesures expérimentales aux calculs analytiques, nous avons déterminé $S(f)$ pour un ensemble de points correspondant à la largeur d'un accéléromètre, utilisé lors des mesures expérimentales. Ces densités spectrales sont ensuite moyennées avec des coefficients de pondération d'après deux méthodes d'intégration spatiale distinctes : la méthode de Riemann (ou rectangle) et la méthode de Simpson. Chacune de

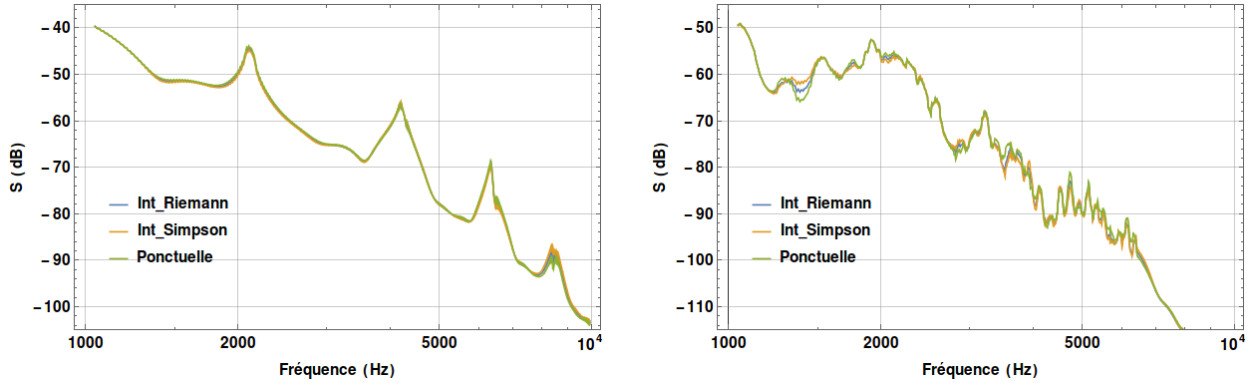
ces intégrations est définie par leur expression respective suivante, avec $Nb_{int} = 2,4,6$, $x_p = x_{A1}$, $x_{pb} = x_p + 0.004$, $x_{pa} = x_p - 0.004$ et $h_{moy} = (x_{pb} - x_{pa})/Nb_{int}$.

Intégration spatiale de Riemann :

$$\frac{h_{moy}}{x_{pb} - x_{pa}} \sum_{i=1}^{Nb_{int}} \left(S(f_i) \cdot (f_{i+1} - f_i) \right) \quad (3.58)$$

Intégration spatiale de Simpson :

$$\frac{h_{moy}}{3(x_{pb} - x_{pa})} \left[S(f_0) + S(f_{Nb_{int}}) + 4 \sum_{i=1}^{Nb_{int}/2} S(f_{2i}) + 2 \sum_{i=1}^{(Nb_{int}/2)-1} S(f_{2i+1}) \right] \quad (3.59)$$



(a) Paramètres relatifs à l'ertalon, $D_i = 6$ mm.

(b) Paramètres relatifs au sol-chaux, $D_i = 5$ mm.

FIGURE 3.6 – Comparaison du calcul de la densité spectrale réalisé tel que $m_j = m_l$ avec les densités spectrales calculées par intégration spatiale ($Nb_{int} = 2$) sur une petite distance correspondant à la largeur de fixation du capteur sur l'éprouvette (avec $U_0 = 9$ m/s et sur A1) pour les deux matériaux étudiés expérimentalement.

Nous comparons ces deux méthodes de moyennage spatial au calcul de la densité spectrale en un point du système correspondant aux coordonnées de A1. Les figures 3.6a et 3.6b représentent les spectres obtenus d'après les trois méthodes énoncées. Il apparaît que les spectres sont identiques, à la fois pour le matériau ertalon et pour le sol-chaux. Ces résultats indiquent que le calcul de la densité spectrale depuis le modèle analytique est cohérent avec la mesure expérimentale. L'intégration spatiale ici n'a de sens que si l'ensemble des points contribue de manière identique au résultat. Cela semble être le cas ici. En revanche, les coefficients de pondération (égaux à 4 et 2 dans le modèle de Simpson) ne sont ni déterminés d'après le dispositif expérimental ni en fonction de la contribution de certains points, comme cela pourrait être le cas avec la partie centrale du capteur dominante par exemple. La détermination de tels paramètres nécessite une étude complète de la mesure. Nous nous contentons ici du résultat analytique, qui nous semble pertinent et suffisant au regard des courbes des méthodes comparées ainsi que des ordres de grandeurs obtenus entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques $\Theta_{exp} \sim \Theta_{num} \sim 60$ dB.

3.4 Conclusion

Le modèle analytique présenté dans ce chapitre est basé sur un dispositif expérimental permettant d'étudier des écoulements turbulents au sein d'une conduite interne à un échantillon de matériau. Plusieurs hypothèses et développements nous ont conduit à l'expression de la densité spectrale de puissance acoustique, réponse d'une sollicitation de type couche limite turbulente du système. Les principales hypothèses sont la considération d'un système unique et résonant dans les basses fréquences, pour lequel seules les ondes de compression sont présentes. Les paramètres expérimentaux permettent en pratique de valider cette hypothèse. Une hypothèse forte également, que nous faisons, est de considérer un écoulement turbulent dont la couche limite est pleinement développée au sein de la conduite via l'utilisation du modèle de Durant-Robert, pour le spectre ponctuel, ainsi que le modèle de Corcos, pour l'interspectre. Enfin une hypothèse importante est posée sur les impédances du fluide et du matériau en estimant qu'il existe une continuité mécanique à la frontière des deux milieux, ne prenant ainsi pas en compte les réfractions des ondes acoustiques au niveau des parois internes.

Ce modèle découle d'une représentation de Green elle-même fondée sur des produits de convolution entre les sources acoustiques et les noyaux de Green. Nous estimons ainsi le noyau caractéristique du champ de pression acoustique pour résoudre le problème caractéristique du système étudié dans ce travail de thèse. La densité spectrale est finalement la grandeur obtenue analytiquement et estimée en partie grâce à des paramètres simples associés au système d'étude lui-même dont la vitesse de convection et la longueur de l'éprouvette, entre autres.

Nous nous proposons d'utiliser ce modèle avec des configurations analogues aux essais expérimentaux et de comparer les résultats. Une étape de calibration des paramètres du modèle a au préalable été effectuée. Elle est fondée sur les paramètres physiques du banc expérimental ainsi que des configurations hydrodynamiques étudiées lors des essais d'écoulements internes. Le calage de certains paramètres a nécessité une analyse supplémentaire des données expérimentales, tel que l'amortissement du système et le choix des modes à étudier dans le modèle analytique, d'après les modes observés lors des mesures. Il est apparu que les premiers modes longitudinaux déterminés analytiquement étaient cohérents avec les résonances observées expérimentalement, de même que la dynamique du système expérimental est en adéquation avec celle du système analytique. Enfin un lissage a été ajouté dans le but de permettre une meilleure comparaison des mesures expérimentales avec les résultats de ce modèle analytique. Cette analyse comparative est présentée au chapitre 5.

Seconde partie

PRÉSENTATION DES RÉSULTATS ET ANALYSES

Chapitre 4

Résultats expérimentaux et analyses des essais d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques

4.1 Introduction

Ce chapitre est alloué à l'analyse des essais expérimentaux d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques. Ces essais ont été réalisés à l'aide du dispositif expérimental présenté au chapitre 2. L'ensemble des courbes issues des mesures après post-traitement est disponible en annexe C, le lecteur est invité à s'y référer afin de mieux appréhender les observations, analyses et conclusions qui seront émises ici. Le cœur de ce chapitre est composé de deux publications en anglais :

"Vibroacoustic measurement of the diameter of a pipe subjected to turbulent flow"

Cette première publication s'articule autour de la campagne d'essais menée sur les échantillons d'ertalon. Les auteurs sont : Charline Jeanniot, Naïm Chaouch, Sylvie Nicaise, Faustine Byron, Pierre-Olivier Mattéi, Fabien Anselmet et Stéphane Bonelli. Cette publication est actuellement en cours de soumission.

"Estimation of the diameter of soil pipe excited by turbulent internal flow through analysis of vibroacoustic measurements"

La seconde publication concerne quant à elle la campagne d'essais relative aux échantillons de sol traité à la chaux. Nous y retrouvons les mêmes auteurs. Cette publication sera prochainement soumise.

Une partie introductive est proposée en amont afin de mettre en évidence les principaux éléments de ces travaux, dont leurs objectifs, la méthodologie employée et les résultats obtenus.

4.1.1 Objectifs de ces travaux

Le contexte de ces travaux est celui de la caractérisation du diamètre interne de la conduite depuis les signatures acoustiques des écoulements s'y développant. L'intérêt d'une telle connaissance

à l'échelle d'un ouvrage hydraulique serait de détecter les conduites internes et d'en déterminer leurs caractéristiques physiques, dans le but de fournir un diagnostic sur un risque potentiel de rupture de l'ouvrage. À une échelle moindre, l'estimation du diamètre d'une conduite interne à un matériau servirait typiquement dans la caractérisation de l'érosion lors d'un essai d'érosion interne. Des modèles permettent de remonter au diamètre interne mais a posteriori des essais. Aucune méthode à ce jour n'a été développée pour une mesure en temps réel.

Les deux travaux que nous présentons ici ont un objectif commun qui est de déterminer le diamètre interne d'une conduite, dans un échantillon de matériau, soumise à un écoulement turbulent d'après des mesures vibroacoustiques.

Chaque étude considère un matériau différent et tend à trouver une équation couplant les mesures vibroacoustiques avec les mesures hydrauliques réalisées pendant les essais d'écoulements internes. Aucun phénomène d'érosion n'est étudié et il est tenu pour compte l'hypothèse d'un matériau homogène et isotrope. Le couplage entre les paramètres hydrauliques et vibroacoustiques est tel que nous admettons que l'écoulement a une influence sur l'amplitude du signal mais n'en a aucune sur les fréquences de résonance. En revanche, deux difficultés apparaissent. La première est la longueur de l'échantillon, jugée insuffisante pour que l'écoulement soit pleinement établi. La seconde porte sur la rugosité et la loi de frottement, pas toujours connues et déterminables dans le cas d'écoulements internes.

NB : Dans ce chapitre, nous utilisons la nomenclature relative à chaque publication, située après les références bibliographiques de l'article. Les références des figures, tables et équations sont également relatives aux publications.

4.1.2 Méthodologie employée

Afin de répondre à cet objectif, la méthodologie employée, similaire pour les deux travaux, consiste à analyser les corrélations entre les grandeurs hydrauliques, déterminées d'après des modèles d'interprétation, et les mesures vibroacoustiques afin d'en déduire une équation commune en fonction du diamètre. Un premier modèle est développé dans le premier article (section 4.2) et est représenté par l'équation Eq. (11). Il est basé sur quatre paramètres dépendant de la fréquence et de la position relative de l'accéléromètre (m, n, α, S_c). Les trois premiers paramètres sont issus d'une approche phénoménologique et représentent respectivement les influences du nombre inertiel I , du diamètre D et du nombre de Reynolds Re sur la densité spectrale de puissance. Le quatrième paramètre S_c quant à lui la dimension d'une densité spectrale de puissance de pression acoustique, et il est défini comme la valeur moyenne de la densité spectrale pour un nombre de Reynolds caractéristique égal à $Re_c(I/I_c)^m(D/D_c)^n$, où Re_c est un nombre de Reynolds pris de référence. Le nombre inertiel I est ici défini par l'expression suivante, avec ΔP la perte de charge globale, ρ_w la densité de l'eau et v la vitesse de l'écoulement. I est un coefficient de perte de charge globale. Il informe du caractère uniforme de l'écoulement (cf. discussion relative à l'expression Eq. (9), section 4.2). Ce modèle ainsi développé est commun aux deux travaux de publication et permet de proposer une équation exprimant le diamètre interne de la conduite.

$$I = \frac{\Delta P}{\rho_w v^2} \quad (4.1)$$

La différence apparente par la suite, mise à part le type de matériau étudié, repose sur un second développement de ce modèle. Dans le cas de la première publication, la loi de frottement est ensuite considérée comme inconnue et l'équation du modèle à quatre paramètres est dérivée pour s'astreindre de cette composante, fournissant ainsi un second modèle d'estimation du diamètre, valable pour des écoulements uniformes. Concernant la seconde publication, la loi de frottement est toujours estimée connue mais une méthode de calcul est proposée pour déterminer les quatre paramètres du modèle et une étude de sensibilité est réalisée sur ces paramètres.

4.1.3 Principaux résultats obtenus

Dans un premier temps et d'après une mesure du nombre inertiel notamment, il est confirmé pour chacun des matériaux que les écoulements étudiés ne sont pas uniformes. En effet, un écoulement turbulent est complètement développé et uniforme au delà d'une longueur d'entrée de l'écoulement L_{et} . D'après la relation $L_{et} \approx \xi D Re^{1/4}$, où ξ vaut entre 0.6 et 0.8 (Anselmet et al. [5]), les développements effectués ont permis de mettre en évidence le caractère non uniforme des écoulements étudiés. Ce constat est ainsi à prendre en considération dans le choix des modèles d'estimation du diamètre proposés.

Concernant la première étude en section 4.2, sur l'ertalon, il apparaît que l'estimation du diamètre depuis l'expression Eq.(11) (reprise ci-dessous) et établie d'après les corrélations faites entre les mesures vibroacoustiques et les grandeurs hydrodynamiques, permet d'associer la dépendance observée, en fréquence et de la position relative de l'accéléromètre, à deux paramètres spécifiques (α, S_c) sur les quatre du modèle proposé, cf. Tables 4 et 5. Ce modèle fournit une approximation du diamètre avec une erreur maximum inférieure à 10% (Figure 9). Si la loi de frottement ainsi que la rugosité sont connues, la précision du modèle passe à l'ordre de 1% (Figure 11(a) initialement et reprise à la figure 4.1a). Le modèle réduit à trois paramètres, d'expression Eq. (22) et repris plus bas, est quant à lui utilisable lorsque la rugosité et la loi de frottement ne sont pas connues. La précision obtenue avec cette équation avoisine les 5% sur l'estimation du diamètre, cf. Figure 11(b) (également disponible à la figure 4.1b). Bien que ce second modèle ne soit valable que pour des écoulements uniformes, il semble être tout de même pertinent pour les écoulements étudiés, lesquels se sont révélés non-uniformes. La sensibilité des mesures vibroacoustiques est telle que le modèle est suffisamment robuste dans l'estimation du diamètre pour contrer les incertitudes relatives aux hypothèses posées jusqu'alors. Ce constat est important dans le cas où la loi de frottement n'est pas connue car le modèle à trois paramètres fournit tout de même une estimation du diamètre satisfaisante.

Expression du diamètre selon le modèle à quatre paramètres - Article n° 1 - Ertalon

$$d = \left[(\nu_w Re_c) [F(Q, d)]^{-n} \left(\frac{\tilde{S}_k(\omega_l)}{(S_c)_k^l} \right)^{1/\alpha_k^l} \left(\frac{\Delta P}{\rho_w} \right)^{n-m} \left(\frac{4Q}{\pi} \right)^{2(m-n)-1} \right]^{1/[4(m-n)-1]}$$

Expression du diamètre selon le modèle à trois paramètres - Article n° 1 - Ertalon

$$\hat{d} \approx \left[(\nu Re_c) \left(\frac{\tilde{S}_k(\omega_l)}{(S_c)_k^l} \right)^{1/\alpha_k^l} \left(\frac{\Delta P}{\rho_w} \right)^{-m} \left(\frac{4Q}{\pi} \right)^{2m-1} \right]^{1/[4m-1]}$$

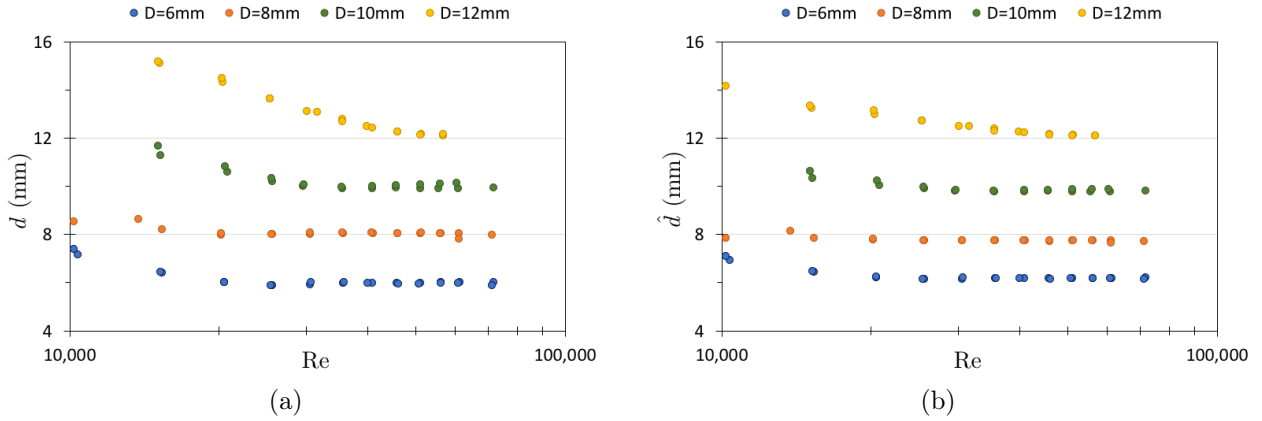


FIGURE 4.1 – Estimation du diamètre en fonction du nombre de Reynolds pour les huit essais réalisés sur l'ertalon (deux essais par diamètre), pour la densité spectrale moyenne \bar{S} . Le diamètre d est exprimé depuis l'équation Eq. (11) avec le modèle à quatre paramètres (a) et \hat{d} depuis l'expression Eq. (22) du modèle à trois paramètres (b). Résultats issus de l'article n° 1.

Les résultats affiliés à la seconde étude en section 4.3, sur le sol-chaux, mettent en évidence que les paramètres (m, n) du modèle de détermination du diamètre, après estimation et étude de sensibilité, présentent une grande variabilité. Les écoulements n'étant pas uniformes et la conduite étant trop courte pour que l'écoulement soit complètement développé, cette variabilité serait ainsi induite par une chute de pression singulière (Eq. (5)) de type "vena contracta" dominant la chute de pression linéaire (Eq. (10)), tel que les résultats de la Figure 5 tendent à exprimer. En parallèle, il est observé sur la Figure 10 des dépendances en fréquence et de la position relative de l'accéléromètre sur les paramètres (α, S_c) du modèle. Une représentation de la densité spectrale adimensionnée en fonction du nombre de Strouhal S_{tr} est proposée (ici $S_{tr} = \omega D/v$: nombre sans dimension décrivant les mécanismes d'écoulement oscillant, avec ω la fréquence, D le diamètre de la conduite interne et v la vitesse de l'écoulement) et fournit les résultats de la Figure 11(b), comparables à d'autres études en configuration d'écoulement turbulent en conduite avec des parois lisses ([16][23]). Finalement, ce modèle permet dans le cas du sol-chaux une estimation du diamètre interne de la conduite depuis les expressions Eqs. (16)-(17), combinées ci-dessous, avec une erreur proche de 5%, sans que la loi de frottement ni la rugosité soient connues, cf. Table 4. L'introduction d'une densité spectrale moyenne permet de s'astreindre des dépendances observées en fréquence et de la position relative des accéléromètres, telles que les Figures 11 et 12 le montrent (reprises ci-dessous aux figures 4.2 et 4.3). Finalement, la corrélation phénoménologique proposée concède des résultats satisfaisants et est validée sur l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés.

Expression du diamètre selon le modèle à quatre paramètres - Article n° 2 - Sol-chaux

$$d = \left[I_c^{-m} D_c^{-n} (\nu_w Re_c) \left(\frac{\tilde{S}_k(\omega_l)}{(S_c)_k^l} \right)^{1/\alpha_k^l} \left(\frac{\Delta P}{\rho_w} \right)^m \left(\frac{4Q}{\pi} \right)^{-2m-1} \right]^{-1/[4m+n+1]}$$

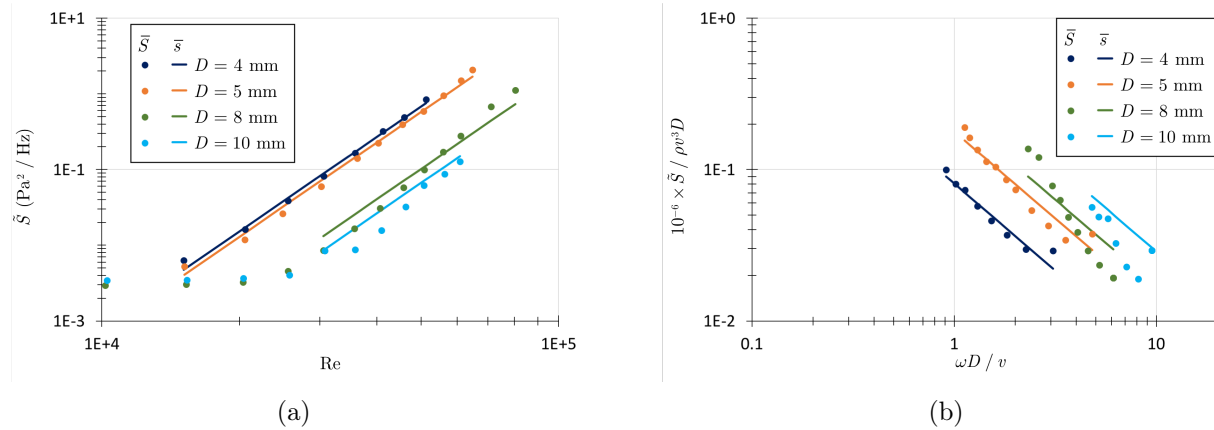


FIGURE 4.2 – Densité spectrale de puissance en fonction du nombre de Reynolds (a), densité spectrale de puissance adimensionnée en fonction du nombre de Strouhal (b), d’après les équations Eq (23) et Eq (25) de l’article n° 2.

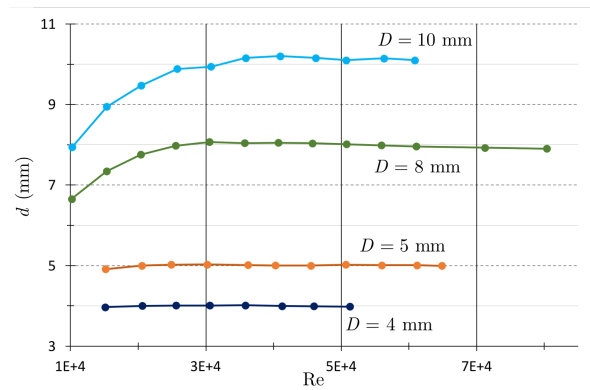


FIGURE 4.3 – Estimation du diamètre en fonction du nombre de Reynolds pour les douze essais réalisés sur le sol-chaux (trois essais par diamètre), pour la densité spectrale moyenne \bar{S} . Le diamètre d est exprimé depuis les équations Eqs (16)-(17), du modèle à quatre paramètres, de l’article n° 2.

Les perspectives à concevoir pour ces deux travaux sont des études supplémentaires à mener avec des échantillons de sol soumis à l’érosion interne. La compréhension des paramètres, des modèles d’estimation du diamètre proposés, reste à approfondir de manière à valider ces équations. Une méthodologie pour la détermination de ces paramètres serait aussi à envisager. Enfin, la relation entre les densités spectrales en proche paroi et en champ lointain est un champ qu’il reste à mieux appréhender dans le but de pouvoir affiner notre compréhension actuelle de l’influence du diamètre et de la rugosité sur les réponses vibroacoustiques.

Vibroacoustic measurement of the diameter of a pipe subjected to turbulent flow

Charline Jeanniot¹, Naim Chaouch¹, Sylvie Nicaise¹, Faustine Byron¹, Pierre-Olivier Mattéi², Fabien Anselmet³ and Stéphane Bonelli¹

¹ INRAE and Aix-Marseille Univ., RECOVER, Aix-en-Provence, France.

² Aix-Marseille Univ., CNRS, Centrale Marseille, LMA, Marseille, France

³ Aix-Marseille Univ., CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, Marseille, France

Abstract

This paper describes a method for estimating the diameter of a pipe subjected to turbulent water flow, based on vibroacoustic measurements. This issue concerns situations where the diameter of the pipe is unknown, and inaccessible to direct measurement. This is particularly the case for pipes created in a earth dike or earth dam by burrowing animal burrows. This is also the case of the Hole Erosion Test, a laboratory apparatus used to quantify the internal erosion resistance of soils in geomechanics. An experimental campaign is carried out on this apparatus with several samples of non-erodible Ertalon material. It consists creating turbulent flows in pipes of four different diameters and performing vibroacoustic measurements with four accelerometers which reveals the appearance of several resonance frequencies. The basic characteristics of the coupling between hydraulics and vibroacoustics is the following: the flow has an influence on the amplitude of the signal, but has no influence on the frequency content, in particular on the values of the resonance frequencies. The first four resonance frequencies are analysed. A correlation between the power spectral density (PSD) of acoustic pressure and hydraulic measurements (flow rate, pressure drop) is proposed. It allows to group the PSD curves on a set of master curves. Two equations to estimate the diameter from hydraulic and vibroacoustic measurements are proposed. The first equation assumes that the friction coefficient and the wall roughness are known. It allows an estimation of the diameter with an accuracy of 1%. When this is not the case, the second equation still allows an estimation of the diameter with an accuracy of 5%.

Keywords

Turbulent flow, pipe, vibroacoustic response, laboratory test, Hole Erosion Test

1. Introduction

The present paper describes a method for estimating the diameter of a pipe subjected to turbulent water flow, based on vibroacoustic measurements. This issue concerns situations where the diameter of the pipe is unknown, and inaccessible to direct measurement. An example of such a situation is a hydraulic structure (earth dam, earth dike) for which there is an internal conduit within the body of the structure or its foundation, and which connects upstream and downstream (Bonelli, 2013). When this conduit is the result of a natural process (burrows of burrowing animals for example), its diameter is unknown. Another example can be found in laboratory tests for the study of internal erosion of soils subjected to turbulent water flow. The Hole Erosion Test is the most widely used test in this context (Bonelli, 2012 ; Bonelli 2013). The principle is to create a turbulent flow of water in an existing conduit in a soil test tube. This flow causes soil erosion and increases the diameter of the pipe. There is currently no technique to measure the diameter of the pipe during the test. The diameter is a posteriori estimated either by a hydraulic model a posteriori (Bonelli and Brivois, 2008), or by correlation with the eroded mass measurement during the test with a turbidity sensor (Bonelli, 2012). This is the context of the present work, which proposes to use vibroacoustic measurements to estimate the diameter of the pipe. To the best of our knowledge, this approach has not yet been explored. Vibroacoustic measurements, using accelerometers or hydrophones, have been used for a long time on pipes, in particular to detect leaks or flow anomalies (Moriot et al., 2015 ; El-Zahab et al., 2018, Kassab et al, 2019). These measures are used here for a different purpose, which concerns the conduit itself. The work of Lu and Wilson (2011) was carried out in the same spirit, but the authors do not propose an equation linking vibroacoustic and hydraulic measurements. It is such an equation that is sought here, in a simpler case, i.e. without erosion and with a non-porous material that is more homogeneous than a geomaterial. This is a first step on this issue before tackling more complex situations, in the laboratory or in situ.

The basic basic characteristics of the coupling between hydraulics and vibroacoustics is the following: the flow has an influence on the amplitude of the signal, but has no influence on the frequency content, in particular on the value of the resonance frequencies (Gao and Liu, 2017). The first possibility is to develop a model describing the vibroacoustic response of the system. The case of the cylinders has already been the subject of work (Anselmet and Mattei, 2016 ; Gao and Liu, 2017 ; Mattei and Filippi, 1999). In this case, the pipe is represented by a hole in the material and the walls of the pipe are those of the material itself. This approach is not the subject of this study. A second possibility is to carry out laboratory tests and analyze the correlations between the hydraulic and vibroacoustic quantities in order to derive an equation to calculate the diameter. This is the route that has been chosen for this

work, which will use the Hole Erosion Test (HET) equipment (Bonelli, 2012 ; Bonelli 2013). Two difficulties have to be taken into account. The first difficulty concerning the HET is that the samples are not long enough to consider that turbulent flow is uniform. The second difficulty is that roughness and friction law are not known for a pipe flow in soil.

The paper is organised as follows. After this introduction which constitutes the first paragraph, the second paragraph describes the laboratory tests. The third paragraph describes the treatment of vibroacoustic measurements. The equations of the hydraulic model are the subject of the fourth paragraph. The fifth paragraph proposes a correlation between hydraulic quantities and vibroacoustic quantities, as well as two equations allowing to estimate the diameter of the pipe. The results obtained are the subject of the last paragraph which precedes the conclusion.

2. Description of laboratory tests

The tests consist in creating a turbulent flow in a pipe of length L and diameter D , hollowed out in the center of a cylinder. The inlet condition of the pipe is that of a contraction of the flow, which occurs through a cylinder of diameter $D_{in} > D$. The outlet condition is that of an expansion of the flow, which exits the pipe in a cylinder of diameter $D_{out} > D$. The flow rate Q and the total pressure drop ΔP are measured with a frequency of 1 Hz. An accelerometer is placed on the sample holder to quantify the noise. Three accelerometers, A_1 , A_2 and A_3 , are positioned on the Ertalon cylinder, in order to measure radial vibrations during flow (Figure 1). The experimental set-up is illustrated Figure 2(a). The values of the material characteristics are given in Table 1.

The cylinder containing the pipe is made of Ertalon material (density 1.4). The calculation of acoustic pressure from acceleration measurements requires knowledge of the speed of sound propagation in this material: we measured a velocity of 1370 m/s.

Several successive stages of flow rates are carried out, allowing the acquisition of measurements with accelerometers, for a duration of 120 s with an acquisition frequency of 51.2 kHz. Vibration measurements are performed using 4 mono axial PCB Piezotronics accelerometers series 352C34 having a sensitivity of 100 mV/g and covering a frequency range from 0.5 to 10,000 Hz. Due to their low weight (5.8 g) and small size (11 mm by 22 mm) the accelerometers are glued to the test device. A nut acting as an adhesive base is glued with super glue to the Plexiglas test device. The sensing element of the ceramic accelerometer is then screwed into the nut. This technique has the advantage of not damaging the test device nor the accelerometer by facilitating its removal. Each accelerometer is connected to a signal conditioner via a low-noise BNC-BNC coaxial cable. The digitisation of the signals is carried out by a NI USB 4432 digital signal conditioner with 24-bit resolution and allows synchronous measurements of the 4 channels up to 102kHz per channel.

The flow rate and pressure drop values are obtained by averaging over the acquisition time, which is 120 s, of the accelerometric measurements. The water supply does not come from a pump, but from the water network, in order to limit noise. The inlet pressure is 200 kPa. The test program is based on four diameters D (6, 8, 10 and 12 mm). For the four diameters, the series of tests were carried out twice with disassembly and reassembly of the specimen to check repeatability. The variation range of the flow rate of the equipment is 0 - 2000 l/h. The flows characteristics are given in Table 2. The total pressure drop varies over two orders of magnitude, between 0.5 and 130 kPa. The Reynolds number based on the diameter D varies by one order of magnitude from 9700 to 71000, as does the bulk velocity from 1 to 12 m/s. The Mach number is therefore small enough ($Ma \approx 10^{-2}$) that there is no vibration feedback from the specimen induced by the turbulent flow on the flow itself. Figure 3 shows the total pressure difference as a function of Reynolds number for the eight tests performed.

From a series of laboratory tests for 4 known diameters (D_i), and 10 to 12 hydraulic conditions ($Q_i^j, \Delta P_i^j$) for each diameter i , the set of measures obtained is $(D_i, Q_i^j, \Delta P_i^j, (\gamma_k)_i^j(t))$ where $(\gamma_k)_i^j(t)$ is the measurement made with the accelerometer k on a test carried out with a pipe of diameter D_i with a flow rate Q_i^j and a pressure drop ΔP_i^j . This test program leads finally to 360 time series $\gamma(t)$ to process.

3. Method of processing vibroacoustic measurements

The analysis of the measurements of the accelerometer positioned on the sample holder indicates low frequencies for noise, below 1 kHz. Furthermore, analysis of the measurements of the accelerometers positioned on the test cylinder indicates that the first four resonance frequencies of the system are in the range 1 kHz-10 kHz.

The 360 time series $\gamma(t)$ are treated as follows:

- Interval bandpass filtering [1 kHz-10 kHz];
- Fourier transform calculation $\tilde{\gamma}(\omega)$;
- Calculation of acoustic pressure $p(t)$ function of the Ertalon density and the speed of sound in Ertalon (Table 1)

$$p(t) = \rho_s c_s \int_0^t \gamma(t') dt' \quad (1)$$

- Fourier transform calculation $\tilde{p}(\omega)$;
- Smoothing of $\tilde{p}(\omega)$ per 1,000-point moving average;
- Calculation of the power spectral density of acoustic pressure $\tilde{S}(\omega)$ (PSD);
- Adjustment of $\tilde{S}(\omega)$ by Lorentzian function on the first four resonant frequencies.

Examples of Fourier transform $\tilde{\gamma}(\omega)$ and acoustic pressure power spectral density $\tilde{S}(\omega)$ are given in Figure 4. These two examples correspond to the measurements made on accelerometer A_1 for $D=6$ mm. These figures illustrate two aspects of the coupling between hydraulics and vibroacoustics: i) the flow has an influence on the amplitude of the peaks corresponding to the first four resonance frequencies, ii) the flow has no influence on the values of the resonance frequencies. An example of smoothing and adjustment of a resonance peak by Lorentzian function is shown in Figure 5.

An initial analysis of the results leads to the following remarks:

- The flow rate has no influence on the value of the resonance frequencies; this can be seen in Figure 6 where the first four resonance frequencies are plotted as a function of volume flow rate; the mean values of the first four resonant frequencies and the standard deviations are shown in Table 3;
- The measurements corresponding to the first resonance frequency ω_1 are noisy. This is probably due to the fact that this frequency is close to the frequency range of the noise given by the accelerometer positioned on the sample holder. This frequency is not used for correlations;
- The measurements given by the accelerometers positioned on the sample holder contain noise, but also signals corresponding to the flow. These measurements are not used (they are not subtracted from the measurements on the Ertalon specimen);
- The measurements corresponding to the largest diameter ($D=12$ mm) have a small amplitude of variation; this is due to the capacities of the equipment, which did not make it possible to impose a sufficiently large flow rate for this diameter. These measurements are not used for correlations;
- The orders of magnitude of \tilde{S} for the three resonance frequencies ($\omega_2, \omega_3, \omega_4$) with the three accelerometers (A_1, A_2, A_3) and the three smallest diameters ($D=6, 8$ and 10 mm) indicate sufficiently significant amplitudes to allow a correlation analysis with the hydraulic measurements. \tilde{S} varies globally over four orders of magnitude, between 10^{-2} and 10^2 Pa²/Hz (Table 3). These measurements are used for correlations.

In summary, correlations are carried out from 54 series, relating the hydraulic conditions of 6 tests (3 diameters, 2 repeatability tests per diameter) and 9 acoustic quantities corresponding to 3 accelerometers and 3 resonance frequencies. For the sake of simplification, this is considered implicit in the equations that involve sums on these series, and the values of parameters (N_D, N_A, N_ω) Table 1 are not updated.

4. Hydraulic model equations

We consider a turbulent flow, i.e. $Re > 2000$, where $Re = v_w^{-1} D v$ is the Reynolds number, v_w the kinematic viscosity of water, D the pipe diameter, and v the bulk flow velocity defined by $v = 4Q(\pi D^2)^{-1}$ where Q is the volume flow rate of the flow. The equations describing the pipe flow have been developed and validated on the equipment used herein (Bonelli, 2013, Mercier et al., 2015).

The turbulent flow becomes fully developed and uniform after an inlet length L_e which is of the order of $L_e \approx \xi D Re^{1/4}$ with $\xi=0.6$ to 0.8 (Anselmet et al., 2009). The outlet length is negligible for turbulent flow. Assuming the pipe is long enough so that the inlet length L_e is small ($L_e \ll L$), then the length of the uniform flow is L , and the two basic equations are the equation of motion for stationary flow and the law of phenomenological turbulent flow behaviour

$$\frac{D \Delta P_L}{4L} - \tau = 0 \quad , \quad \tau = \frac{\lambda}{8} \rho_w v^2 \quad (2)$$

where ΔP_L is the pressure drop over the length of the uniform flow L , τ is the wall shear stress, ρ_w is the water density, and λ is the Darcy-Weisbach friction coefficient.

The pressure drop ΔP_L over the length of the uniform flow is a function of the total pressure drop ΔP (outside of the pipe) via the phenomenological relation

$$\Delta P_L = \Delta P - \frac{1}{2} k \rho_w v^2 \quad , \quad k = k_{in} + k_{out} \quad (3)$$

where k_{in} and k_{out} are the inlet (contraction) and outlet (expansion) singular pressure drop coefficients, respectively.

There are many phenomenological formulas for λ , k_{in} and k_{out} resulting from laboratory experiments. We have retained for λ the Haaland correlation (1983)

$$\lambda = \left[-1.8 \log_{10} \left(\frac{6.9}{Re} + \left(\frac{\varepsilon}{3.7D} \right)^{1.11} \right) \right]^{-2} \quad (4)$$

where ε is the surface roughness of the pipe wall, and the following correlations for k_{in} and k_{out}

$$k_{in} = [1 - \mu^{-1}]^2 \quad , \quad \mu = 0.63 + 0.37 \left(\frac{D}{D_{in}} \right)^3 \quad (5)$$

$$k_{out} = \left[1 - \left(\frac{D}{D_{out}} \right)^2 \right]^2 \quad (6)$$

where D_{in} and D_{out} are the diameters of the infeed and outfeed cylinders ($D_{in}, D_{out} > D$).

This results in the following relationship between overall pressure drop and flow rate

$$\Delta P = F \rho_w v^2 \quad (7)$$

$$F(\text{Re}, D) = \frac{1}{2} \left(k(D) + \frac{L}{D} \lambda(\text{Re}, D) \right) \quad (8)$$

If the length of the conduit is of the same order of magnitude as the input length ($L^{-1}L_e = O(1)$), then the previous equations are not usable. However, we can still introduce a dimensionless number, called inertial number, defined as follows

$$I = \frac{\Delta P}{\rho_w v^2} \quad (9)$$

When the flow is uniform, then $I = F$. On the other hand, the condition $I = F$ is not sufficient for the flow to be uniform, it is necessary that $L_e \ll L$. Furthermore, for a non-uniform flow, there is no relationship between I and F , due to the complexity of the flow profiles over the inlet length and the phenomenological nature of Eqs. (4), (5) and (6) which have been established for uniform flows. None of the flows studied here is uniform : $L^{-1}L_e$ ranges between 0.19 and 0.78 (Table 2). This is confirmed by the obtained values of I and F , plotted in Figure 7 as a function of Reynolds number.

5. Correlations between acoustic and hydraulic measurements

5.1. Master curve fitting 4-parameter model

The master curve is defined by the following equation

$$\tilde{S}_k(\omega_l) = (S_c)_k^l \left(\frac{\text{Re} I^{m-n} F^n}{\text{Re}_c} \right)^{\alpha_k^l} \quad (10)$$

where $\tilde{S}_k(\omega_l)$ is the power spectral density (PSD) model of acoustic pressure for the accelerometer k and the resonance frequency ω_l , Re_c is an arbitrary Reynolds reference number, and $(\alpha_k^l, (S_c)_k^l, m, n)$ are four adjustment parameters. This expression, which is original, is purely empirical and is not physically motivated.

Reynolds number can be written as a function of flow rate and diameter: $\text{Re} = 4Q(\nu_w \pi D)^{-1}$. This results in the following 4-parameter model that provides an implicit estimate d of the diameter D

$$d = \left[(\nu_w \text{Re}_c) [F(Q, d)]^{-n} \left(\frac{\tilde{S}_k(\omega_l)}{(S_c)_k^l} \right)^{1/\alpha_k^l} \left(\frac{\Delta P}{\rho_w} \right)^{n-m} \left(\frac{4Q}{\pi} \right)^{2(m-n)-1} \right]^{1/[4(m-n)-1]} \quad (11)$$

The constraints on the parameters are

$$m > n + \frac{1}{4}, \quad n > 0, \quad \alpha_k^l > 0, \quad (S_c)_k^l > 0 \quad (12)$$

The parameters $(\alpha_k^l, (S_c)_k^l)$ are calculated by linear regression on each series corresponding to an accelerometer k and a resonance frequency l .

$$(\alpha_k^l, (S_c)_k^l) = \arg \max [R_k(\omega_l)]^2 \quad (13)$$

$$\left[R_k(\omega_l) \right]^2 = \max_{(\alpha, S_c)} \left(\text{Cor} \left[\log \tilde{S}_k(\omega_l), \log \tilde{S} \right] \right)^2 \quad (14)$$

The correlation coefficient $\text{Cor}(x, y)$ between the variables x and y is

$$\text{Cor}(x, y) = \frac{\text{Cov}(x, y)}{\sigma(x)\sigma(y)} \quad (15)$$

$$\text{Cov}(x, y) = \frac{1}{N_D} \sum_{i=1}^{N_D} \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} (x_i^j - \bar{x})(y_i^j - \bar{y}), \quad \bar{x} = \frac{1}{N_D} \sum_{i=1}^{N_D} \frac{1}{N_i} \sum_{j=1}^{N_i} x_i^j, \quad \sigma(x) = \sqrt{\text{Cov}(x, x)} \quad (16)$$

The parameters (m, n) , common to all measurements, are obtained according to three conditions of optimality:

- by minimum of the quadratic error of each series of curves (according to the diameter) for each frequency selected and each accelerometer

$$(m, n) = \arg \min_{(m, n)} E_2, \quad E_2(m, n) = \sqrt{\frac{1}{N_A N_\omega} \sum_{\substack{1 \leq k \leq N_A \\ 1 \leq l \leq N_\omega}} [(E_2)_k(\omega_l)]^2} \quad (17)$$

$$(E_2)_k(\omega_l) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{\substack{1 \leq i \leq N_D \\ 1 \leq j \leq N_i}} \left([d_k(\omega_l)]_i^j - D_i \right)^2}, \quad N = \sum_{i=1, N_D} N_i \quad (18)$$

- by minimax of the maximum error of each series of curves (according to the diameter) for each frequency selected and each accelerometer

$$(m, n) = \arg \min_{(m, n)} E_\infty, \quad E_\infty(m, n) = \max_{\substack{1 \leq k \leq N_A \\ 1 \leq l \leq N_\omega}} (E_\infty)_k(\omega_l) \quad (19)$$

$$(E_\infty)_k(\omega_l) = \frac{1}{D} \max_{\substack{1 \leq i \leq N_D \\ 1 \leq j \leq N_i}} \left| [d_k(\omega_l)]_i^j - D_i \right| \quad (20)$$

- by maximin of the correlation coefficient of each series of curves (according to the diameter) for each selected frequency and each accelerometer

$$(m, n) = \arg \max_{(m, n)} R_{\min}^2, \quad R_{\min}^2(m, n) = \min_{\substack{1 \leq k \leq N_A \\ 1 \leq l \leq N_\omega}} [R_k(\omega_l)]^2 \quad (21)$$

5.2. Simplified 3-parameter model

Eq. (11) requires the friction coefficient λ . When λ is not known, which is particularly the case when the walls have a roughness of unknown shape, this expression cannot be used. It is no longer possible to group the results on a master curve to deduce a correlation.

By noticing that $0.84 \leq (F^{-1}I)^{n/(4m-1)} \leq 1.09$ with the values obtained from our tests, the following 3-parameter model is derived which provides an explicit estimate \hat{d} of diameter D

$$\hat{d} \approx \left[(\nu_w \text{Re}_c) \left(\frac{\tilde{S}_k(\omega_l)}{(S_c)_k^l} \right)^{1/\alpha_k^l} \left(\frac{\Delta P}{\rho_w} \right)^{-m} \left(\frac{4Q}{\pi} \right)^{2m-1} \right]^{1/[4m-1]} \quad (22)$$

The constraints on the parameters are

$$m > \frac{1}{4}, \quad \alpha_k^l > 0, \quad (S_c)_k^l > 0 \quad (23)$$

The parameters (α, S_c) are specific to each series corresponding to an accelerometer and a frequency. They are calculated as an average of the parameters (α, S_c) obtained by linear regression on each series corresponding to a diameter, as follows

$$\alpha = \frac{1}{N_D} \sum_{i=1, N_D} \alpha_i, \quad S_c = \left(\prod_{i=1, N_D} (S_c)_i \right)^{1/N_D} \quad (24)$$

$$(\alpha_i, (S_c)_i) = \arg \max [R_k(\omega_l)_i]^2 \quad (25)$$

5.3. Mean power spectral density of acoustic pressure

In order to integrate all measures and reduce the impact of abnormal measures, a mean power spectral density of acoustic pressure is introduced. It is defined as the geometric mean over accelerometers and resonance frequencies

$$\bar{S} = \left(\prod_{\substack{k=1, N_A \\ l=1, N_\omega}} \tilde{S}_k(\omega_l) \right)^{1/N_D N_\omega} \quad (26)$$

If each $\tilde{S}_k(\omega_l)$ follows the correlation Eq. (10), then \bar{S} follows the correlation

$$\bar{S} = \bar{S}_c \left(\frac{\text{Re} I^{m-n} F^n}{\text{Re}_c} \right)^{\bar{\alpha}} \quad (27)$$

where

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{N_D N_\omega} \sum_{\substack{k=1, N_A \\ l=1, N_\omega}} \alpha_k^l, \quad \bar{S}_c = \left(\prod_{\substack{k=1, N_A \\ l=1, N_\omega}} (S_c)_k^l \right)^{1/N_D N_\omega} \quad (28)$$

6. Analysis of the results obtained

The value of the numerical scaling parameter Re_c is set to 40,000. This value has no influence on the parameter setting. It is used to have $\text{Re} I^{m-n} F^n / \text{Re}_c$ numbers that are not too large, so as not to penalize the non-linear resolution algorithms used, due to the possible high exponent values.

6.1. Correlations from the nine PSD of acoustic pressure and the 4-parameter model

The use of the correlation Eq. (10) and the estimation of the diameter \hat{d} Eq. (11) from the nine acoustic measurements is analysed. Table 4 contains the three optimal values of the parameters (m, n) corresponding to the three optimality criteria out of the nine acoustic measurements, and the

corresponding values of these criteria. The value of m is between 3.31 and 3.95. The value of n is between 1.77 and 2.30. The lowest values of n correspond to the R^2 maximin corresponding to the grouping of the eight curves on the master curve, which leads to a minimum value of 0.904 for the nine R^2 (three accelerometers, three resonance frequencies). This result confirms that the parameters (m, n) can be considered independent of the accelerometer relative position and frequency.

In Figure 8(a) all peak values of the the PSD \tilde{S} identified on Lorentzian functions are plotted as a function of Reynolds number. Each of the eighth sets of data corresponding to a series of two tests for four diameters is grouped on a master curve using the Eq.(10). The set of twelve master curves is shown in Figure 8(b), where the PSD \tilde{S} is plotted as a function of the modified Reynolds number $ReI^{m-n}F^n$. Unfortunately, this set does not seem to cluster on single a master curve common to all resonance frequencies and accelerometers. This is due to the fact that the parameters $(\alpha_k^l, (S_c)_k^l)$ appear as a function of the resonance frequency and the relative position of the accelerometers. However, it forms a much tighter spindle than in the Figure 8(a). A remarkable point is that the results corresponding to the diameter $D=12$ mm collapse also on the master curve of each accelerometer and each resonance frequency, although they were not used to set the parameters.

The 4-parameter model provides an estimation d Eq. (11) of the diameter D . The relative quadratic error on the diameter is of the order of 10^{-2} . The maximum relative error is of the order of 5×10^{-2} (Table 4). Figure 9 shows the influence of m and n on the three criteria of optimality. The maximum error is less than 10% when m is between 3 and 5, and n is between 1.5 and 2.5.

Table 5 contains information about the nine pairs of optimal parameter values (α, S_c) obtained by regression on the master curve of each of the nine acoustic measurements for each optimality criterion. It also contains the values obtained by regression on each of the 27 curves. For all these calculations, the values of α are between 4.46 and 7.04, and the values of S_c are between 0.13 and 6.13 Pa²/Hz. This result does not indicate a clear influence of the relative position of the accelerometers or the frequency on α . On the other hand, S_c values vary by more than an order of magnitude as this parameter depends on the relative position of the accelerometers and the measured resonance frequency of the sample, which may have marked extrema at the measurement points. This parameter S_c has the dimension of a PSD of acoustic pressure.

6.2. Correlations from the mean PSD of acoustic pressure and the 4-parameter model

The use of the correlation Eq. (27) and the estimation of the diameter d Eq. (11) from the mean PSD of acoustic pressure Eq. (26) is now analysed. Table 6 contains the three optimal values of the parameters (m, n, α, S_c) corresponding to the three criteria of optimality on the mean PSD, and the corresponding values of these criteria. The value of m is between 3.49 and 3.55. The value of n is between 2.08 and 2.20. These values are of the same order of magnitude as those in Table 4. The

relative quadratic error on the diameter is of the order of 5×10^{-3} . The maximum relative error is of the order of 2.4×10^{-2} . These two errors are half as small as the errors obtained Table 4, which shows the relevance of this mean PSD. This is confirmed by the R^2 values, greater than 0.98, with respect to the highest value of R_{min}^2 which is 0.908 (Table 4). This value corresponds to the grouping of the four curves (one curve per diameter) on the master curve.

The values of α are between 6.07 and 6.13, and the values of S_c are between 1.19 and 1.25. These values are of the same order of magnitude as the average values in Table 5. This result corresponds to Eq. (28). Figure 10 (a) and (b) show the influence of m and n on the three criteria. The maximum error is less than 10% when m is between 3 and 5, and n is between 1.5 and 2.5. Figure 10 (c) and (d) show the influence of α and S_c on the two errors. The maximum error remains less than 10% when α is between 4 and 8, and S_c is between 0.1 and 10.

These results show that if we know the law of friction at the wall, the correlation Eq. (10) on the mean PSD Eq. (26) makes it possible to estimate the diameter with Eq. (11) with an accuracy of the order of 1%. An example of the result is shown in Figure 11(a), where the diameter d obtained with Eq. (11) is represented as a function of the Reynolds number. The beginning of the curves corresponds to acoustic measurements of insufficient intensity that are not taken into account in the correlations. Errors are calculated on the flat part of the curves. The estimate of the diameter $D=12\text{mm}$ is consistent for the few Reynolds number values that allow sufficient acoustic response, although these values were not used to set the parameters.

6.3. Correlations from the 3-parameter model

The use of the estimated diameter \hat{d} Eq. (22) is analysed, with parameter values derived from the previous results: $m=3.5$, $\alpha=5$, $S_c=1.2 \text{ Pa}^2\text{Hz}^{-1}$ and $\text{Re}_c=40,000$. Adjustment on each of the nine acoustic data leads to the following errors: $4.4\% \leq E_\infty \leq 5.4\%$ and $1.75\% \leq E_2 \leq 2.26\%$. Adjustment on the mean DSP yields $4.35\% \leq E_\infty \leq 4.46\%$ and $E_2=1.92\%$. An example of the result is shown in Figure 11(b) for the mean PSD, where the diameter \hat{d} obtained with Eq. (22) is represented as a function of the Reynolds number. These curves are similar to those obtained with the 4-parameter model Figure 11(a). The beginning of the curves corresponds to acoustic measurements of insufficient intensity that are not taken into account in the correlations. Errors are calculated on the flat part of the curves. The estimate of the diameter $D=12\text{mm}$ is consistent for the few Reynolds number values that allow sufficient acoustic response, although these values were not used to set the parameters. The influence of m , α and S_c on the two errors E_∞ and E_2 with the mean PSD are as follows: $E_\infty < 10\%$ as soon as $m > 1$, $\alpha > 3$ and $0.1 < S_c < 10$. The result $\lim_{m \rightarrow \infty} \hat{d} = DI^{-1/4}$ indicates that for large values of m , the correlation is no longer relevant because the error plot is that of $|I^{-1/4} - 1|$.

These results show that if the law of friction at the wall is not known, it is still possible to obtain an estimate of the diameter with an accuracy of about 5% by using Eq. (22) with mean PSD Eq. (26).

The 3-parameter model is based on an empirical correlation between vibroacoustic and hydraulic measurements Eq. (22), correct for a uniform flow ($I = F$). Surprisingly, this model proves to be relevant for the non-uniform flows considered in this study. The key point here is the high sensitivity of the vibro-acoustic measurements: the large exponent values lead to a small value of $1/(4m-1)$, of the order of 0.08, and thus to a good robustness of the diameter estimation with respect to the uncertainties due to the assumptions. This result is important for cases where the law of friction is unknown. This is particularly the case for turbulent flows in pipes formed in the soil of earthdams and dikes. In this case, the walls have a surface roughness related to the type of soil, and a form roughness whose origin is currently unknown. It is probable that it is the result of a coupling between the turbulent flow and the soil structure. As the flow erodes the walls of the pipe, this roughness increases with the pipe diameter (Bonelli, 2013).

Conclusion

This paper describes a method for estimating the diameter of a pipe subjected to turbulent water flow, based on vibroacoustic measurements. This question relates to situations where the diameter of the pipe is unknown and inaccessible to direct measurement. This is particularly the case for conduits created in a dike or earth dam by burrowing animal burrows. This is also the case of the Hole Erosion Test, a laboratory apparatus used to quantify the internal erosion resistance of soils in geomechanics. The experimental campaign was carried out on this apparatus with several non-erodible specimens made of Ertalon material allowing turbulent flows in pipes of different diameters and vibroacoustic measurements with accelerometers. A correlation between the power spectral density of acoustic pressure and hydraulic measurements (flow rate, pressure drop) is proposed. It allows the curves to be grouped on a set of master curves. Two equations to estimate the diameter are proposed. The first 4-parameter equation assumes that the friction coefficient and the wall roughness are known. It allows an estimation of the diameter with an accuracy of 1%. The second 3-parameter equation can be used when the friction coefficient and the wall roughness are not known. It allows an estimation of the diameter with an accuracy of 5%. Further research is to be carried out to validate this approach on soil-type materials, without erosion and then with erosion. In particular, it remains to better understand the relationships between the parameters of the proposed equations and the material, and to develop a methodology for setting these parameters.

Acknowledgements

This work is supported through the Digue2020 project (Government-Region 2015-2020 plan contract) by the European Union, the Government, the Sud Region, the Department of Bouches-du-Rhône and

LABEX OT-Med (Initiative d'Excellence d'Aix-Marseille Université - A*MIDEX). Our thanks also go to S. Nicaise and F. Byron (INRAE) who participated in the laboratory tests.

Références

- Anselmet F., Ternat F., Amielh M., Boiron O., Boyer P., Pietri L., Axial development of the mean flow in the entrance length region of turbulent pipe and duct flows, *C. R. Mécanique.*, vol. 337, 2009, p. 573-584.
- Anselmet, F., Mattei, P.-O., *Acoustics, Aeroacoustics and Vibrations*, Wiley-ISTE, 528 p., 2016.
- Bonelli S., Brivois O., The scaling law in the hole erosion test with a constant pressure drop, *Int. J. Numer. Anal. Methods Geomech.*, Vol. 32, 2008, p. 1573-1595.
- Bonelli S. (edt), *Erosion of Geomaterials*, Wiley-ISTE, 371 p., 2012.
- Bonelli S. (edt), *Erosion in Geomechanics Applied to Dams and Levees*, Wiley-ISTE, 388 p., 2013.
- El-Zahab S., Abdelkader E.M., Zayed T., An accelerometer-based leak detection system, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 108, 2018, p. 276–291.
- Gao Y., Liu Y., Theoretical and experimental investigation into structural and fluid motions at low frequencies in water distribution pipes, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 90, 2017, p. 126–140.
- Haaland S.E., Simple and Explicit Formulas for the Friction Factor in Turbulent Flow, *Journal of Fluids Engineering*, vol. 105, n° 1, 1983, p. 89-90.
- Kassab S., Michel F., Maxit L., Water experiment for assessing vibroacoustic beamforming gain for acoustic leak detection in a sodium-heated steam generator, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 134, 2019, 106332.
- Lu Z., Wilson G.V., Acoustic measurements of soil pipeflow and internal erosion. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, vol. 76, 2012, p. 853-866.
- Mattei P.O., Filippi P. J.T., Response of a Thin Cylindrical Shell Excited by a Turbulent Internal Flow, *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 61, 1999, p. 85–99.
- Mercier F., Golay F., Bonelli S., Anselmet F., Borghi R., Philippe P., Numerical modelling of concentrated leak erosion during Hole Erosion Tests, *Acta Geotechnica*, vol. 10, n° 3, 2015, p. 319-332.
- Moriot J., Maxit L., Guyader J.L., Gastaldi O., Périssé J., Use of beamforming for detecting an acoustic source inside a cylindrical shell filled with a heavy fluid, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 52-53, 2015, p. 645–662.

Notations

ρ_s (kg/m ³)	: Density of Ertalon
c_s (m/s)	: Sound velocity in Ertalon
Q (m ³ /s)	: Volume flow rate
ΔP (Pa)	: Total pressure drop (between the inlet and outlet of the pipe)
ΔP_L (Pa)	: Pressure drop over the length of the uniform flow
D (m)	: Pipe diameter
v (m/s)	: Bulk flow velocity $v = 4Q(\pi D^2)^{-1}$
ρ_w (kg/m ³)	: Density of water
ν_w (m ² /s)	: Kinematic viscosity of water
Re	: Reynolds number of flow $Re = v_w^{-1} D v$
L_e (m)	: Inlet flow length
L (m)	: Pipe length
τ (Pa)	: Hydraulic shear stress on the pipe wall
λ	: Darcy-Weisbach friction coefficient
k_{in}	: Inlet singular pressure drop coefficient (contraction)
k_{out}	: Outlet singular pressure drop coefficient (expansion)
k	: Total singular pressure drop coefficient $k = k_{in} + k_{out}$
ε (m)	: Pipe surface roughness
D_{in} (m)	: Diameter of inlet cylinder
D_{out} (m)	: Diameter of outlet cylinder
F	: Total Pressure Loss Coefficient $F = \frac{1}{2}(k + L\lambda/D)$
I	: Inertial number of flow $I = \Delta P/\rho_w v^2$
γ (m/s ²)	: Vibro-acoustic acceleration
p (Pa)	: Acoustic pressure
\tilde{S} (Pa ² /Hz)	: PSD of acoustic pressure
\bar{S} (Pa ² /Hz)	: Mean PSD of acoustic pressure
N_D	: Nb. of diameters studied
N_i	: Nb. of hydraulic stages for diameter i
N_A	: Nb. of accelerometers
E_2	: Relative mean square error on diameter
E_∞	: Relative maximum error on diameter
R_{min}^2	: Minimum of the correlation coefficient of each acoustic set of data

Table 1. Hardware parameter values

Parameters	Notation	Unit	Values
Density of Ertalon	ρ_s	(kg/m ³)	1400
Sound velocity in Ertalon	c_s	(m/s)	1370
Density of water	ρ_w	(kg/m ³)	1000
Kinematic viscosity of water	ν_w	(m ² /s)	10 ⁻⁶
Pipe length	L	(m)	0.19
Pipe diameters	D	(m)	{6, 8, 10, 12} x 10 ⁻³
Diameter of inlet and outlet cylinders	D_{in}, D_{out}	(m)	0.08
Pipe surface roughness	ε	(m)	1.11 x 10 ⁻⁵
Accelerometer positions A_1, A_2, A_3	l_1, l_2, l_3	(m)	{44, 82, 120} x 10 ⁻³
Nb. of diameters studied	N_D		4
Nb. of hydraulic stages for diameter i	N_i		10 ≤ N_i ≤ 12
Nb. of accelerometers	N_A		4
Nb. of resonance frequencies analysed	N_ω		4

Table 2. Flow characteristics

Parameters	Notation	Unit	Values
Pipe volume flow rate	Q	(m ³ /s)	4.80 x 10 ⁻⁵ — 5.63 x 10 ⁻⁴
Total pressure drop	ΔP	(Pa)	507 — 129 586
Bulk flow velocity	v	(m/s)	0.82 — 11.96
Reynolds number of flow	Re		9748 — 71768
Inertial number of flow	I		0.68 — 1.37
Total pressure loss coefficient	F		0.83 — 1.19
Darcy-Weisbach friction coefficient	λ		2.30 x 10 ⁻² — 3.32 x 10 ⁻²
Singular pressure drop coefficient	k		1.29 — 1.33
Inlet length/pipe length	$L^{-1}L_e$		0.19 — 0.78

Table 3. Characteristics of acoustic measurements

Parameters	Notation	Unit	Values
Duration of acquisition of the measures		(s)	120
Vibro-acoustic acceleration	γ	(m/s ²)	2.3x10 ⁻⁴ – 2.81x10 ⁻²
PSD of acoustic pressure	\tilde{S}	(Pa ² /Hz)	0.01 – 419
Mean PSD of acoustic pressure	\bar{S}	(Pa ² /Hz)	0.03 – 89
Average Resonance frequencies	ω_1	(Hz)	2201
	ω_2		4273
	ω_3		6532
	ω_4		8553
Standard deviation		(Hz)	70
			115
			127
			152
Relative standard deviation			3.18%
			2.68%
			1.95%
			1.78%

Table 4. Fit of the 4-parameters model on the 9 acoustic set of data - optimal parameter values (m, n)

Criterion of optimality	m	n	E_2	E_∞	R_{min}^2
$(m, n) = \arg \min_{(m,n)} E_2$	3.69	2.05	1.04×10^{-2}	5.02×10^{-2}	0.898
$(m, n) = \arg \min_{(m,n)} E_\infty$	3.95	2.30	1.06×10^{-2}	4.88×10^{-2}	0.887
$(m, n) = \arg \max_{(m,n)} R_{min}^2$	3.31	1.77	1.08×10^{-2}	5.68×10^{-2}	0.904

Table 5. Fit of the 4-parameter model on the 9 acoustic set of data - (α, S_c) parameter values obtained by regression on the master curve of each of the 9 acoustic set of data for each optimality criterion, and values obtained by regression on each of the 27 curves

Criterion	α_{min}	α_{max}	$\bar{\alpha}$	$(\bar{S}_c)_{min}$	$(\bar{S}_c)_{max}$	\bar{S}_c
E_2	5.01	6.91	5.94	0.14	5.93	1.17
E_∞	4.91	6.87	5.85	0.14	6.13	1.21
R_{min}^2	5.16	7.04	6.10	0.13	5.75	1.14
Regression	4.46	6.41	5.75	0.14	5.47	1.13

Table 6. Fit of the 4-parameter model on the mean PSD - optimal parameter values (m, n, α, S_c)

Criterion	m	n	$\bar{\alpha}$	\bar{S}_c	E_2	E_∞	R^2
E_2	3.55	2.08	6.07	1.19	4.77×10^{-3}	2.42×10^{-2}	0.990
E_∞	3.49	2.20	6.13	1.25	7.03×10^{-3}	2.13×10^{-2}	0.984
R^2	3.55	2.10	6.08	1.20	4.83×10^{-3}	2.39×10^{-2}	0.991

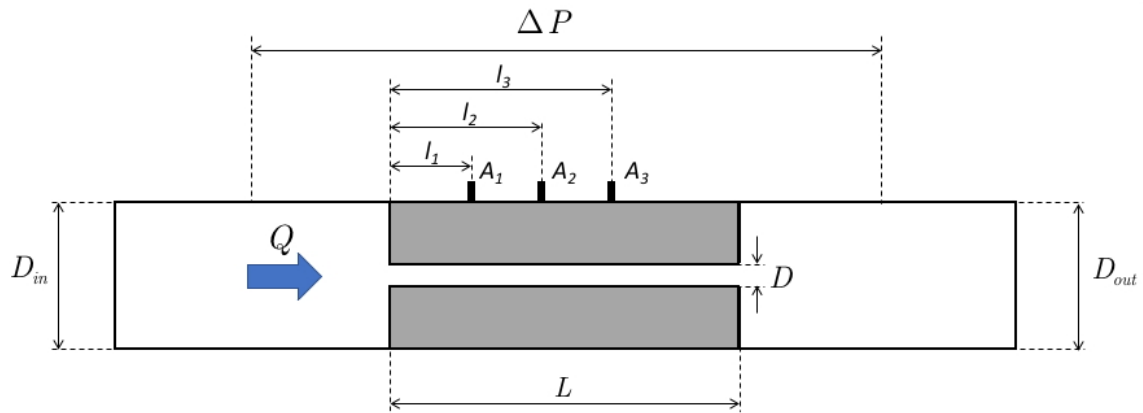


Figure 1. Schematic diagram and positioning of the accelerometers on the Ertalon cylinder.

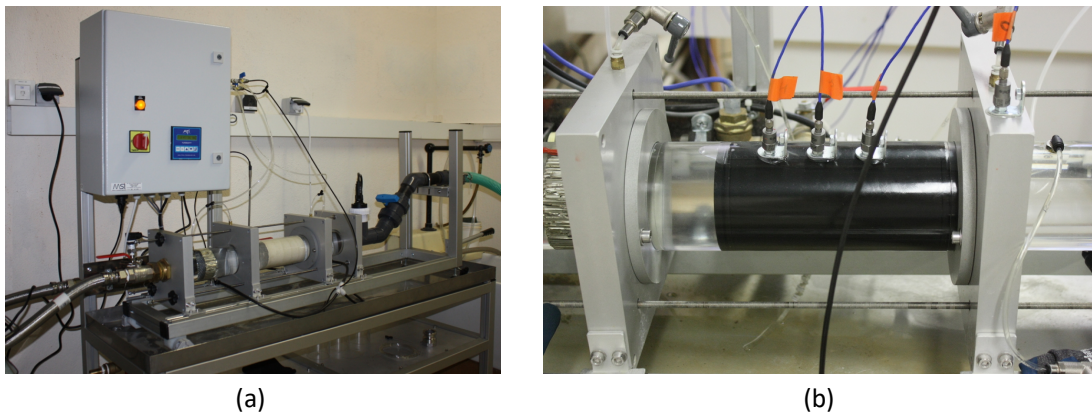


Figure 2. The HET device (a) and the Ertalon specimen with the three accelerometers on the black Ertalon cylinder, and the accelerometer on the sample holder (b). The flow goes from left to right.

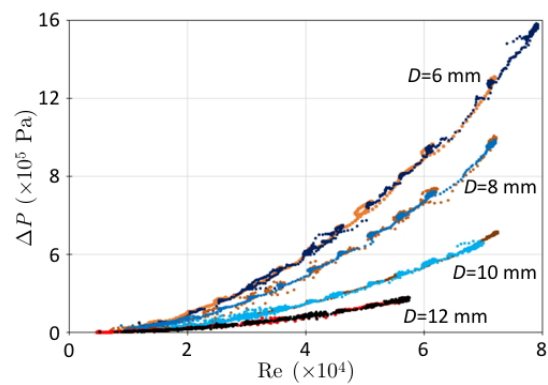


Figure 3. Total pressure difference ΔP as a function of Reynolds number for the eight flow tests (two tests per diameter)

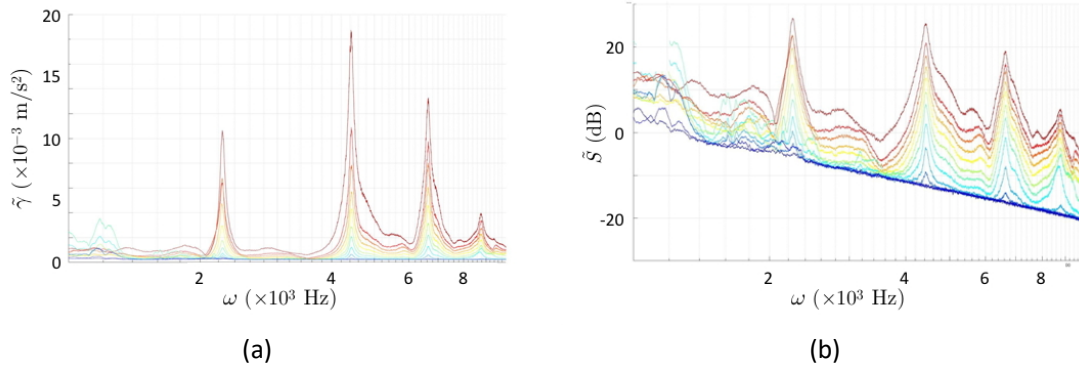


Figure 4. Acceleration $\tilde{\gamma}$ measured on accelerometer A_1 (a) and PSD of acoustic pressure \tilde{S}_1 . Each curve corresponds to a flow rate.

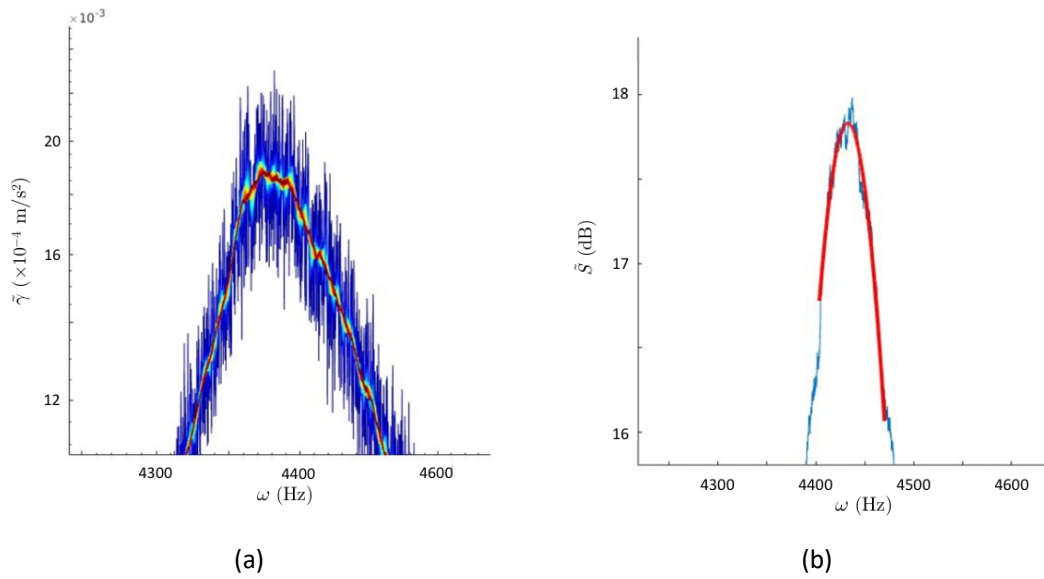


Figure 5. Example of smoothing of a resonance peak (a) and adjustment by Lorentzian function (b).

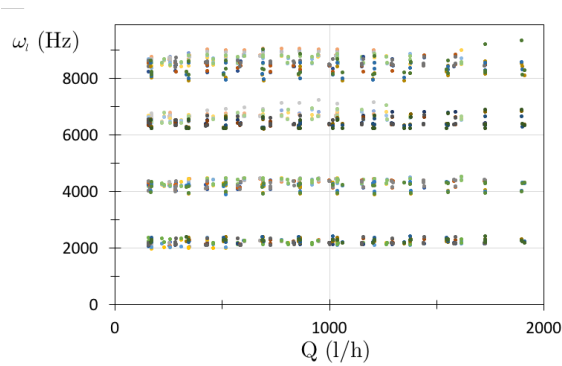


Figure 6. Resonance frequencies ω_l as a function of flow rate Q for accelerometers A_1 , A_2 and A_3 .

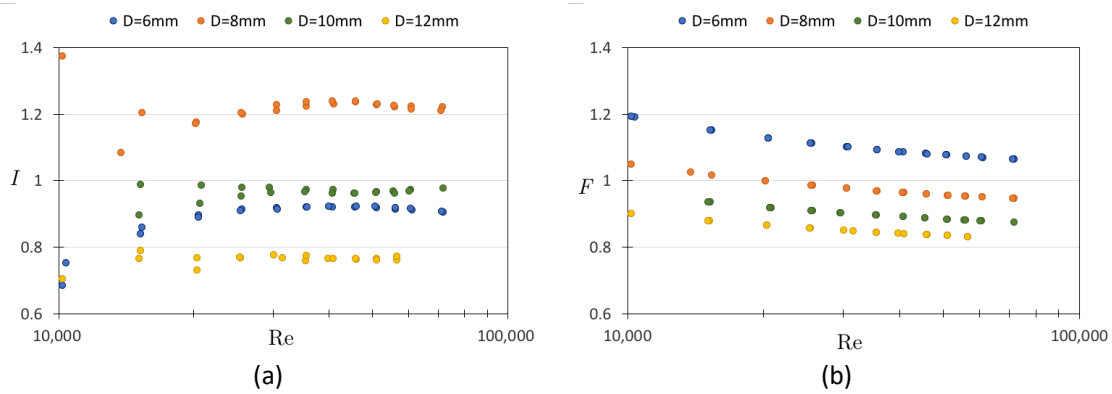


Figure 7. Number I (a) and number F (b) as a function of Reynolds number for the eight flow tests (two tests per diameter)

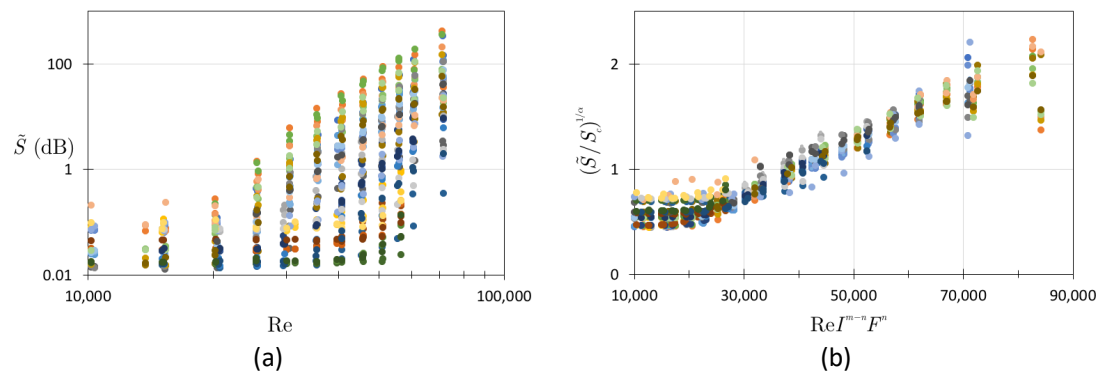


Figure 8. PSD of acoustic pressure \tilde{S} versus Reynolds number (a) and corrected Reynolds number (b) for the 8 flow tests (2 tests per diameter), for the 3 accelerometers and the 4 resonance frequencies

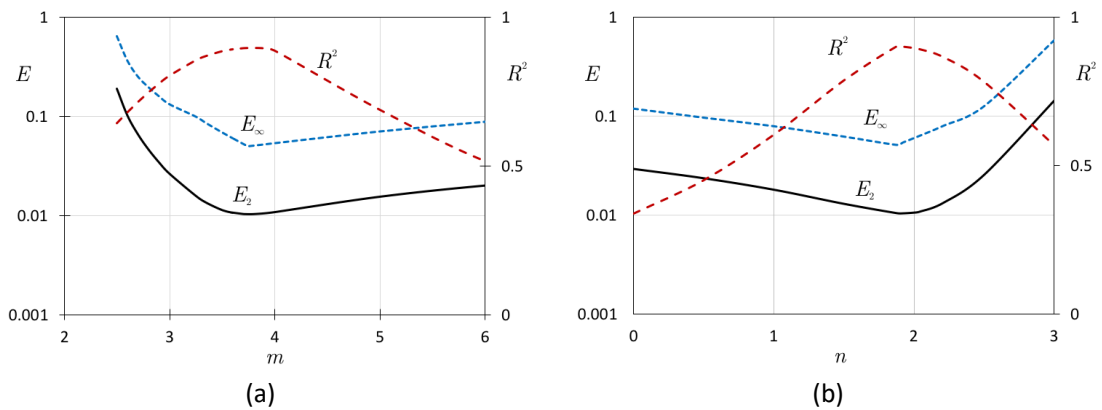


Figure 9. Influence of the parameters m ($n=2.10$) (a) and n ($m=3.5$) (b) for the PSD $\tilde{S}_k(\omega_l)$ on errors E_2 and E_∞ and on the coefficient of determination R^2

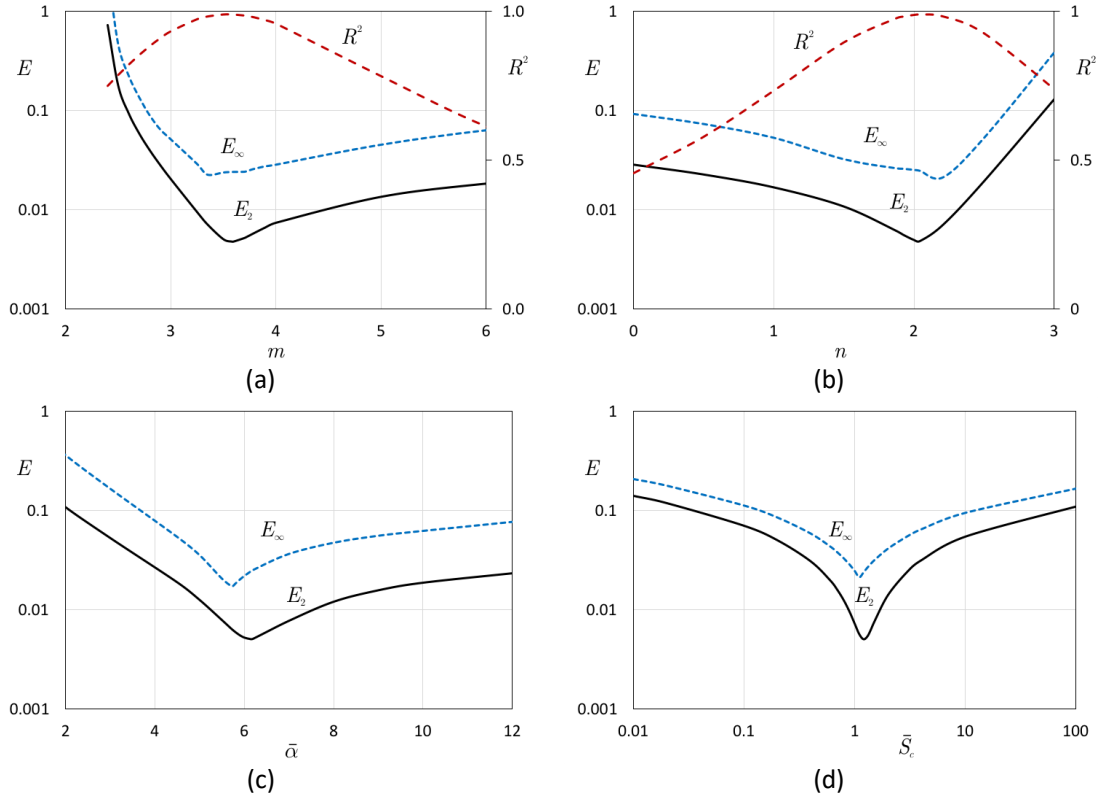


Figure 10. Influence of the parameters m (a), n (b), $\bar{\alpha}$ (c) and \bar{S}_c (d) for the mean PSD \bar{S} on errors E_2 and E_∞ and on the coefficient of determination R^2 , around optimal values for E_∞

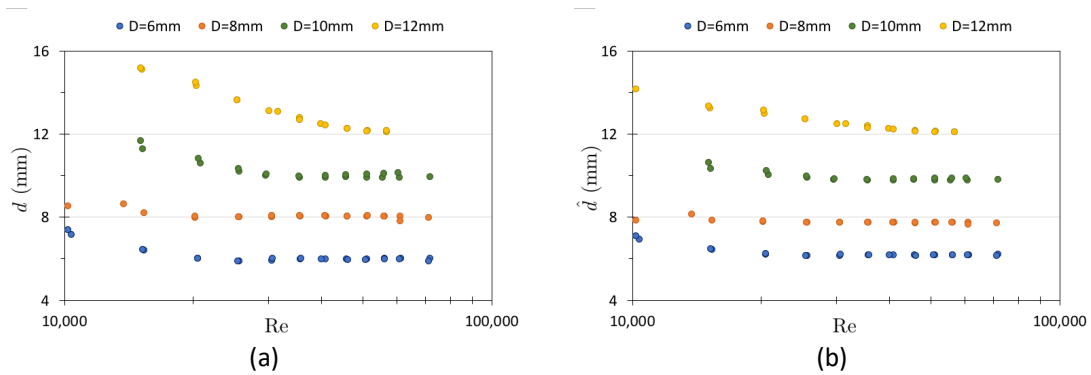


Figure 11. Estimation of diameter as a function of Reynolds number for the 8 flow tests (2 tests per diameter), for the mean PSD \bar{S} Eq. (26). Diameter d Eq. (11) with the 4-parameter model (a), diameter \hat{d} Eq. (22) with the 3-parameter model (b).

Estimation of the diameter of soil pipe excited by a turbulent internal flow through analysis of vibroacoustic measurements

Charline Jeanniot¹, Naim Chaouch¹, Sylvie Nicaise¹, Faustine Byron¹, Pierre-Olivier Mattéi², Fabien Anselmet³ and Stéphane Bonelli¹

¹ INRAE and Aix-Marseille Univ., RECOVER, Aix-en-Provence, France.

² Aix-Marseille Univ., CNRS, Centrale Marseille, LMA, Marseille, France

³ Aix-Marseille Univ., CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, Marseille, France

Abstract

This paper concerns the estimation of the diameter of a pipe located in a soil and subjected to a turbulent flow of water, based on vibroacoustic measurements made during the flow. This question concerns situations where the diameter of the pipe is unknown and inaccessible to direct measurement. This is notably the case of the Hole Erosion Test, a laboratory apparatus used to quantify the internal erosion resistance of soils in geomechanics. An experimental campaign was carried out on this apparatus with several soil samples allowing to carry out turbulent flows in ducts of four different diameters and vibroacoustic measurements with three accelerometers. Four resonance frequencies are considered. A correlation between the power spectral density (PSD) of sound pressure, hydraulic measurements (flow, pressure drop), and pipe diameter, is proposed. The result is an equation for estimating the diameter from hydraulic and vibroacoustic measurements. This equation, particularly useful when the friction coefficient and the wall roughness are not known, allows an estimation of the diameter with an accuracy of 5%.

Keywords

Turbulent flow, soil pipe, vibroacoustic response, laboratory test, Hole Erosion Test

1. Introduction

This paper concerns the estimation of the diameter of a pipe located in a soil and subjected to a turbulent flow of water, based on vibroacoustic measurements made during the flow. This question concerns situations where the diameter of the pipe is unknown and inaccessible to direct measurement. An example of such a situation is a hydraulic structure (dam, dike) in which a localized flow connects upstream and downstream in a pipe located in the soil (Bonelli, 2013). When this conduit is the result of a natural process (burrows of animals for example), the diameter is unknown. Laboratory tests for the study of the internal erosion of soils subjected to turbulent water flow are also concerned. The Hole Erosion Test (HET) is the most widely used test for this (Benahmed et Bonelli, 2011; Bonelli, 2012; Bonelli 2013). The principle is to create a turbulent flow of water in an existing conduit in a soil sample. This flow causes soil erosion, an increase in the diameter of the pipe, and a change in the wall roughness. There is currently no technique for measuring the pipe diameter during the test. The diameter is then estimated by an a posteriori hydraulic model (Bonelli, 2008), or by correlation with the eroded mass measurement during the test (Bonelli, 2012).

Vibroacoustic measurements, using accelerometers or hydrophones, have been used for a long time on pipes, especially to detect leaks or flow anomalies (El-Zahab et al., 2018, Kassab et al, 2019). The objective of this work is different. Indeed, it does not concern a thin-walled pipe, but a pipe in a soil. The pipe walls are therefore the soil itself, of unknown roughness. On the other hand, we are not interested in an anomaly, but in the diameter, also unknown. The work of Lu and Wilson (2011) was carried out with equipment similar to the HET during the soil erosion process, but they do not propose an equation linking vibroacoustic and hydraulic measurements. It is such an equation that is sought here, but in a simpler case, i.e. without soil erosion. Two difficulties have to be considered. The first difficulty concerns the HET apparatus: the specimens are not long enough to be able to consider that the flow is uniform. The second difficulty is that the roughness and the law of friction are not known (Bonelli, 2013). Roughness has an important influence on the wall pressure frequency spectrum (Evans et al., 2013).

The basic hypothesis concerning the coupling between hydraulics and vibroacoustics is the following: the flow velocity has an influence on the amplitude of the signal, but has no influence on the frequency content, in particular on the value of the resonance frequencies, when the Mach number is small (Gao et Liu, 2017). The first possibility is to develop a model describing the vibroacoustic response of the system. Work has already been done to develop such a model for thin-walled pipes and ducts (Anselmet et Mattei, 2016; David et al., 2018; Durant et al., 2000; Gao et Liu, 2017; Mattei et Filippi, 1999). The case of a conduit consisting of a hole in a soil has, to our knowledge, not yet been modelled

in this way. This is not the approach taken in this work. In particular, analysis in relation to the Chase model as a function of Strouhal number, as is often done in this field (Bonness et al. 2010; Clinch 1969), is outside the scope of this paper, and deferred to further research. A second possibility is to carry out laboratory tests, and to analyze the correlations between the hydraulic quantities and the vibroacoustics in order to deduce an equation allowing to calculate the diameter. This is the path that has been chosen in this work.

The paper is organized as follows: the first paragraph explains the laboratory tests, the second paragraph describes the treatment of the hydraulic and vibroacoustic measurements, the equations of the hydraulic model are the subject of the third paragraph, the fourth paragraph proposes a correlation between hydraulic quantities and vibroacoustic quantities, as well as an equation to estimate the diameter of the pipe, the results obtained are analyzed in the last paragraph

2. Description of laboratory tests

The tests consist in creating a turbulent flow in a pipe of length L and diameter D , hollowed out in the center of a soil cylinder. The inlet condition of the pipe is that of a contraction of the flow, which occurs through a cylinder of diameter $D_{in} > D$. The outlet condition is that of an expansion of the flow, which exits the pipe in a cylinder of diameter $D_{out} > D$. The flow rate Q and the total pressure drop ΔP are measured with an acquisition frequency of 1 Hz. An accelerometer is placed on the sample holder to quantify the noise. Three accelerometers, A_1 , A_2 and A_3 , are positioned on the Plexiglas cylinder that contains the soil sample, in order to measure radial vibrations during flow (Figure 1). The experimental set-up is illustrated Figure 2(a). The values of the material characteristics are given in Table 1.

The soil is silt, 0/4 mm in size, containing 77% to 88% fines (% < 80 μm) and 10% to 13% clay (% < 2 μm). In order to avoid erosion caused by the turbulent flow, this soil has been treated with 2% lime, which significantly improves its resistance to erosion (Nerinx et al., 2018). The soil specimen is prepared according to a conventional procedure in soil mechanics, in order to obtain a homogeneous specimen in density and water content (Benahmed et Bonelli, 2011; Bonelli, 2012; Bonelli 2013).

Several successive stages of flow rates are carried out, allowing the acquisition of measurements with accelerometers, for a duration of $\Delta t=120$ s with an acquisition frequency of 51.2 kHz. Vibration measurements are performed using 4 mono axial PCB Piezotronics accelerometers series 352C34 having a sensitivity of 100 mV/g and covering a frequency range from 0.5 to 10,000 Hz. Due to their low weight (5.8 g) and small size (11 mm by 22 mm) the accelerometers can be positioned to the test device. A nut acting as an adhesive base is glued with super glue to the Plexiglas test device. The sensing element of the ceramic accelerometer is then screwed into the nut. This technique has the advantage of not damaging the test device nor the accelerometer by facilitating its removal. Each

accelerometer is connected to a signal conditioner via a low-noise BNC-BNC coaxial cable. The digitisation of the signals is carried out by a NI USB 4432 digital signal conditioner with 24-bit resolution and allows synchronous measurements of the 4 channels up to 102kHz per channel.

The water supply does not come from a pump, but from the water network, in order to limit noise. The inlet pressure is 200 kPa. The test program is based on four diameters D (4, 5, 8 and 10 mm). To check repeatability, the series of tests were carried out thrice - except for the 5 mm diameter, which has been repeated six times - with disassembly and reassembly of the specimen. The variation range of the flow rate of the equipment is 0 - 2000 l/h. The flows characteristics are given in Table 2. The total pressure drop varies over two orders of magnitude, between 1.2 and 156 kPa. The Reynolds number based on the diameter D varies by one order of magnitude from 6188 to 80338, as does the bulk velocity from 0.62 to 12.8 m/s. The Mach number is therefore small enough ($Ma \approx 0.1$) that there is no vibration feedback from the specimen induced by the turbulent flow on the flow itself. Figure 5 shows the total pressure difference as a function of Reynolds number for the eight tests performed.

From a series of laboratory tests for N_D known diameters, and N_ω accelerometers, the set of measures obtained is :

- N_i hydraulic conditions $\{Q_j(t, D_i), \Delta P_j(t, D_i)\}_{j=1, \dots, N_i}$ for each diameter i over a period of time $[0, \Delta t]$, measured with an acquisition frequency of 1 Hz ($\Delta t = 120$ s);
- N_i accelerometric measurements $\{\gamma_{ij}(t, A_k)\}_{j=1, \dots, N_i}$ for each diameter i and each accelerometer k over a period of time $[0, \Delta t]$, with an acquisition frequency of 51.2 kHz ($\Delta t = 120$ s);

Knowing that each test was carried out several times (repeatability tests), this test program leads finally to 504 time series $\gamma(t)$ to process.

3. Method of processing measurements

3.1. Method of hydraulic measurement averaging on the time interval Δt

For a fixed diameter i , at each hydraulic stage j , the flow rate and pressure drop are constant for a period of time Δt , where $\Delta t = 120$ s is the duration of the measurement step. In fact, the values are a little bit fluctuating during this period of time. For simplicity, only the average value will be used afterwards

$$Q_j(D_i) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_j}^{t_j + \Delta t} Q(t', D_i) dt' \quad , \quad \Delta P_j(D_i) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_j}^{t_j + \Delta t} \Delta P(t', D_i) dt' \quad (1)$$

This assumes that fluctuations in flow rate and pressure drop are not correlated with vibroacoustic measurements. This hypothesis is debatable, but its questioning is not studied in this work.

3.2. Method of processing vibroacoustic measurements

The analysis of the measurements of the accelerometer positioned on the sample holder indicates low frequencies for noise, below 1 kHz. Analysis of the system indicates that the first resonant frequency is of the order of 300 Hz. In order to avoid noisy measurements, the first resonance frequency ω_1 considered is of the order of 1200 Hz. We then look for the other three study frequencies ($\omega_2, \omega_3, \omega_4$) around 2400, 3600 and 4800 Hz, respectively. The analysis will therefore be restricted to the interval 1 kHz-10 kHz. The 504 time series $\gamma(t)$ are treated as follows:

- Interval bandpass filtering [1 kHz-10 kHz];
- Fourier transform calculation $\tilde{\gamma}(\omega)$;
- Calculation of acoustic pressure $p(t)$ function of the soil density and the speed of sound in the soil (Table 1)

$$p(t) = \rho_s c_s \int_0^t \gamma(t') dt' \quad (2)$$

- Fourier transform calculation $\tilde{p}(\omega)$;
- Smoothing of $\tilde{p}(\omega)$ per 1,000-point moving average;
- Calculation of the power spectral density of acoustic pressure $\tilde{S}(\omega)$ (PSD);
- Adjustment of $\tilde{S}(\omega)$ by Lorentzian function on the four resonant frequencies.

Examples of Fourier transform $\tilde{\gamma}(\omega)$ and acoustic pressure power spectral density $\tilde{S}(\omega)$ are given in Figure 3. These figures illustrate two aspects of the coupling between hydraulics and vibroacoustics: i) the flow has an influence on the amplitude of the peaks corresponding to the resonance frequencies, ii) the flow has no influence on the values of the resonance frequencies. An example of smoothing and adjustment of a resonance peak by Lorentzian function is shown in Figure 4.

3.2. Method of measurement averaging over number of repeatability tests

For a fixed diameter, each test was repeated R times, with a sequence of Reynolds number increases common to all tests. The analysis focused on the geometric mean of each test series, calculated as follows

$$Q = \left(\prod_{r=1, \dots, R} Q_r \right)^{1/R}, \quad \Delta P = \left(\prod_{r=1, \dots, R} \Delta P_r \right)^{1/R}, \quad \tilde{S} = \left(\prod_{r=1, \dots, R} \tilde{S}_r \right)^{1/R} \quad (3)$$

3.2. Summary of quantities to be analysed

An initial analysis of the results leads to the following remarks:

- The flow rate has no influence on the value of the resonance frequencies; this can be seen in Figure 6 where the four resonance frequencies are plotted as a function of Reynolds number; the mean values of the four resonant frequencies studied are shown in Table 3;

- Analysis of the frequencies identified on the peaks by Lorentzian function shows a slight increase in the frequencies obtained when the imposed flow increases; this increase is not due to the Mach number, which would cause a decrease in its frequency; we attribute this increase to the fact that the soil is initially unsaturated (it contains water and air); as the test progresses, water seeps into the soil at the walls of the pipe, causing the crown of soil around the pipe walls to contain more water; for simplicity, we do not take this phenomenon into account and worked with the average of the frequencies identified during a test; this choice is debatable and should be questioned by further research;
- The influence of the diameter on the values of \tilde{S} is visible for all measurements; overall, an increase in diameter causes a decrease in the value of \tilde{S} for the same Reynolds number (Figure 7) ; however, this is not true for some measurement series, as shown in Figure 7; this inconsistency is probably due to experimental difficulties, mainly due to changes in the moisture content of soil samples during a test;
- The orders of magnitude of \tilde{S} for the four resonance frequencies ($\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$) obtained with the three accelerometers (A_1, A_2, A_3) and the three smallest diameters indicate sufficiently significant amplitudes to allow a correlation analysis with the hydraulic measurements; the variations are between 16 and 34 dB (Figure 8);
- For the largest diameter ($D=10$ mm), the variations in \tilde{S} due to hydraulic stresses are between 8 and 19 dB; these measurements are not be used for correlations; however, they are used to evaluate the results obtained.

3.2. Summary of quantities to be analysed

After the processing phase of the hydraulic and vibro-acoustic measurements, the data set is :

- N_i hydraulic conditions $\{Q_j(D_i), \Delta P_j(D_i)\}_{j=1, \dots, N_i}$ for each diameter i ;
- N_i PSD of acoustic pressure $\{\tilde{S}_{ij}(\omega_l, A_k)\}_{j=1, \dots, N_i}$ for each diameter i , each accelerometer k and each resonant frequency l .

In summary, correlations are carried out from 36 series, relating the hydraulic conditions (3 diameters) and 9 acoustic quantities corresponding to 3 accelerometers and 4 resonance frequencies. For the sake of simplification, this is considered implicit in the equations that involve sums on these series, and the values of parameters (N_D, N_A, N_ω) Table 1 are not updated.

4. Hydraulic model equations

We consider a turbulent flow, i.e. $Re > 2000$, where $Re = v_w^{-1} D v$ is the Reynolds number, v_w the kinematic viscosity of water, D the pipe diameter, and v the bulk flow velocity defined by $v =$

$4Q(\pi D^2)^{-1}$ where Q is the volume flow rate of the flow. The equations describing the pipe flow have been developed and validated on the equipment used herein (Bonelli, 2013, Mercier et al., 2015).

The turbulent flow becomes fully developed and uniform after an inlet length L_e which is of the order of $L_e \approx \xi D Re^{1/4}$ with $\xi=0.6$ to 0.8 (Anselmet et al., 2009). The outlet length is negligible for turbulent flow. Assuming the pipe is long enough so that the inlet length L_e is small ($L_e \ll L$), then the length of the uniform flow is L , and the two basic equations are the equation of motion for stationary flow and the law of phenomenological turbulent flow behaviour

$$\frac{D \Delta P_L}{4L} - \tau = 0 \quad , \quad \tau = \frac{\lambda}{8} \rho_w v^2 \quad (4)$$

where ΔP_L is the pressure drop over the length of the uniform flow L , τ is the wall shear stress, ρ_w is the water density, and λ is the Darcy-Weisbach friction coefficient.

The pressure drop ΔP_L over the length of the uniform flow is a function of the total pressure drop ΔP (outside of the pipe) via the phenomenological relation

$$\Delta P_L = \Delta P - \frac{1}{2} k \rho_w v^2 \quad , \quad k = k_{in} + k_{out} \quad (5)$$

where k_{in} and k_{out} are the inlet (contraction) and outlet (expansion) singular pressure drop coefficients, respectively.

There are many phenomenological formulas for λ , k_{in} and k_{out} resulting from laboratory experiments. We have retained for λ the Haaland correlation (1983)

$$\lambda = \left[-1.8 \log_{10} \left(\frac{6.9}{Re} + \left(\frac{\varepsilon}{3.7D} \right)^{1.11} \right) \right]^{-2} \quad (6)$$

where ε is the surface roughness of the pipe wall, and the following correlations for k_{in} and k_{out}

$$k_{in} = [1 - \mu^{-1}]^2 \quad , \quad \mu = 0.63 + 0.37 \left(\frac{D}{D_{in}} \right)^3 \quad (7)$$

$$k_{out} = \left[1 - \left(\frac{D}{D_{out}} \right)^2 \right]^2 \quad (8)$$

where D_{in} and D_{out} are the diameters of the infeed and outfeed cylinders ($D_{in}, D_{out} > D$).

This results in the following relationship between overall pressure drop and flow rate

$$\frac{\Delta P}{\rho_w v^2} = F \quad (9)$$

$$F(Re, D) = \frac{1}{2} \left(k(D) + \frac{L}{D} \lambda(Re, D) \right) \quad (10)$$

When the friction coefficient is assumed to be known, and the inlet length is small as compared to the pipe length ($L^{-1}L_e \ll O(1)$), the diameter can be estimated from hydraulic measurements ($Q, \Delta P$) by the implicit relation in D Eqs. (9) and (10). If the pipe length is of the same order of magnitude as the inlet length ($L^{-1}L_e = O(1)$), then the previous equations are not usable. However, we can still introduce a dimensionless number, called inertial number, defined as follows

$$I = \frac{\Delta P}{\rho_w v^2} \quad (11)$$

When the flow is uniform, then $I = F$. On the other hand, the condition $I = F$ is not sufficient for the flow to be uniform, it is necessary that $L_e \ll L$. Furthermore, for a non-uniform flow, there is no relationship between I and F , due to the complexity of the flow profiles over the inlet length and the phenomenological nature of Eqs. (6), (7) and (8) which have been established for uniform flows. None of the flows studied here is uniform : $L^{-1}L_e$ ranges between 0.16 and 0.56 (Table 2). This is confirmed by the obtained values of I and F , plotted in Figure 5 as a function of Reynolds number. The objective of interpreting the acoustic measurements is to have an estimate of the diameter D in this case.

5. Correlations between acoustic and hydraulic measurements

5.1. Master curve fitting 4-parameter model

On each flow test carried out for a diameter D_i , for a fixed accelerometer k and resonance frequency ω_l , the analysis of the results in Figure 7 shows a linear relationship between $\log(\tilde{S})$ and $\log(\text{Re}/\text{Re}_c)$ where Re_c is any reference Reynolds number. A fine analysis of this relationship shows two things: i) the slope depends little on the diameter, ii) the constant of this linear relationship, which is the value of \tilde{S} corresponding to $\text{Re} = \text{Re}_c$, decreases with the diameter. The correlation is even better by taking into account the inertial number, which reflects friction. The following relationship is proposed between acoustic and hydraulic measurements

$$\tilde{S} = S_c \left[\frac{\text{Re}}{\text{Re}_c} \left(\frac{I}{I_c} \right)^{-m} \left(\frac{D}{D_c} \right)^{-n} \right]^\alpha \quad (12)$$

where \tilde{S} is the power spectral density (PSD) model of acoustic pressure, and (m, n, α, S_c) are four global adjustment positive parameters. These parameters are a priori function of the relative position of the accelerometer k , and the resonance frequency ω_l . In Eq. (12), I_c is a reference inertial number, D_c is a reference diameter number, and Re_c is a reference Reynolds number.

This relationship, which is original, is phenomenological and not physically grounded. The parameter m is the mean value of the coefficient of influence of friction I on \tilde{S} . The parameter n is the mean value of the coefficient of influence of the diameter D on \tilde{S} . The two parameters (α, S_c) make physical significance. The parameter α is the mean value of the coefficient of influence of Re on \tilde{S} , which means

that \tilde{s} scales with Re^α . The parameter S_c , which has the dimension of a PSD of acoustic pressure, is the mean value of \tilde{s} for a Reynolds number equal to $\text{Re}_c(I/I_c)^m(D/D_c)^n = O(\text{Re}_c)$. These parameters depends a priori on the relative position of the accelerometer k , and the resonance frequency ω_l .

The Reynolds and inertial numbers can be written as a function of pressure drop, flow rate and diameter as follows:

$$\text{Re} = \nu_w^{-1} \left(\frac{4Q}{\pi} \right) D^{-1} \quad , \quad I = \left(\frac{\Delta P}{\rho_w} \right) \left(\frac{4Q}{\pi} \right)^{-2} D^4 \quad (13)$$

The model can therefore be written as

$$\tilde{s}_{ij}(\beta) = f_S[\beta, D_i, \Delta P_j(D_i), Q_j(D_i)] \quad (14)$$

$$\beta = (m, n, \alpha, S_c) \quad (15)$$

where f_S is given by Eqs. (12), (13) and (15). This results in the following 4-parameter model that provides an estimate d_i of the diameter D_i

$$d_{ij}(\beta, A_k, \omega_l) = f_D[\beta, \tilde{S}_{ij}(A_k, \omega_l), \Delta P_j(D_i), Q_j(D_i)] \quad (16)$$

where

$$f_D(\beta, \tilde{S}, \Delta P, Q) = \left[I_c^{-m} D_c^{-n} (\nu_w \text{Re}_c) \left(\frac{\tilde{S}}{S_c} \right)^{1/\alpha} \left(\frac{\Delta P}{\rho_w} \right)^m \left(\frac{4Q}{\pi} \right)^{-2m-1} \right]^{-1/[4m+n+1]} \quad (17)$$

5.2. Method of calculating parameters

The value of the numerical scaling parameters Re_c , I_c and D_c are chosen equal to the geometric mean of Re_{ij} , I_{ij} and D_i . These values have no influence on the parameter setting, except for the parameter S_c , determined except for one constant, which is classic for an exponential law.

Considering a series of measurements carried out on tests with pipes of different diameters $\{D_i\}_{i=1, \dots, N_D}$, an accelerometer k and a resonance frequency l , the parameters β_{kl} are calculated, by linear regression on this series of measurements as follows

$$\beta_{kl} = \arg \max_{\beta} R^2(\beta, A_k, \omega_l) \quad (18)$$

$$R^2(\beta, A_k, \omega_l) = \text{Cor}^2[\mathbf{X}(\beta), \mathbf{Y}(A_k, \omega_l)] \quad (19)$$

where $\text{Cor}(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$ is the correlation coefficient between the series \mathbf{X} and \mathbf{Y} defined as follows

$$\mathbf{X}(\beta) = \left\{ \log \tilde{s}_{ij}(\beta) \right\}_{\substack{i=1, \dots, N_D \\ j=1, \dots, N_l}} \quad , \quad \mathbf{Y}(A_k, \omega_l) = \left\{ \log \tilde{S}_{ij}(A_k, \omega_l) \right\}_{\substack{i=1, \dots, N_D \\ j=1, \dots, N_l}} \quad (20)$$

In order to evaluate the relevance of the Eq (16) correlation, two relative errors of the diameter estimate, the quadratic error E_2 and the maximum error E_∞ , are calculated

$$(E_2)_{kl} = \sqrt{\frac{1}{N_D} \sum_{i=1, \dots, N_D} \sum_{j=1, \dots, N_i} [D_i^{-1} d_{ij}(\beta_{kl}, A_k, \omega_l) - 1]^2} \quad , \quad (E_\infty)_{kl} = \max_{\substack{i=1, \dots, N_D \\ j=1, \dots, N_i}} |D_i^{-1} d_{ij}(\beta_{kl}, A_k, \omega_l) - 1| \quad (21)$$

The average values of the parameters are calculated as follows

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{N_D N_\omega} \sum_{\substack{k=1, N_A \\ l=1, N_\omega}} \alpha_k^l \quad , \quad \bar{S}_c = \left(\prod_{\substack{k=1, N_A \\ l=1, N_\omega}} (S_c)_k^l \right)^{1/N_D N_\omega} \quad , \quad \bar{m} = \frac{1}{\bar{\alpha}} \sum_{\substack{k=1, N_A \\ l=1, N_\omega}} \alpha_{kl} m_{kl} \quad , \quad \bar{n} = \frac{1}{\bar{\alpha}} \sum_{\substack{k=1, N_A \\ l=1, N_\omega}} \alpha_{kl} n_{kl} \quad (22)$$

5.3. Mean power spectral density of acoustic pressure

In order to integrate all measures and reduce the impact of abnormal measures, a mean power spectral density of acoustic pressure is introduced. It is defined as the geometric mean over accelerometers and resonance frequencies

$$\bar{S}_{ij} = \left(\prod_{\substack{k=1, N_A \\ l=1, N_\omega}} \tilde{S}_{ij}(A_k, \omega_l) \right)^{1/N_D N_\omega} \quad (23)$$

The correlation is of the same type as before, Eq. (14). The parameters are calculated by linear regression. This results in the following 4-parameter model that provides an estimate d_i of the diameter D_i

$$d_{ij}(\beta) = f_D[\beta, \bar{S}_{ij}, \Delta P_j(D_i), Q_j(D_i)] \quad (24)$$

If each $\tilde{S}_{ij}(A_k, \omega_l)$ follows the correlation Eq. (12), \bar{S}_{ij} can be approximated by the following correlation

$$\bar{s}_{ij}(\beta) = f_S[\bar{\beta}, D_i, \Delta P_j(D_i), Q_j(D_i)] \quad (25)$$

$$\bar{\beta} = (\bar{m}, \bar{n}, \bar{\alpha}, \bar{S}_c) \quad (26)$$

Therefore, it will be interesting to compare the mean values of the parameters Eq. (22) and the parameters obtained by linear regression on \bar{S} .

5.3. Sensitivity analysis

The sensitivity analysis in relation to the parameters is based on the equation obtained by deriving Eq. (16) as follows

$$\frac{\delta d}{d} = -\frac{1}{4m + n + 1} \left[\log\left(\frac{I}{I_c}\right) \delta m + \log\left(\frac{d}{D_c}\right) \delta n - \log\left(\frac{\bar{s}}{S_c}\right) \frac{\delta \alpha}{\alpha^2} - \frac{\delta S_c}{\alpha S_c} \right] \quad (27)$$

This results in the following inequality which provides an upper bound of the uncertainties in the diameter estimate due to the standard deviation $\sigma(\beta)$ of the coefficients β

$$\frac{|\delta d|}{d} \leq \frac{1}{4m + n + 1} \left[\log \left(\frac{I_{\max}}{I_{\min}} \right) \sigma(m) + \log \left(\frac{D_{\max}}{D_{\min}} \right) \sigma(n) + \frac{1}{\alpha} \left(\log \left(\frac{\tilde{S}_{\max}}{S_c} \right) \frac{\sigma(\alpha)}{\alpha} + \frac{\sigma(S_c)}{S_c} \right) \right] \quad (28)$$

provided that $I_{\min} \leq I_c \leq I_{\max}$ and $D_{\min} \leq D_c \leq D_{\max}$. The standard deviations $\sigma(\beta)$ of the coefficients β are calculated from the variance covariance matrix.

5. Analysis of the results obtained

The use of the correlation Eq. (12) and the estimation of the diameter d Eq. (16) from the twelve acoustic measurements is analysed. Table 4 contains the results. The coefficients of determination are all greater than 0.97. The diameter is estimated with a maximum relative error E_∞ between 7.8×10^{-3} and 3.1×10^{-2} . The quadratique relative error E_2 is between 3.0×10^{-3} and 1.1×10^{-2} . The ratio E_∞/E_2 range between 2.04 and 3.08, which shows that the error is uniform as can be seen in Figure 9. The upper bound of the uncertainties in the diameter estimate Eq. (28) is of the same order of magnitude as E_∞ : $(|\delta d|/d)_{\max}$ ranges between 1.1×10^{-2} and 3.1×10^{-2} .

The slope α of the relationship between $\log(\tilde{S})$ and $\log(\text{Re}/\text{Re}_c)$ are between 3.74 and 4.95, with an average of 4.37. This shows that the PSD of acoustic pressure scales with $v^{4.37}$ over the Reynolds number range explored. Fluctuations in α values around this average have no physical significance, as shown in Figure 10, and confirmed by the low value of $\sigma(\alpha)/\alpha$, wich ranges between 2.0×10^{-2} and 5.9×10^{-2} (Table 4). Curve-by-curve regression analysis shows that α depends on the diameter, but for simplicity, this dependence has not been taken into account. The values of the parameter S_c are between 5.7×10^{-5} and $4.9 \times 10^{-3} \text{ Pa}^2/\text{Hz}$. Figure 10 shows that S_c depends on the frequency ω and the relative position of the accelerometer. In particular, S_c decreases as ω increases. The parameter S_c is the mean value of the PSD for a Reynolds number equal to $\text{Re}_c(I/I_c)^m(D/D_c)^n$. Establishing a relationship between S_c and ω , i.e. between the PSD and ω , is a work that is beyond the scope of this paper.

The values of the parameter m , which reflects the influence of I , are between 0.60 and 3.36. This large variability seems to be related to the frequency ω and the relative position of the accelerometer, as shown in Figure 10, but these results do not show trends. This high variability more likely reflects the standard deviation $\sigma(m)$, which is between 0.16 and 0.43 (Table 4). One possible explanation is that the I values obtained from this test campaign are not discriminating enough, as shown in Figure 5. This is due to the fact that the flow is not uniform, the specimen being too short: the singular pressure drop k Eq. (5) of the "vena contracta" type dominates the linear pressure drop λ in Eq. (10).

The values of the parameter n , which reflects the influence of D , are between 0.11 and 1.03. This large variability are related to the frequency ω and the relative position of the accelerometer. This is confirmed by two observations: i) the low value of the standard deviation $\sigma(n)$ between 2.3×10^{-2} and 6.4×10^{-2} , ii) a good correlation with the S_c values.

The use of the correlation Eq. (25) and the estimation of the diameter d Eq. (24) from the mean PSD of acoustic pressure is analysed. Overall, the errors obtained are of the same order of magnitude as the average values obtained with the 12 acoustic measurements. On the other hand, if the values of the parameters β obtained are comparable to the average values $\bar{\beta}$, they are not equal. In particular, the value of the parameter m is different: 1.31 instead of 2.06. This is consistent with the high value of the standard deviation $\sigma(m)$, which is 0.18, and confirms the fact that the I values obtained from this test campaign are not discriminating enough. Figure 12(a) shows the PSD of acoustic pressure as a function of Reynolds number for measurements, and correlation Eq. (25). Figure 12(b) shows the dimensionless PSD of acoustic pressure $\bar{s}/\rho^2 v^3 D$ as a function of Strouhal number $\omega D/v$, for the measurements and the model. The correlation is less good, but the orders of magnitude are well retrieved by the model. These orders of magnitude are comparable to what is obtained for the wall pressure at the surface of a smooth-walled pipe containing turbulent water flow for a Strouhal number between 1 and 10 (Bonness et al. 2010; Clinch 1969). The correlations were established from the measurements made for the three smallest diameters ($D=4,5$ and 8 mm). In addition, it can be seen in Figure 11 that the results obtained with the model for the largest diameter ($D=10$ mm) correspond to the measurements. Given the phenomenological nature of the correlation Eq. (25), the result obtained is satisfactory and validates this correlation over the range of Reynolds numbers explored.

Figure 12 shows the estimation of diameter as a function of Reynolds number with the model fitted on the mean PSD of acoustic pressure. The relative errors were calculated on the flat parts of the curves, which correspond to the parts of the curves (Re, \bar{S}) on which the correlations were established (Figure 11). The accuracy achieved with the model for the largest diameter ($D=10$ mm) is of the same order of magnitude as for the other three diameters used for the correlation.

The results shown in Figures 11 and 12 validate the relevance of the mean DSP of acoustic pressure Eq. (23).

Conclusion

This paper concerns the estimation of the diameter of a pipe located in a soil and subjected to a turbulent flow of water, based on vibroacoustic measurements made during the flow. This question concerns situations where the diameter of the pipe is unknown and inaccessible to direct measurement. This is notably the case of the Hole Erosion Test, a laboratory apparatus used to quantify the internal erosion resistance of soils in geomechanics. The experimental campaign was carried out

on this apparatus with several soil specimens allowing to carry out turbulent flows in pipes of different diameters and vibroacoustic measurements with accelerometers. The soil is chosen so that there is no erosion caused by the flow, so that the diameter remains constant during the test. A correlation between the power spectral density (PSD) of acoustic pressure, hydraulic measurements (flow, pressure drop), and pipe diameter, is proposed. Given the phenomenological nature of this correlation, the results obtained validate this approach over the range of Reynolds numbers explored. It allows an estimation of the diameter of the pipe with an error of about 5%, without the roughness and friction law being known. The parameters of this correlation depend on the chosen resonance frequency and the relative position of the accelerometers. The introduction of an average PSD makes it possible to obtain parameters that incorporate this dependency, and makes adjustments simpler.

Further research remains to be done in several directions. This approach needs to be validated in the presence of soil erosion. A better understanding of the relationships between the parameters of the proposed equations and the material remains to be developed, as well as a methodology for setting these parameters. The relationship between the PSD measured at a distance from the pipe walls and the PSD obtained at the wall still needs to be better understood, especially to better understand the influence of diameter and roughness.

Acknowledgements

This work is supported through the Digue2020 project (Government-Region 2015-2020 plan contract) by the European Union, the Government, the Sud Region, the Department of Bouches-du-Rhône and LABEX OT-Med (Initiative d'Excellence d'Aix-Marseille Université - A*MIDEX).

References

- Anselmet F., Ternat F., Amielh M., Boiron O., Boyer P., Pietri L., Axial development of the mean flow in the entrance length region of turbulent pipe and duct flows, *C. R. Mecanique.*, vol. 337, 2009, p. 573-584.
- Anselmet, F., Mattei, P.-O., *Acoustics, Aeroacoustics and Vibrations*, Wiley-ISTE, 528 p., 2016.
- Benahmed N., Bonelli S. (2012) Investigating concentrated leak erosion behaviour of cohesive soils by performing Hole Erosion Tests, *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, Vol 16, N°1, pp. 43-58.
- Bonelli S., Brivois O., The scaling law in the hole erosion test with a constant pressure drop, *Int. J. Numer. Anal. Methods Geomech.*, Vol. 32, 2008, p. 1573-1595.
- Bonelli S. (edt), *Erosion of Geomaterials*, Wiley-ISTE , 371 p., 2012.
- Bonelli S. (edt), *Erosion in Geomechanics Applied to Dams and Levees*, Wiley-ISTE, 388 p., 2013.

- 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, *J. Sound Vib.*, Vol. 329, 2010, 4166–4180.
- Clinch J.M., Measurements of the wall pressure field at the surface of a smooth-walled pipe containing turbulent water flow, *J. Sound Vib.*, Vol. 9(3), 1969, 398-419.
- David A., Hugues F., Dauchez N., Emmanuel Perrey-Debain E., Vibrational response of a rectangular duct of finite length excited by a turbulent internal flow, *J. Sound Vib.*, Vol. 422 (2018) 146–160.
- Durant C., Robert G., Filippi P.J.T., Mattei P.O., Vibroacoustic response of a thin cylindrical shell excited by a turbulent internal flow: comparison between numerical prediction and experimentation, *J. Sound Vib.*, Vol. 229(5), 2000, 1115-1155.
- El-Zahab S., Abdelkader E.M., Zayed T., An accelerometer-based leak detection system, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 108, 2018, p. 276–291.
- Evans N.D., Capone D.E., Bonness W.K., Low-wavenumber turbulent boundary layer wall-pressure measurements from vibration data over smooth and rough surfaces in pipe flow, *J. Sound Vib.*, vol. 332, 2013, 3463–3473.
- Gao Y., Liu Y., Theoretical and experimental investigation into structural and fluid motions at low frequencies in water distribution pipes, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 90, 2017, p. 126–140.
- Haaland S.E., Simple and Explicit Formulas for the Friction Factor in Turbulent Flow, *Journal of Fluids Engineering*, vol. 105, n° 1, 1983, p. 89-90.
- Kassab S., Michel F., Maxit L., Water experiment for assessing vibroacoustic beamforming gain for acoustic leak detection in a sodium-heated steam generator, *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 134, 2019, 106332.
- Lu Z., Wilson G.V., Acoustic measurements of soil pipeflow and internal erosion. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, vol. 76, 2012, p. 853-866.
- Mattei P.O., Filippi P. J.T., Response of a Thin Cylindrical Shell Excited by a Turbulent Internal Flow, *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 61, 1999, p. 85–99.
- Mercier F., Golay F., Bonelli S., Anselmet F., Borghi R., Philippe P., Numerical modelling of concentrated leak erosion during Hole Erosion Tests, *Acta Geotechnica*, vol. 10, n° 3, 2015, p. 319-332.
- Nerincx N., Bonelli S., Herrier G., Tachker P., Puiatti D., Cornacchioli F., Nicaise S., Lesueur D. (2018), The DigueELITE project: lessons learned and impact on the design of levees with lime treated soils, *Hydropower and Dams*, vol. 25, issue 6.

Notations

ρ_s (kg/m ³)	: Density of wet soil
c_s (m/s)	: Sound velocity in soil
Q (m ³ /s)	: Volume flow rate
ΔP (Pa)	: Total pressure drop (between the inlet and outlet of the pipe)
ΔP_L (Pa)	: Pressure drop over the length of the uniform flow
D (m)	: Pipe diameter
v (m/s)	: Bulk flow velocity $v = 4Q(\pi D^2)^{-1}$
ρ_w (kg/m ³)	: Density of water
ν_w (m ² /s)	: Kinematic viscosity of water
Re	: Reynolds number of flow $Re = v_w^{-1} D v$
L_e (m)	: Inlet flow length
L (m)	: Pipe length
τ (Pa)	: Hydraulic shear stress on the pipe wall
λ	: Darcy-Weisbach friction coefficient
k_{in}	: Inlet singular pressure drop coefficient (contraction)
k_{out}	: Outlet singular pressure drop coefficient (expansion)
k	: Total singular pressure drop coefficient $k = k_{in} + k_{out}$
ε (m)	: Pipe surface roughness
D_{in} (m)	: Diameter of inlet cylinder
D_{out} (m)	: Diameter of outlet cylinder
F	: Total Pressure Loss Coefficient $F = \frac{1}{2}(k + L\lambda/D)$
I	: Inertial number of flow $I = \Delta P/\rho_w v^2$
γ (m/s ²)	: Vibro-acoustic acceleration
p (Pa)	: Acoustic pressure
\tilde{S} (Pa ² /Hz)	: PSD of acoustic pressure
\bar{S} (Pa ² /Hz)	: Mean PSD of acoustic pressure
N_D	: Nb. of diameters studied
N_i	: Nb. of hydraulic stages for diameter i
N_A	: Nb. of accelerometers
E_2	: Relative mean square error on diameter
E_∞	: Relative maximum error on diameter
R^2	: Determination coefficient

Table 1. Hardware parameter values

Parameters	Notation	Unit	Values
Density of dry soil		(kg/m ³)	1730
Density of wet soil	ρ_s	(kg/m ³)	1940
Soil initial gravimetric water content			17,1%
Sound velocity in the studied soil	c_s	(m/s)	140
Water density	ρ_w	(kg/m ³)	1000
Kinematic viscosity of water	ν_w	(m ² /s)	10 ⁻⁶
Pipe length	L	(m)	0.19
Pipe diameters	D	(m)	{4, 5, 8, 10} x 10 ⁻³
Diameter of inlet and outlet cylinders	D_{in}, D_{out}	(m)	0.08
Pipe surface roughness	ε	(m)	5 x 10 ⁻⁴
Accelerometer positions A_1, A_2, A_3	l_1, l_2, l_3	(m)	{44, 82, 120} x 10 ⁻³
Nb. of diameters studied	N_D		4
Nb. of hydraulic stages for diameter i	N_i		8 ≤ N_i ≤ 14
Nb. of accelerometers	N_A		3
Nb. of resonance frequencies analysed	N_ω		4

Table 2. Flow characteristics

Parameters	Notation	Unit	Values
Pipe volume flow rate	Q	(l/h)	165 — 1817
Total pressure drop	ΔP	(kPa)	1.2 — 156
Bulk flow velocity	v	(m/s)	0.62 — 12.8
Reynolds number of flow	Re		6188 — 80338
Inertial number of flow	I		0.84 — 3.07
Total pressure loss coefficient	F		0.94 — 2.99
Darcy-Weisbach friction coefficient	λ		9.0 x 10 ⁻³ — 1.46 x 10 ⁻²
Singular pressure drop coefficient	k		1.29 — 1.33
Inlet length/pipe length	$L^{-1}L_e$		0.16 — 0.56

Table 3. The four resonant frequencies studied. These values are obtained by geometric mean on repeatability tests and flow stages.

	$D=4$ mm	$D=5$ mm	$D=8$ mm	$D=10$ mm
ω_1 (Hz)	1135	1289	1307	1289
ω_2 (Hz)	2352	2626	2543	2438
ω_3 (Hz)	3701	3975	4414	3903
ω_4 (Hz)	4955	5502	6153	5501

Table 4. Fit of the 4-parameters model on the 12 acoustic set of data and on the mean PSD, coefficient of determination, relative error on diameter estimation, maximum upper bound of the uncertainties in the diameter estimate, optimal parameter (m, n, α, S_c), standard deviations σ of the parameters.

	12 acoustic set of data			Mean PSD
	Min	Max	Average	
R^2	0.97	0.99	0.98	0.99
E_2	3.0×10^{-3}	1.1×10^{-2}	6.7×10^{-3}	5.7×10^{-3}
E_∞	7.8×10^{-2}	3.1×10^{-2}	1.6×10^{-2}	1.7×10^{-2}
$(\delta d /d)_{max}$	1.1×10^{-2}	3.1×10^{-2}	2.0×10^{-2}	2.0×10^{-2}
m	0.60	3.36	2.06	1.31
n	0.11	1.03	0.51	0.67
α	3.74	4.95	4.37	4.15
S_c (Pa ² /Hz)	5.7×10^{-5}	4.9×10^{-3}	5.4×10^{-4}	7.4×10^{-4}
$\sigma(m)$	1.6×10^{-1}	4.3×10^{-1}	2.3×10^{-1}	1.8×10^{-1}
$\sigma(n)$	2.3×10^{-2}	6.4×10^{-2}	3.8×10^{-2}	3.2×10^{-2}
$\sigma(\alpha)/\alpha$	2.0×10^{-2}	5.9×10^{-2}	3.1×10^{-2}	2.0×10^{-2}
$\sigma(S_c)/S_c$	4.2×10^{-2}	9.3×10^{-2}	6.3×10^{-2}	4.2×10^{-2}

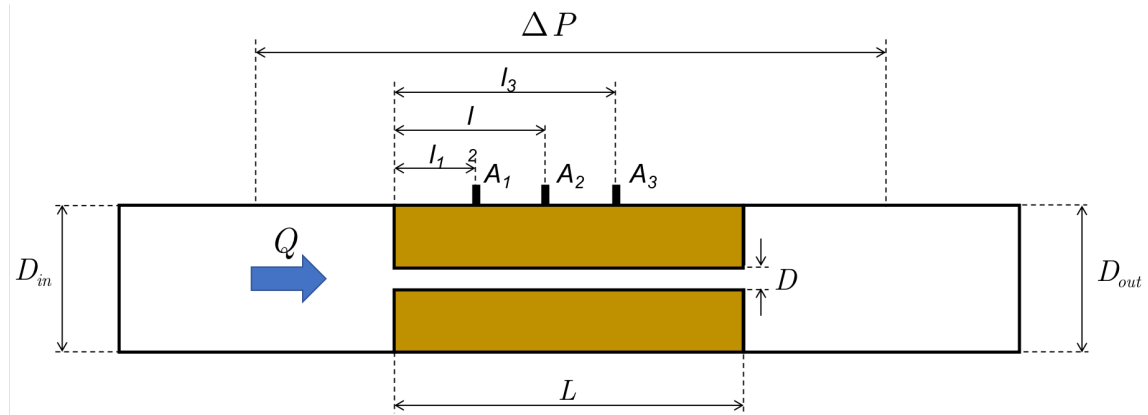
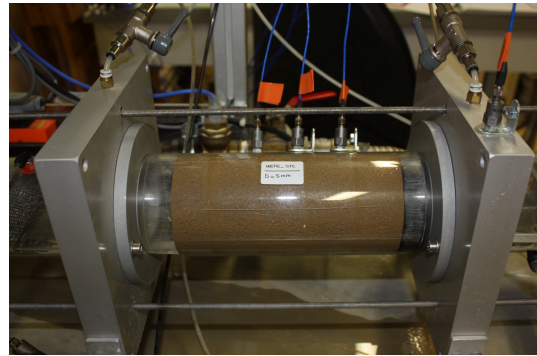


Figure 1. Schematic diagram and positioning of the accelerometers on the plexiglas cylinder containing the soil sample.



(a)



(b)

Figure 2. The HET device (a), the soil specimen with the three accelerometers on the plexiglas cylinder, and the accelerometer on the sample holder (b). The flow goes from left to right.

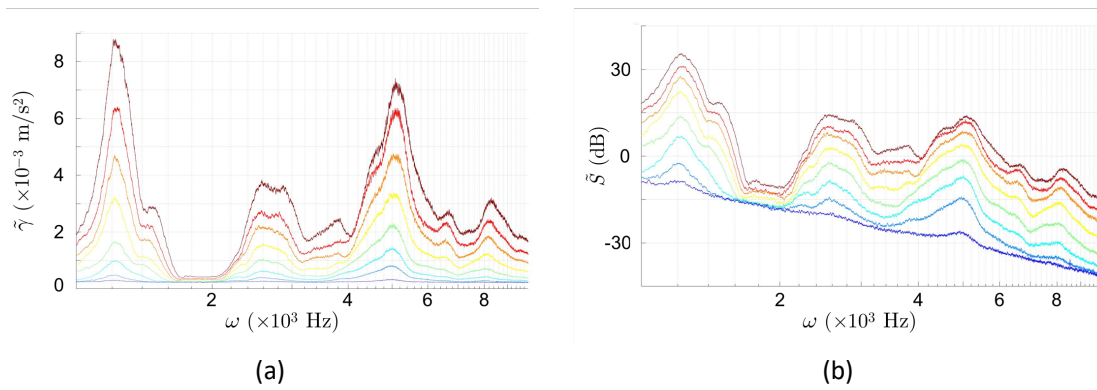


Figure 3. Acceleration $\tilde{\gamma}$ measured on accelerometer A_1 (a) and PSD of acoustic pressure \tilde{S} . Each curve corresponds to a flow rate ($D=5 \text{ mm}$).

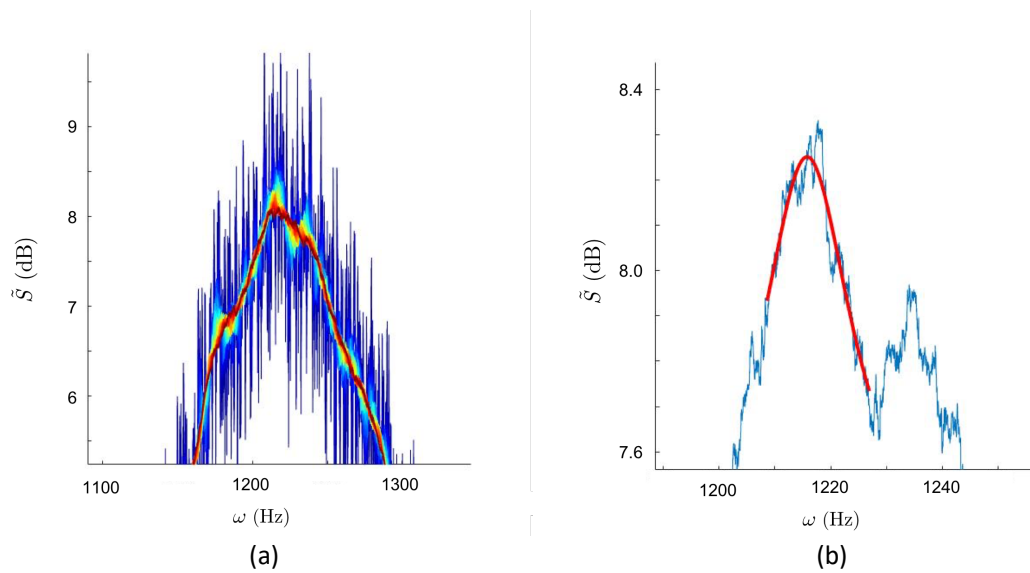


Figure 4. Example of smoothing of a resonance peak (a) and adjustment by Lorentzian function (b) on the PSD of acoustic pressure ($D=5 \text{ mm}$, accelerometer A_1).

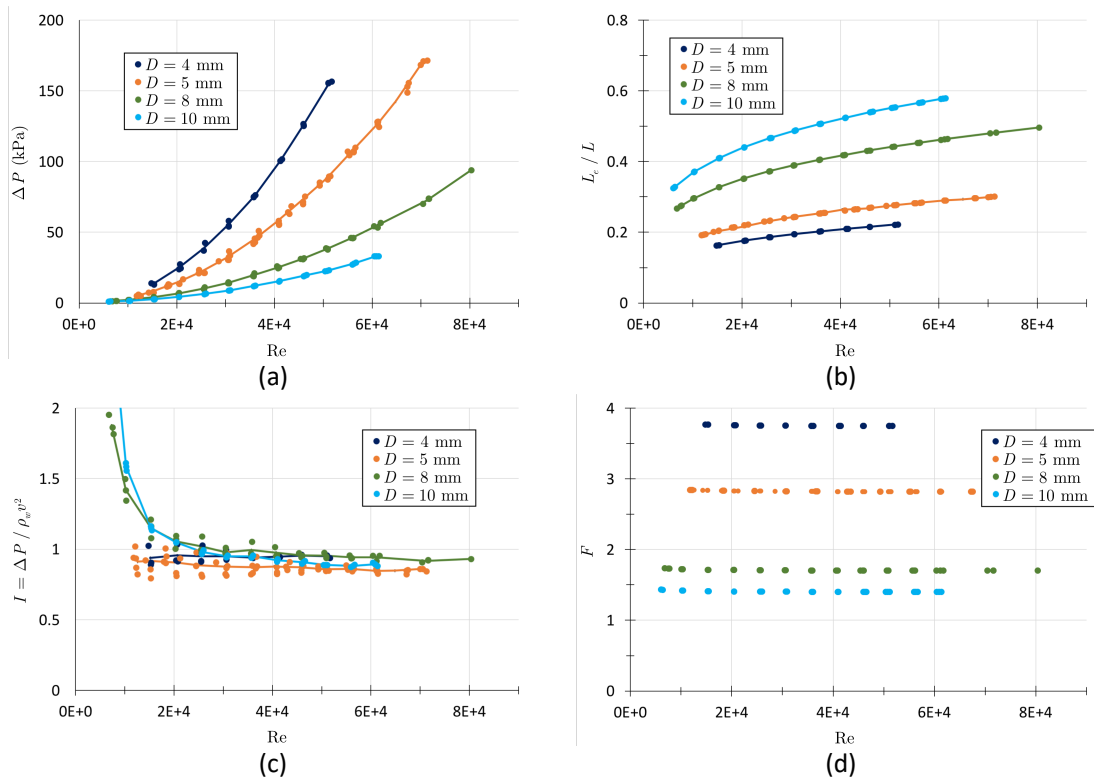


Figure 5. Total pressure drop ΔP , relative entry length L_e/L , inertial number I and friction number F as a function of Reynolds number for all flow tests.

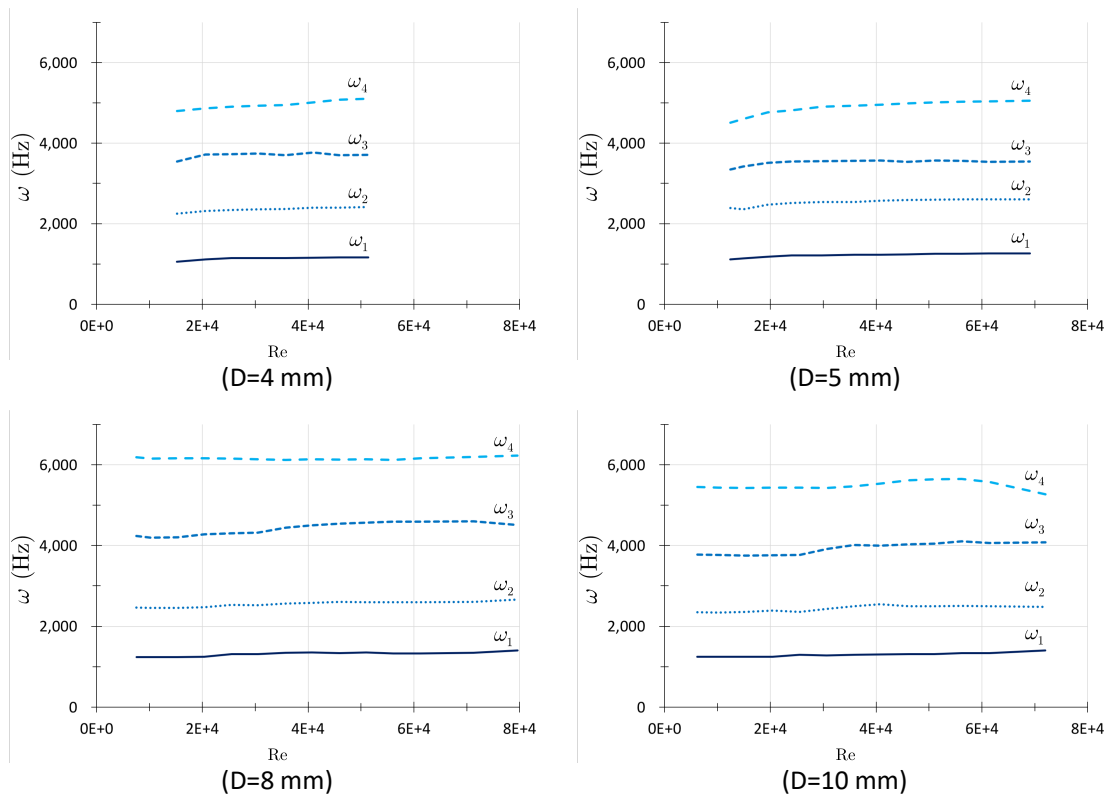


Figure 6. The four selected resonance frequencies as a function of Reynolds number for each diameter. To simplify, the plotted frequencies are the averages of the frequencies identified by Lorentzian function on the measurements of each accelerometer, which are close together.

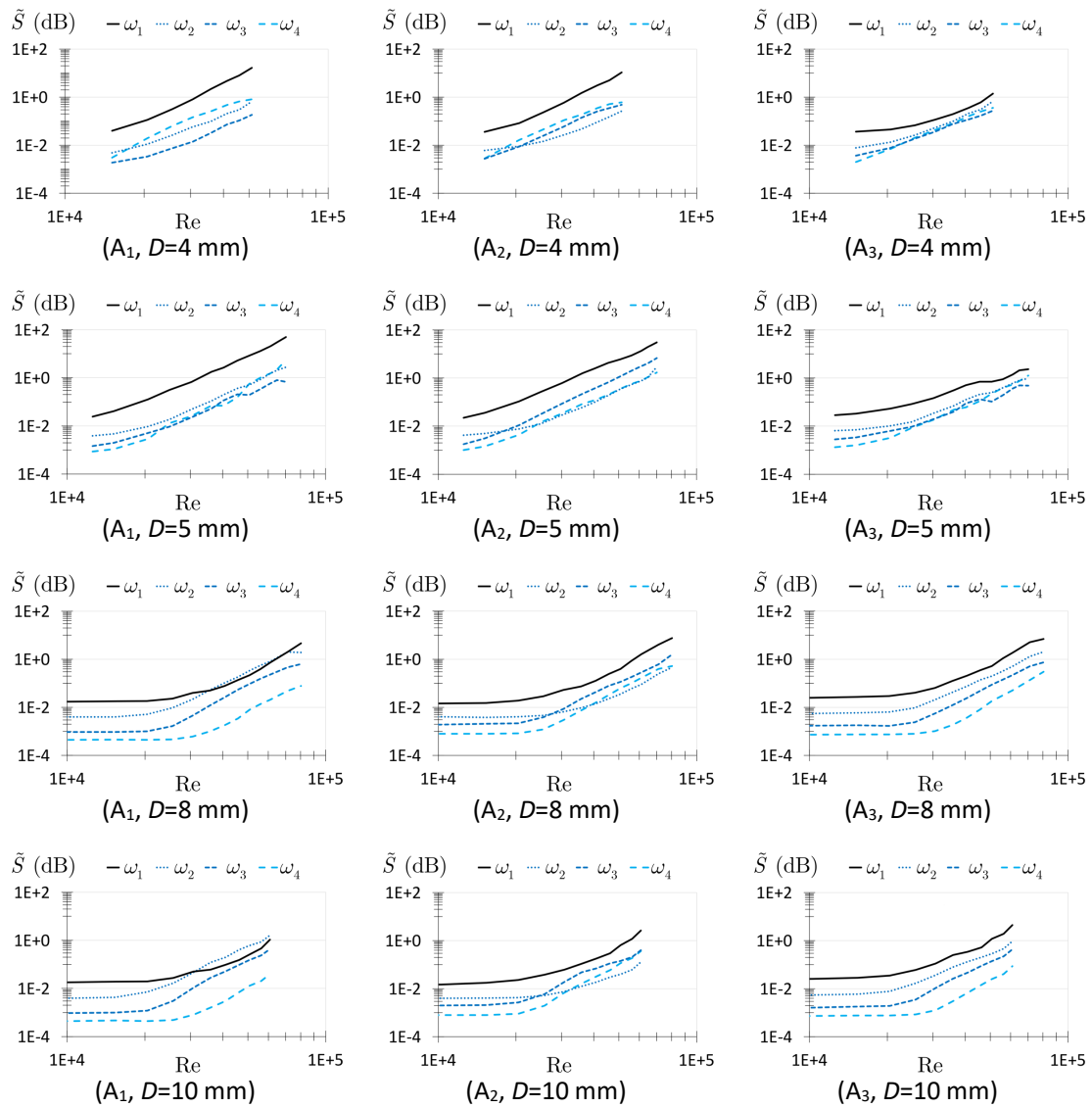


Figure 7. PSD of acoustic pressure \tilde{S} as a function of Reynolds number for accelerometers A_1 , A_2 and A_3 (four diameters).

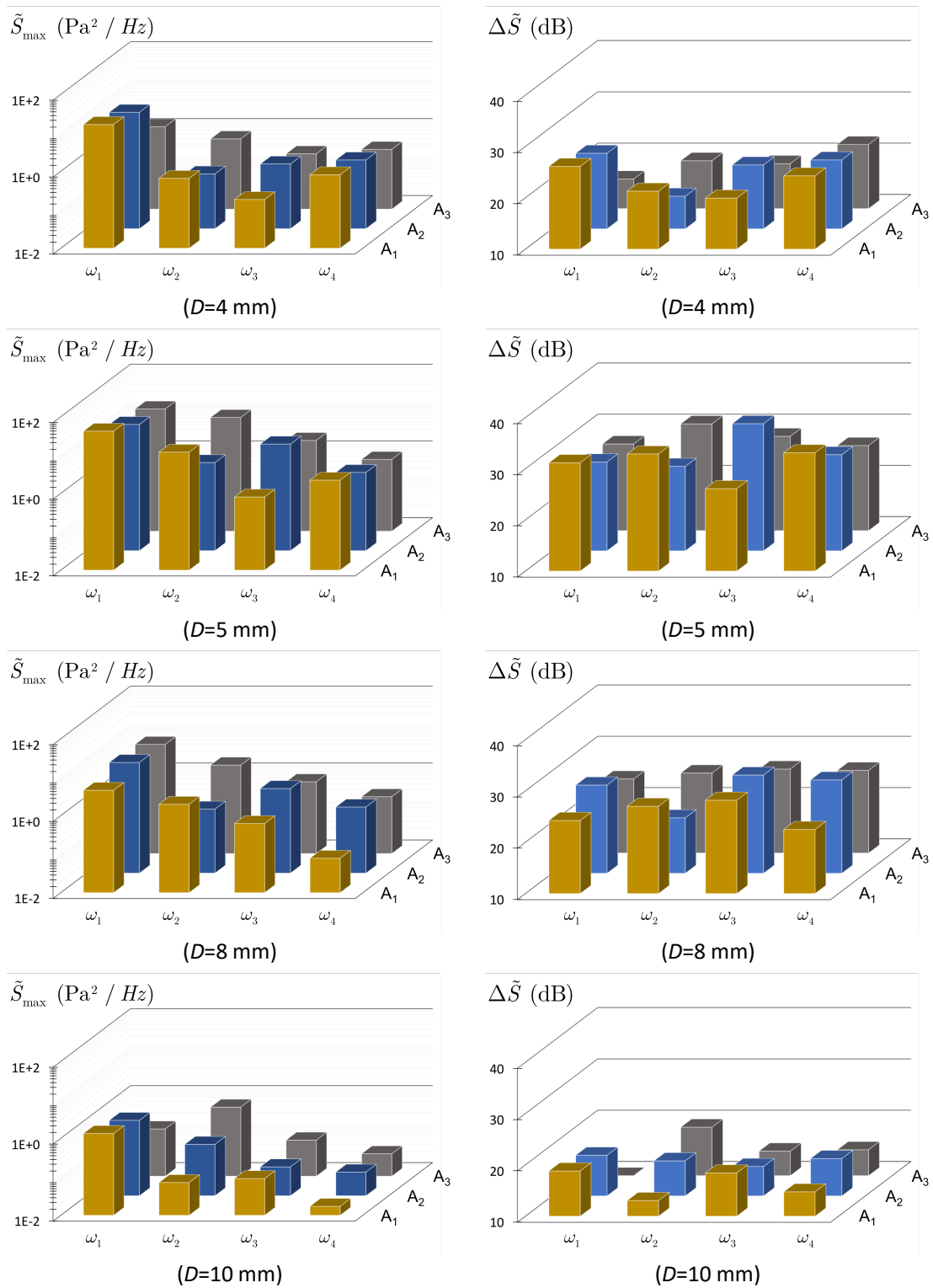


Figure 8. PSD of acoustic pressure \tilde{S} , maximum values and amplitudes obtained.

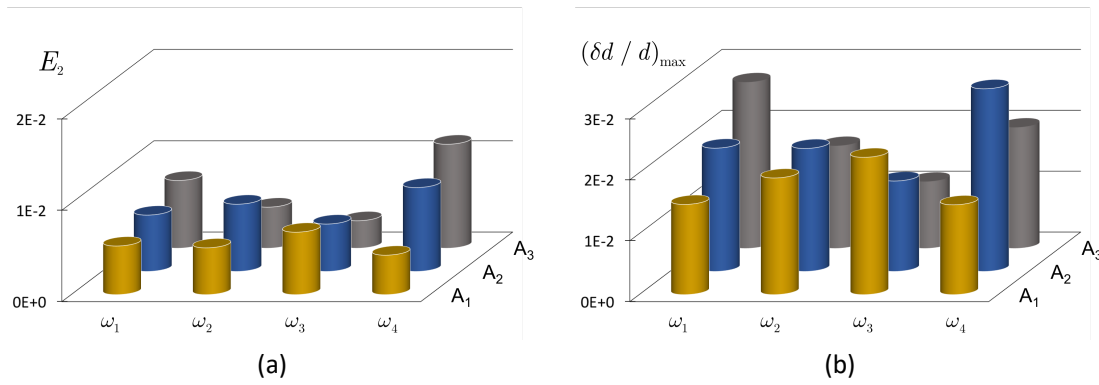


Figure 9. Relative quadratic error E_2 of the diameter estimate (a) and upper bound of the uncertainties in the diameter estimate due to the standard deviation of the coefficients β (b) from each of the 12 acoustic measurements.

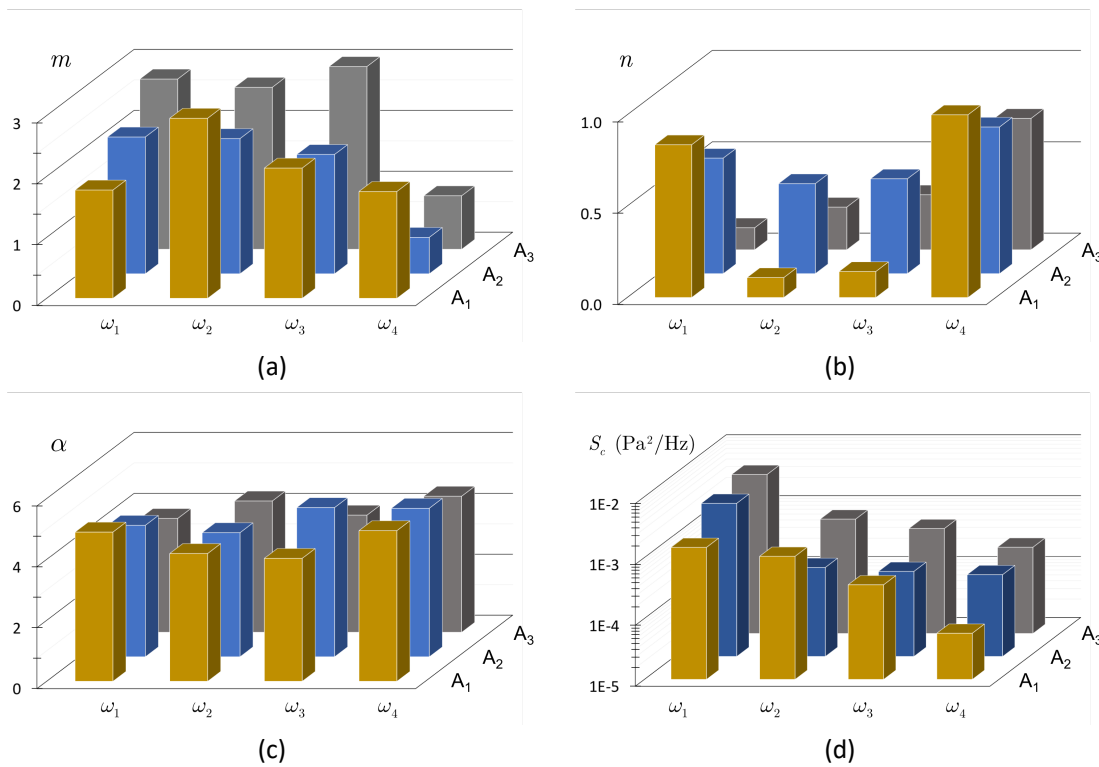


Figure 10. Values of the parameters m (a), n (b), α (c) and S_c (d) of the 4-parameter model fitted on the PSD of acoustic pressure

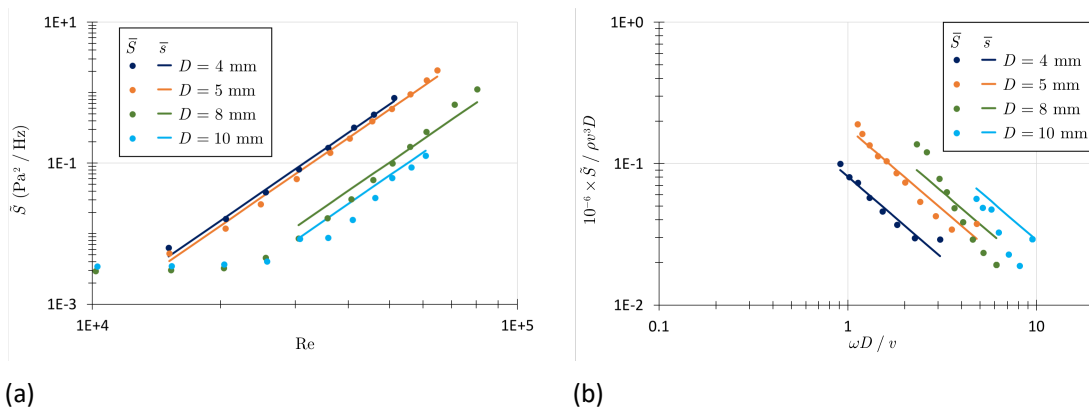


Figure 11. PSD of acoustic pressure as a function of Reynolds number (a), dimensionless PSD of acoustic pressure as a function of Strouhal number (b), average raw data (mean PSD Eq. (23)), and model Eq. (25).

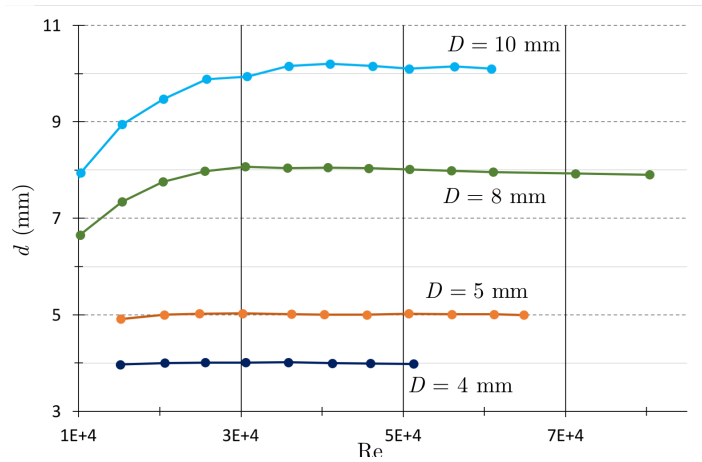


Figure 12. Estimation of diameter as a function of Reynolds number with the model Eq. (24) fitted on the mean PSD of acoustic pressure Eq. (23).

Chapitre 5

Résultats du modèle analytique et analyse de la réponse vibroacoustique

5.1 Introduction

Ce chapitre est alloué à l'analyse des résultats obtenus d'après le modèle analytique développé au chapitre 3. Ce modèle est basé sur le dispositif expérimental que nous avons déployé et sur lequel nous avons réalisé des essais d'écoulements turbulents au sein d'une conduite interne à un échantillon de matériau. Le modèle analytique permet de calculer la réponse vibroacoustique de ce système lorsque l'écoulement interne à la conduite possède une couche limite turbulente pleinement développée qui est ici considérée comme source excitatrice. Fondé sur des hypothèses fortes et simplificatrices, ce modèle a été validé numériquement via le calage des paramètres numériques, nécessaires et définis dans le modèle analytique présenté au chapitre 3, sur les paramètres expérimentaux. Ces derniers sont issus des essais expérimentaux présentés au chapitre 2.

Nous souhaitons maintenant valider le modèle d'après les phénomènes physiques qu'il considère, en réalisant une comparaison des résultats expérimentaux, issus de deux campagnes de mesures (ertalon et sol-chaux), avec les résultats de ce modèle. Les résultats expérimentaux ont quant à eux été analysés au chapitre 4.

Nous maintenons le choix d'analyse de la densité spectrale de puissance de la pression acoustique, que nous associons à diverses représentations. Dans un premier temps, nous proposons une analyse des évolutions de la densité spectrale en fonction de l'évolution du débit et du diamètre de la conduite interne. Dans un second temps, nous examinons les tendances des fréquences de résonance en fonction du nombre de Reynolds. Finalement, nous abordons une représentation en fonction du nombre de Strouhal de la densité spectrale de puissance.

5.2 Analyse des évolutions de la densité spectrale de puissance

5.2.1 Évolution du débit

Nous avons vu que les fréquences de résonance calculées analytiquement et celles relatives aux essais expérimentaux étaient fortement comparables, avec une erreur relative de 3.5%. Nous souhaitons maintenant analyser les spectres des densités spectrales expérimentales avec ceux du modèle analytique et comparer leur comportement en fonction de l'évolution du débit. Dans le cas de l'ertalon (figures 5.1 et 5.2), les résonances sont bien marquées et similaires entre les résultats numériques

et les résultats expérimentaux. Pour ces derniers, nous pouvons constater la présence des résonances liées au bâti, ici sous 2 000 Hz, dont nous avons parlé au chapitre 2 (figure 2.7). Les harmoniques aux plus hautes fréquences ne semblent pas impactées par ce bruit. De plus, les amplitudes des résultats analytiques dans les hautes fréquences sont trop faibles. Cela peut être induit par le modèle de Durant-Robert via l'atténuation de la réponse vibroacoustique dans les hautes fréquences (résultats analytiques), ou bien par le fait que l'écoulement n'est pas pleinement développé avec une intensification des amplitudes dans les hautes fréquences (résultats expérimentaux).

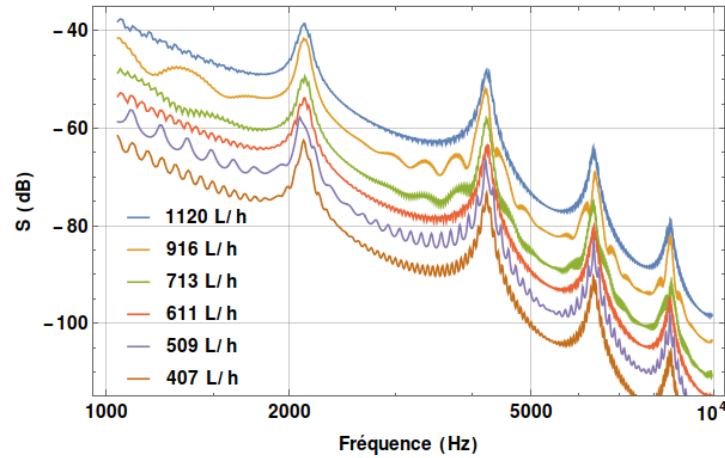


FIGURE 5.1 – Évolution de la densité spectrale de puissance $S(f)$ en fonction du débit de l'écoulement Q , pour les résultats analytiques - Configuration ertalon, $D_i = 6$ mm, A1.

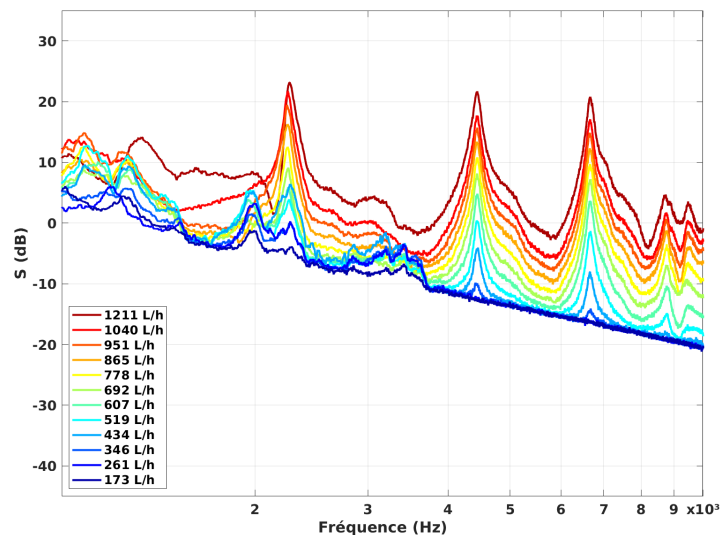


FIGURE 5.2 – Évolution des densités spectrales de puissance $S(f)$ en fonction du débit de l'écoulement Q , pour les résultats expérimentaux - HET-US-ERT-6-2, A1.

En revanche, pour le matériau sol-chaux (figure 5.3, pour laquelle nous ne prenons en compte que les modes inférieurs à 6 000 Hz, et figure 5.4), les spectres sont plus amortis et les résonances moins marquées, à la fois sur les résultats analytiques et expérimentaux. Cela est cohérent avec

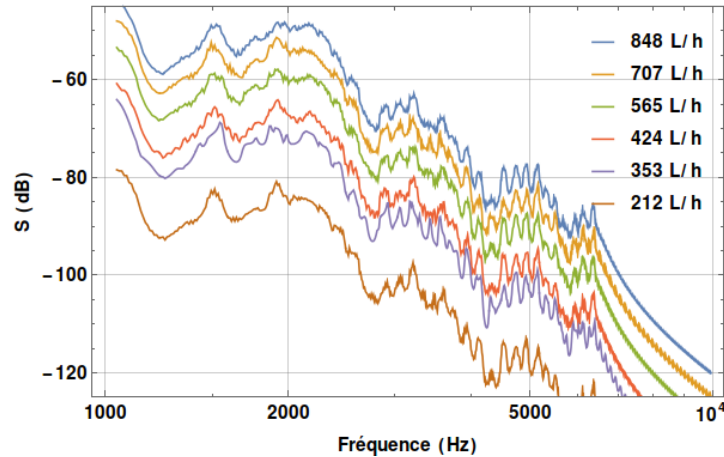


FIGURE 5.3 – Évolution des densités spectrales de puissance $S(f)$ en fonction du débit de l'écoulement Q , pour les résultats analytiques - Configuration sol-chaux, $D_i = 5$ mm, A1.

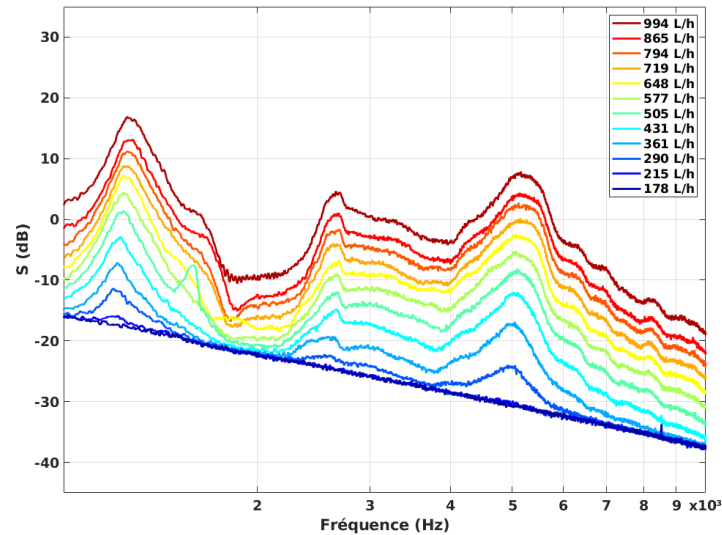


FIGURE 5.4 – Évolution des densités spectrales de puissance $S(f)$ en fonction du débit de l'écoulement Q , pour les résultats expérimentaux - HET-US-STC-5-2, A1.

les paramètres choisis pour ce modèle : un amortissement plus important pour le sol-chaux que pour l'ertalon, ainsi que l'étude des modes longitudinaux dont les fréquences sont au delà du bruit du bâti. L'ensemble des modes est visible sur les résultats numériques alors que sur les résultats expérimentaux, les résonances semblent être réunies par bloc. Ces blocs peuvent être pressentis sur les résultats numériques, en particulier entre $f = 3\,000$ Hz et $f = 4\,000$ Hz puis sur $f = 5\,000$ Hz. Cela est moins évident en dessous de $3\,000$ Hz. Le regroupement des modes observé expérimentalement pourrait être induit par la moyenne réalisée par le capteur lors de la mesure vibratoire. Pour améliorer la précision de la mesure, il faudrait s'astreindre du bruit du bâti dans les basses fréquences en isolant le banc expérimental de toutes sources de vibration autres que celle induite par l'écoulement. La mesure des accéléromètres permettrait de suivre les premiers modes en-dessous de $1\,000$ Hz, et peut-être faudrait-il choisir un autre capteur afin d'augmenter la précision. Finalement, ces résultats expérimentaux prouvent que le système est bien structural. La principale difficulté tient au fait que

les modes pris en compte sont d'ordre très élevé (n° 11- n° 26). Dans ce cas, la description modale simplifiée peut-être remise en question. Le modèle analytique ainsi développé permet d'obtenir les tendances globales mais ne permet pas d'analyser en détails les résultats obtenus, du moins dans le cas du sol traité à la chaux.

Concernant maintenant l'évolution du spectre en fonction de l'augmentation du débit, nous constatons sur les données expérimentales (ertalon et sol-chaux) que les amplitudes des résonances croissent lorsque le débit augmente, de même que sur les résultats numériques. Les tendances d'évolution des maxima aux modes de résonance étudiés sont présentées plus loin dans ce chapitre et montrent une augmentation linéaire des amplitudes. Nous estimons ici que les résultats expérimentaux sont bien comparables aux résultats numériques, quelque soit le matériau, de par leur dynamique, avec un ordre de grandeur approximatif de 60 dB. En revanche, nous relevons un décalage en fréquence des pics de résonance sur les résultats expérimentaux relatifs au sol-chaux, qui ne sont pas visibles sur les résultats numériques. Nous en déduisons que le matériau est à considérer car cette variation des fréquences n'est pas présente dans les résultats relatifs à l'ertalon, et elle pourrait s'expliquer par la vitesse de propagation dans le milieu considéré. En effet, il apparaît que le diamètre influence le décalage des fréquences en impactant la vitesse de propagation. Dans le cas du sol-chaux, la saturation en eau du matériau implique une augmentation de la vitesse de propagation car le milieu est composé de particules solides et liquides. Or la vitesse de propagation dans l'eau est plus élevée que dans le sol non saturé. La vitesse de propagation des ondes que nous avons déterminée expérimentalement est basée sur un échantillon de sol-chaux non saturé en eau. Ainsi l'hypothèse de l'impact de la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu, dépendante de la vitesse de l'écoulement, sur les fréquences de résonance observées fait physiquement sens. En sus, cela s'explique par l'étude des modes très élevés. Il s'agit en effet d'une conséquence physique induite par les paramètres expérimentaux (matériaux, débits étudiés et bruit du bâti). Le modèle analytique permet ici de mettre en évidence ce phénomène ainsi qu'une limite du dispositif expérimental et des hypothèses posées sur le système d'étude. Une solution à cela pourrait être de prendre une moyenne pondérée par les volumes pour calculer une vitesse moyenne de propagation. L'ensemble des spectres de densité spectrale en fonction de l'augmentation du débit, expérimentaux et numériques, sont disponibles respectivement en annexes C et D.

5.2.2 Évolution du diamètre de la conduite interne

En observant maintenant l'évolution du spectre de la densité spectrale de puissance lorsque le diamètre interne de la conduite augmente, mais à vitesse constante, nous remarquons que le niveau total du spectre décroît quelque soit le matériau (cf figures 5.5a et 5.5b). Cela paraît contre-intuitif dans un premier temps relativement au fait que lorsque le diamètre augmente, à vitesse constante, le débit augmente également de par son expression analytique $Q = \pi U_0 D_i^2 / 4$. Dans ce cas, si le débit augmente, nous sommes dans la configuration vue précédemment où le fond de spectre augmente avec le débit. Or ici, nous constatons la contribution du spectre ponctuel $S_{pp}(f)$, dans le calcul de la densité spectrale de puissance $S(f)$, dont le comportement est dominé par le facteur d'expression 5.1. Il est évident qu'avec le diamètre augmentant au dénominateur, et pour une vitesse U_0 constante, le spectre ponctuel est décroissant. Ces résultats permettent de constater l'importance du choix du modèle de spectre ponctuel dans la détermination de la réponse vibroacoustique de notre système d'étude, au vu de son impact sur cette dernière.

$$\frac{\left(\frac{1}{2}\rho U_0^2\right)^2}{U_0 R_i} \quad (5.1)$$

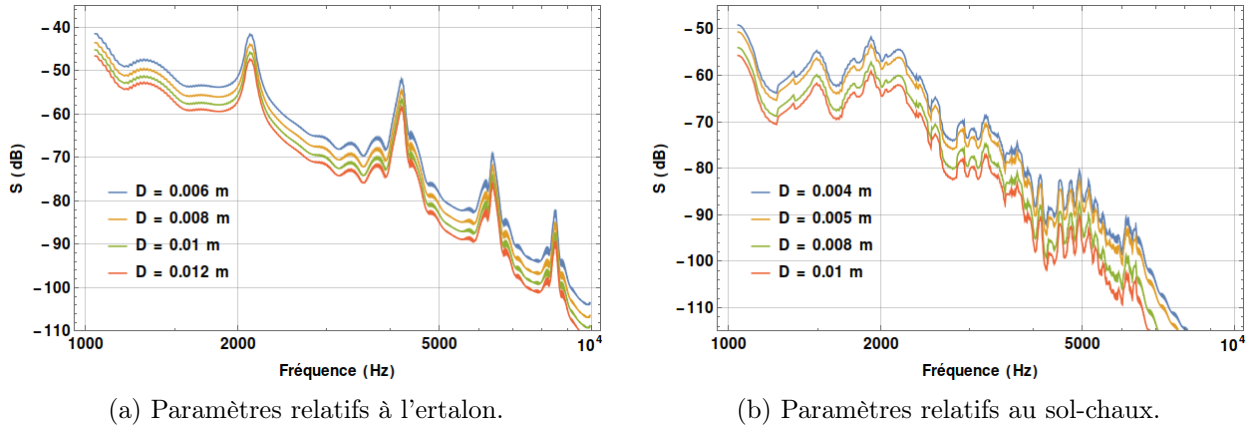


FIGURE 5.5 – Évolution des densités spectrales de puissance analytiques $S(f)$ en fonction du diamètre de la conduite interne D_i , avec $U_0 = 9$ m/s et sur A1.

5.3 Analyse des évolutions des maxima des modes étudiés

D'après les courbes précédemment observées, nous nous sommes intéressés à l'évolution des maxima de chacune des quatre principales résonances obtenues, expérimentalement et analytiquement. Nous avons choisi de représenter cette évolution en fonction du nombre de Reynolds, nombre adimensionné et caractéristique du phénomène de turbulence. Les résultats expérimentaux ont déjà été analysés dans les chapitres précédents et font l'objet de publications. Des modèles de corrélations entre les mesures acoustiques et les composantes hydrauliques y sont proposés. Ici, nous comparons les résultats expérimentaux avec ceux du modèle analytique sur la réponse vibroacoustique du système. Nous avons ainsi quatre résonances, trois accéléromètres et quatre diamètres pour chacun des deux matériaux. L'ensemble des courbes est disponible en annexe D. Nous présentons ici l'analyse sur les résultats pour l'accéléromètre A1 et dans la configuration de l'ertalon, les résultats sur le sol-chaux étant comparables.

En observant une figure relative aux résultats expérimentaux telle que la figure 5.6b, nous constatons deux tendances de courbes bien distinctes. La première est un pied de courbe horizontal et la seconde est une tendance linéaire croissante. Le pied de courbe ne semble pas être impacté par la variation du diamètre, en revanche la partie de courbe croissante en est bien dépendante. En comparant avec les résultats du modèle analytique, nous avons constaté que le pied de courbe n'apparaît pas, sauf lorsque nous imposons un seuil minimal numérique au calcul de la densité spectrale de puissance. Ce qui est le cas sur la figure 5.6a. Ce seuil, imposé ici à -80 dB, a été choisi relativement aux résultats expérimentaux ci-joints à cette figure. Le modèle analytique nous permet ainsi d'estimer ce pied de courbe sur les données expérimentales comme un niveau de bruit ambiant.

Nous omettons maintenant le seuil numérique dans le calcul de la densité spectrale. La seconde partie des courbes expérimentales, qui croît linéairement avec le nombre de Reynolds, est en effet dépendante du diamètre de la conduite interne et est cohérente avec les tendances observées analytiquement (figures 5.7 et 5.8). Sur les courbes analytiques de ces figures, nous observons un décalage de chaque courbe, représentant un diamètre interne, qui semble être constant avec l'augmentation du diamètre. En revanche, ce constat n'est pas valable sur les mesures expérimentales. En effet, il apparaît plutôt deux régions distinctes dont une regroupant les diamètres 6 et 8 mm, tandis que la seconde regroupe les diamètres 10 et 12 mm. Cette observation, déjà soulevée dans l'analyse des résultats expérimentaux au chapitre 4, trouve une explication dans l'hypothèse que nous avons po-

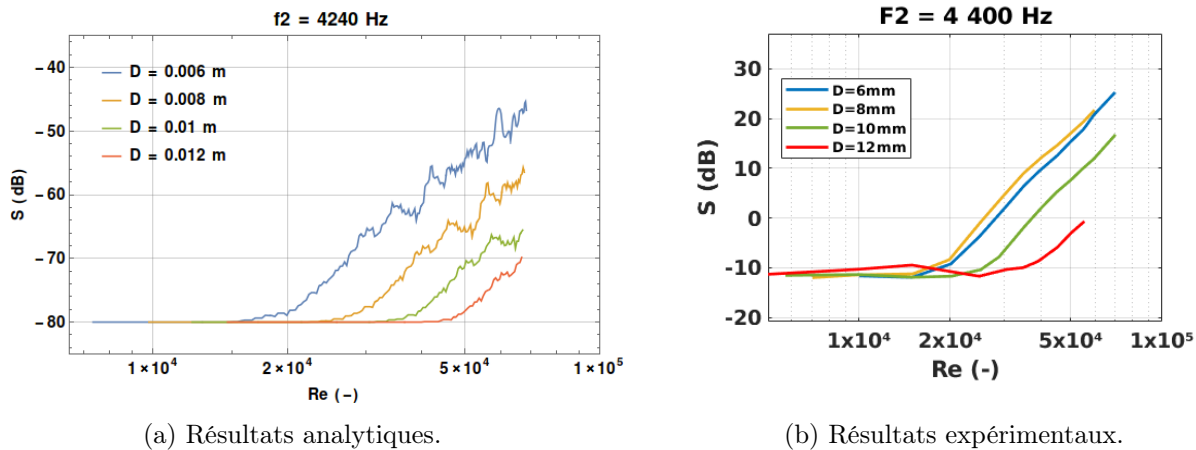


FIGURE 5.6 – Évolution de l’amplitude maximale de la fréquence de résonance $f = 4\,240$ Hz en fonction du nombre de Reynolds Re , avec un niveau de bruit imposé dans le calcul analytique - Configuration ertalon, A1.

sée sur le caractère pleinement développé de l’écoulement turbulent. La longueur d’établissement de l’écoulement dans une conduite cylindrique est définie par la relation suivante : $L_{et} \approx \xi D Re^{1/4}$. Il est évident ici que lorsque le nombre de Reynolds et le diamètre interne de la conduite sont faibles, la longueur L_{et} est relativement petite. De plus, lorsque le nombre de Reynolds Re est faible, la couche limite est plus épaisse que lorsque Re est élevé, ce qui équivaut à un niveau d’énergie plus faible au sein de la couche limite. Les sorties progressives du pied des courbes de chaque diamètre correspondent à une sortie progressive du bruit lorsque les niveaux énergétiques deviennent plus élevés à mesure que les couches limites se développent et que l’écoulement devienne établi. Ainsi, le décollement du pied de courbe correspond à une tendance vers un état développé de l’écoulement.

Encore une fois, la comparaison des résultats du modèle analytique avec les résultats expérimentaux permet de mettre en évidence une limite du modèle analytique dans le choix d’un modèle de turbulence à travers le spectre ponctuel de Durant-Robert et le modèle de Corcos sur l’interspectre. Ces résultats attestent de l’influence du diamètre sur l’évolution des amplitudes des fréquences de résonance, en particulier dans la représentation en fonction du nombre de Reynolds. Cependant, l’écoulement turbulent n’étant pas pleinement développé, il apparaît une limite ici de ce choix de représentation quant à la dynamique des phénomènes physiques étudiés. Pour cela, nous souhaitons étendre cette analyse avec une représentation en fonction du nombre de Strouhal.

5.4 Influence du nombre de Strouhal

L’analyse des résultats expérimentaux sur le sol-chaux a montré une corrélation entre la densité spectrale de puissance de la pression acoustique adimensionnée $S/(\rho^2 U_0^3 D_i)$ avec le nombre de Strouhal $S_{tr} = f D_i / U_0$. Les ordres de grandeurs observés lors de ce traitement sont comparables avec ceux issus de la littérature [23],[16]. Le même traitement appliqué à la densité spectrale issue du modèle analytique conduit aux résultats des figures 5.9 en configuration ertalon et 5.10 en configuration sol-chaux, sur l’accéléromètre A1 et pour les quatre fréquences de résonance de chacun des matériaux.

Les premiers résultats comportent des petites oscillations d’origine numérique et introduites lors

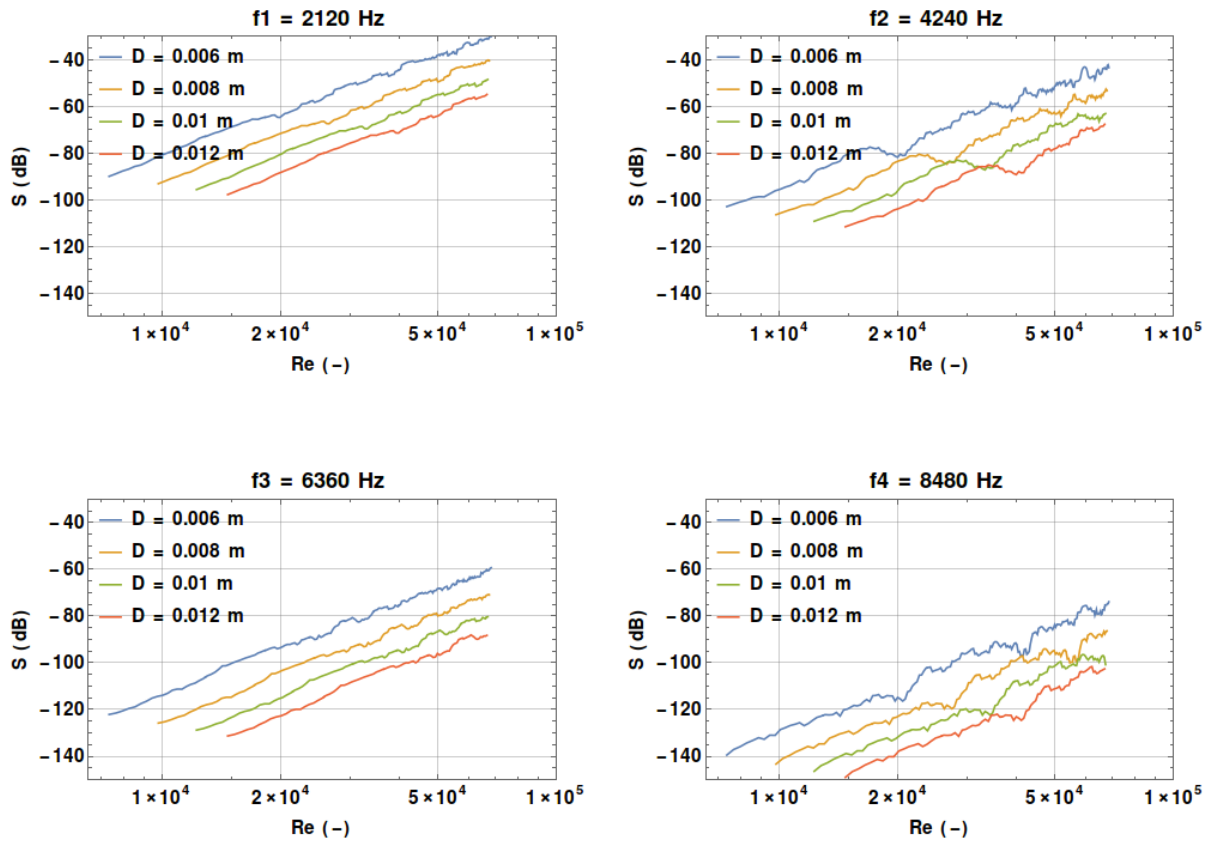


FIGURE 5.7 – Évolution des amplitudes maximales des résonances en fonction du nombre de Reynolds Re , pour les résultats analytiques - Configuration ertalon, A1.

du calcul de la densité spectrale. Afin d'amoindrir l'impact de ces fluctuations sur l'interprétation des résultats, la densité spectrale a été moyennée sur un intervalle de fréquences de ± 20 Hz autour du pic de résonance. Les résultats sur l'ertalon sont satisfaisants vis à vis de ce traitement tandis que les résultats sur sol-chaux présentent encore des fluctuations. Cela est causé par l'étude des modes plus élevés dans cette configuration. Cependant, ces fluctuations sont peu significatives en comparaison de la tendance des courbes qui apparaît.

En effet, nous constatons ici, pour les deux matériaux, que le diamètre n'a pas d'influence dans cette représentation, contrairement à celle en fonction du nombre de Reynolds. Le nombre de Strouhal est pour rappel un nombre sans dimension décrivant les mécanismes d'écoulement oscillant. La décroissance forte aux hautes fréquences, constatée avec le balayage des fréquences de résonance sur les figures 5.9 et 5.10, est induite par le modèle de Durant-Robert d'expression 3.4 qui suppose que l'écoulement turbulent est pleinement développé. Ce modèle est une composante principale dans le modèle d'interspectre de Corcos qui, quant à lui, traduit la présence de couche limite turbulente. Or nous avons vu d'après les mesures expérimentales que les écoulements étudiés ne sont pas pleinement établis (chapitre 4). Cette conclusion se conforte lors de la comparaison des tendances expérimentales en fonction du nombre de Strouhal pour les essais sur sol-chaux (cf. section 4.3, Figures 11(b)) avec

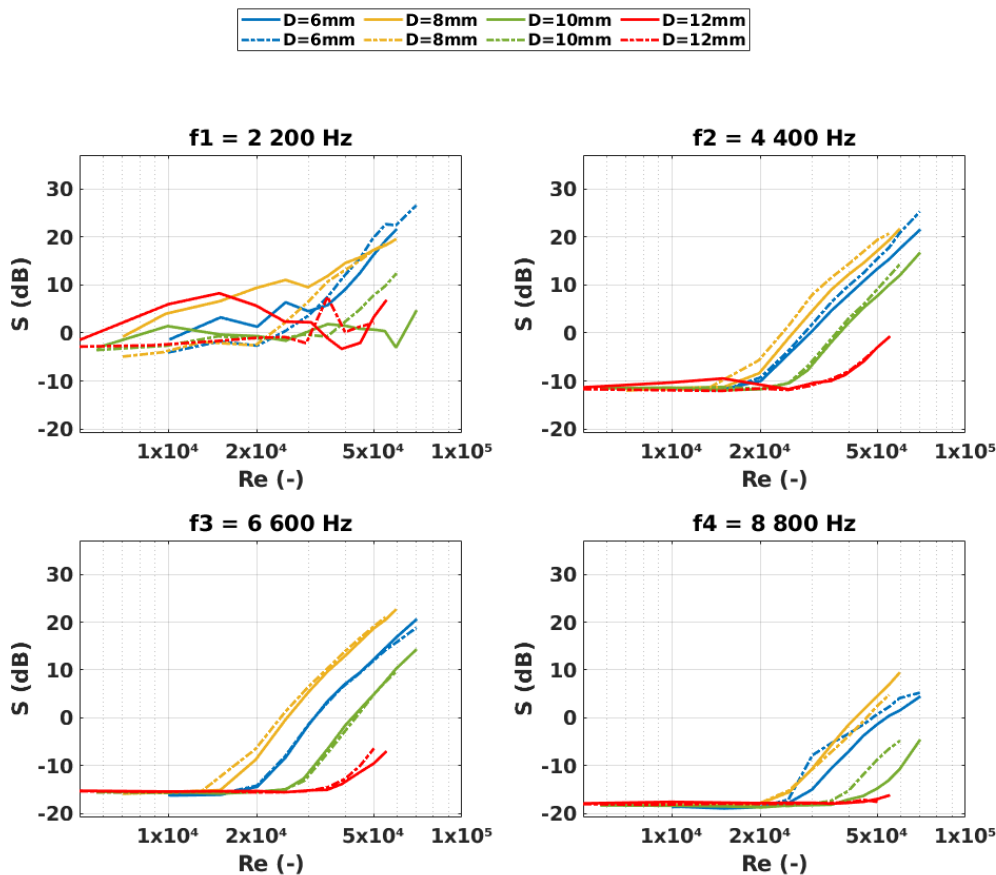


FIGURE 5.8 – Évolution des amplitudes maximales des résonances en fonction du nombre de Reynolds Re , pour les résultats expérimentaux - Configuration ertalon, A1.

les résultats analytiques : la décroissance est ici moins forte.

Finalement, la représentation en fonction du nombre de Strouhal nous fournit un argument supplémentaire en défaveur de notre hypothèse sur le caractère pleinement développé de l'écoulement et de l'utilisation du modèle de Durant-Robert dans le modèle analytique. En revanche, cette représentation semble être un bon indicateur au vu des limites du modèle utilisé, les courbes se superposent et le résultat peut-être considéré comme satisfaisant, bien que nous ne mesurons pas encore la richesse de cette information.

5.5 Conclusion

La comparaison des résultats expérimentaux avec ceux issus du modèle analytique a permis de valider certains choix effectués dans le développement de ce dernier et a remis en question des hypothèses posées jusqu'alors sur les phénomènes physiques étudiés dans ces travaux de thèse.

Les densités spectrales de puissance issues du modèle analytique sont cohérentes avec les résultats expérimentaux. Plus particulièrement, les fréquences des résonances identifiées concordent avec une erreur relative de 3.5%. Le choix d'un modèle d'amortissement visqueux dans le modèle analytique est à reconsidérer car l'amortissement est théoriquement structural et dépend du mode propre étudié,

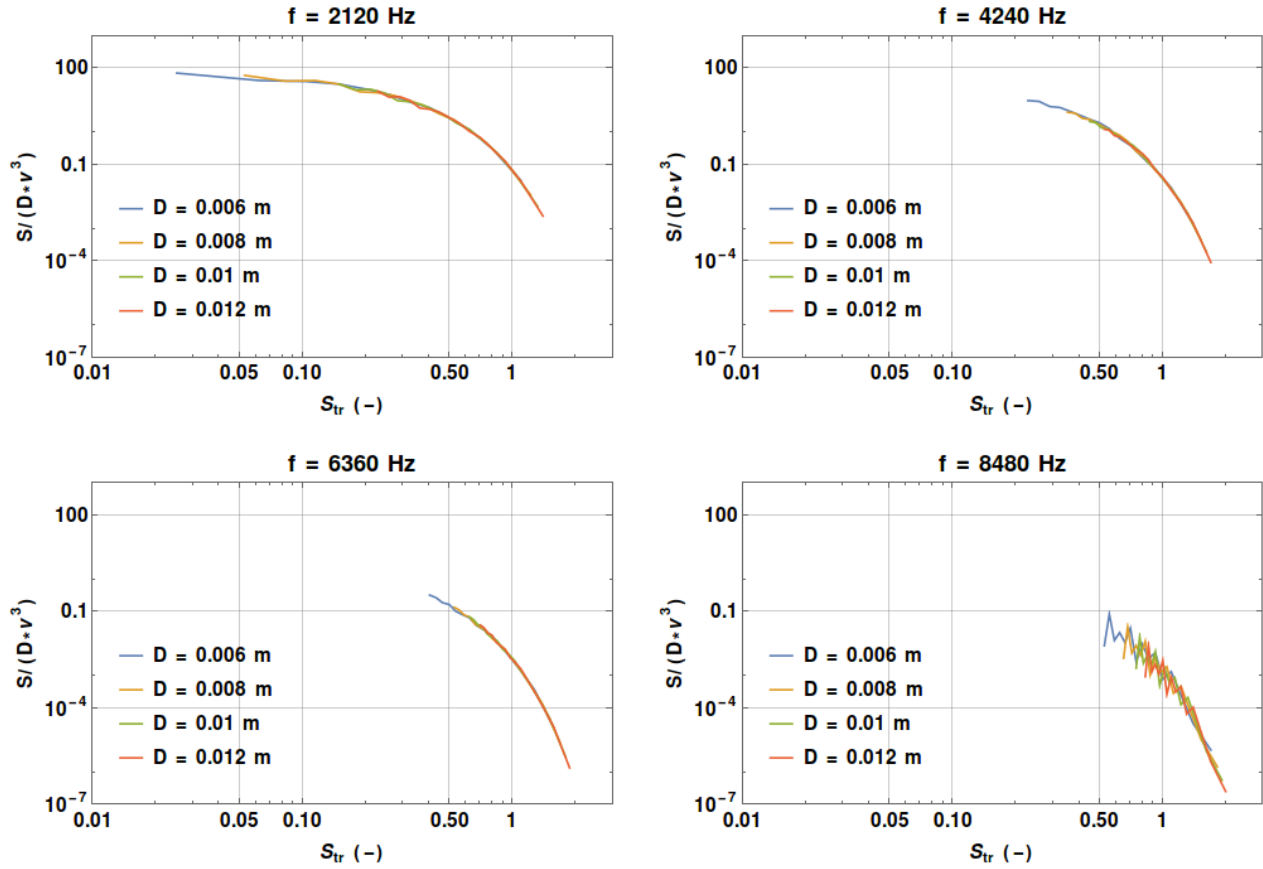


FIGURE 5.9 – Évolution de la densité spectrale de puissance adimensionnée $\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U_0^3 D_i)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr} , pour les résultats analytiques - Configuration ertalon, A1.

en particulier dans le cas du matériau sol-chaux, au vu des spectres obtenus et des fréquences de résonance. La distinction est possible lors du passage d'un matériau à un autre. Les tendances relatives aux évolutions du débit sont comparables entre résultats expérimentaux et analytiques, avec une dynamique commune de 60 dB. Les amplitudes des pics augmentent avec le débit. La comparaison des résonances sur le sol-chaux a permis de mettre en évidence un décalage en fréquence des résonances sur les données expérimentales que nous n'avons pas avec le modèle analytique. Celui-ci permet ainsi une remise en question de l'hypothèse d'homogénéité posée sur le matériau jusque là. Une solution est proposée quant à la prise en considération d'un tel milieu par une vitesse de propagation des ondes mieux appréhendée. Ici également, ce point suggère une amélioration du dispositif expérimental afin d'étayer cette solution.

L'analyse effectuée sur l'évolution des spectres en fonction du diamètre de la conduite a soulevé l'importance du modèle de turbulence dans le calcul de la densité spectrale de puissance. En effet, nous avons vu que cette dernière était directement impactée par le diamètre de la conduite à travers le modèle de Durant-Robert que nous avons choisi. Les tendances des maxima des résonances observées en fonction du nombre de Reynolds ainsi que les spectres en fonction du nombre de Strouhal, et comparées entre les résultats expérimentaux et analytiques ajoutent à cela une certitude croissante sur le caractère non-développé de l'écoulement.

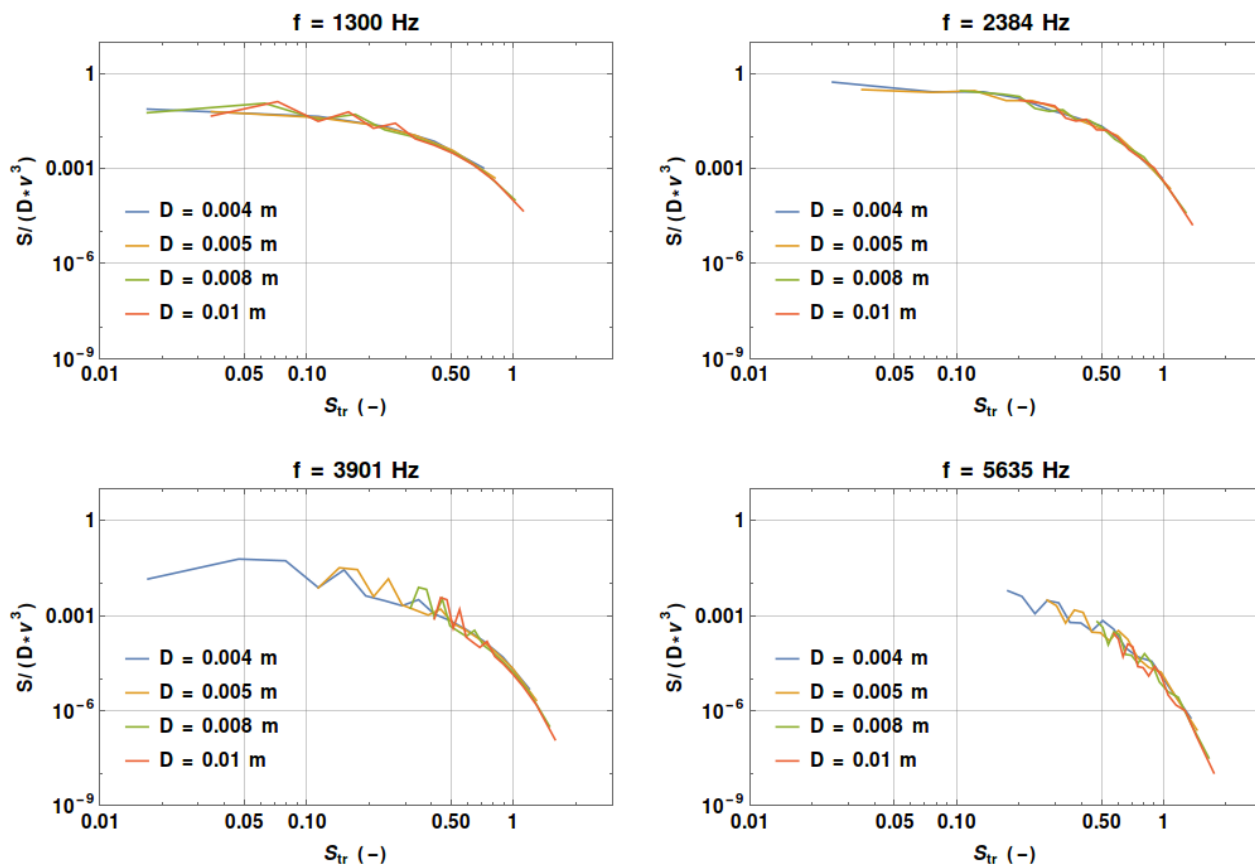


FIGURE 5.10 – Évolution de la densité spectrale de puissance adimensionnée $\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U_0^3 D_i)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr} , pour les résultats analytiques - Configuration sol-chaux, A1.

De manière générale, il est apparu deux grandes lignes d'amélioration. La première porte sur le dispositif expérimental et complète les propositions déjà faites à la suite des analyses des essais expérimentaux. Nous y ajoutons une éventuelle solution d'isolation supplémentaire et plus efficace du banc afin d'étudier les premiers modes de résonance dans les matériaux à faible célérité des ondes de compression tels que le sol-chaux. Nous avons en effet observé la présence d'un bruit de fond, notable sur les tendances des maxima en fonction du Reynolds. Des capteurs mieux adaptés aux mesures que nous réalisons, en augmentant la précision par exemple, peuvent également être envisagés. La seconde ligne d'amélioration porte sur le modèle analytique. Il est apparu que le modèle, tel qu'il est actuellement implémenté, génère des fluctuations d'origine numérique sur les résultats, qui s'intensifient lorsque nous étudions les modes de résonance élevés. Un travail de recherche serait ici à réaliser afin de déterminer la source de ces fluctuations. De plus, le modèle de turbulence de Durant-Robert semble ne pas être adapté au vu de l'hypothèse remise en question sur le développement de l'écoulement turbulent dans le système d'étude actuel. Il apparaît donc nécessaire de faire une analyse de sensibilité sur les modèles de spectre ponctuel ainsi que sur les modèles d'interspectre, relativement au dispositif expérimental. Le modèle dans sa globalité nécessite une amélioration conjointement avec des essais expérimentaux mieux contrôlés, où la physique est également mieux appréhendée. Il reste néanmoins un très bon indicateur des phénomènes physiques observés jusque là et a permis de mettre en évidence et de confirmer les limites actuelles du dispositif expérimental.

Conclusion et perspectives

L'érosion interne est une cause majeure de la rupture des ouvrages hydrauliques tels que les digues de protection et les barrages en remblai. Elle est notamment initiée par des écoulements localisés, qui détachent et transportent les particules de sol à travers le remblai ou sa fondation. Lorsque ces écoulements localisés sont turbulents, ce qui est le cas des écoulements de conduit, ils sont susceptibles de produire un rayonnement vibroacoustique contenant des informations caractérisant l'écoulement et le conduit. Ce travail de thèse porte sur la mesure et l'analyse de ces émissions vibroacoustiques, et sur leur modélisation.

Le Hole Erosion Test est un essai de laboratoire utilisé en géomécanique pour caractériser la résistance à l'érosion des sols vis à vis des écoulements localisés. Des essais ont été réalisés avec le Hole Erosion Test équipé d'accéléromètres. Deux matériaux ont été choisis : l'Ertalon, matériau homogène non poreux et le sol-chaux, matériau modèle du sol mais ne conduisant pas à l'érosion pendant les essais. Plusieurs fréquences de résonance ont été considérées. L'analyse des mesures montre une forte corrélation entre le diamètre du conduit et la densité spectrale de puissance (PSD) de la pression acoustique mesurée, et avec les mesures hydrauliques (débit et pression différentielle), caractérisées notamment par le Nombre de Reynolds et le nombre de Strouhal. Du fait de la faible longueur du conduit, l'origine physique des signaux vibroacoustiques réside principalement dans la contraction d'entrée (Vena Contracta), dont la complexité n'a pas permis l'établissement d'un modèle physiquement fondé. Il apparaît que la saturation progressive du sol pendant l'essai a une influence sur les mesures. En outre, la pertinence de mesures vibroacoustiques sur des essais au Hole Erosion Test avec augmentation du diamètre du conduit par érosion du sol reste encore une question ouverte qui reste à explorer.

Un modèle analytique a été construit d'après le dispositif expérimental et exprime la réponse vibroacoustique d'un tel système, en supposant l'écoulement établi. Il est fondé sur la résolution d'une équation de propagation avec un terme source caractéristique de type couche limite turbulente. Une corrélation entre les résultats numériques de ce modèle avec les résultats expérimentaux a permis de valider l'approche. Il a en revanche remis en question des hypothèses posées sur le système d'étude, qui ont également été observées et soulevées lors de l'analyse des essais expérimentaux, à l'aide des paramètres de corrélation. Ces hypothèses initiales sont la considération d'un matériau homogène et isotrope, le caractère pleinement développé de l'écoulement turbulent et de sa couche limite, ainsi que la maîtrise des conditions aux limites du système fini.

L'ensemble des analyses et modèles proposés, ainsi que ces nouvelles hypothèses à prendre en considération, ont de plus ouvert la voie à de nombreuses améliorations ainsi que des perspectives d'études. Concernant le dispositif expérimental, il serait de grande valeur de réaliser des essais sur des échantillons suffisamment longs de manière à réduire le phénomène de Vena Contracta induit en entrée de conduite et également augmenter la contribution de la turbulence dans la conduite. Il serait

alors possible d'étudier des écoulements pleinement établis et uniformes, ayant également des couches limites turbulentes. Il serait aussi intéressant de réaliser des essais sur des éprouvettes en ertalon avec une rugosité maîtrisée à l'intérieur de la conduite. Des travaux de recherche complémentaires sont nécessaires pour établir la pertinence de mesurer et d'analyser des signaux vibroacoustiques in situ, relatifs à un écoulement de conduit dans un ouvrages hydraulique en remblai.

Bibliographie

- [1] Abramowitz M. and Stegun I. *Handbook of mathematical functions : with formulas, graphs, and mathematical tables*. Dover Publications, 1965.
- [2] Agarwal N. and Bull M. *Acoustic wave propagation in a pipe with fully developed turbulent flow*. Journal of Sound and Vibration, 132(2) : 275–298, 1989.
- [3] Allard J.F. and Atalla N. *Propagation of sound in porous media : Modelling sound absorbing materials*. Wiley, 2nde edition, 2009.
- [4] Anselmet F. and Mattei P.O. *Acoustics, aeroacoustics and vibrations*. Iste, 2015.
- [5] Anselmet F., Ternat F., Amielh M., Boiron O., Boyer P., and Pietri L. *Axial development of the mean flow in the entrance region of turbulent pipe and duct flows*. Comptes Rendus Mécanique, 337 : 573–584, 2009.
- [6] Asch G. et Desjardins M. *Les capteurs en instrumentation industrielle*. Dunod, 7ème édition, 2010.
- [7] Beguin R. *Étude multi-échelle de l'érosion de contact au sein des ouvrages hydrauliques en terre*. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, 2006.
- [8] Benahmed N. and Bonelli S. *Investigating concentrated leak erosion behaviour of cohesive soils by performing Hole Erosion Tests*. European Journal of Environmental and Civil Engineering, 16(1) : 43–58, 2012.
- [9] 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*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, 2017.
- [10] Biot M. *Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range*. The Journal of the Acoustical Society of America, 28(2) : 168–178, 1956.
- [11] Blais J. *Typologie de l'érosion interne et érosion interne des digues fluviales : une courte revue bibliographique*. Ingénieries, (Numéro spécial) : 65–70, 2005.
- [12] Blake W.K. *Mechanics of flow-induced sound and vibration. I. General concepts and elementary sources*. Elsevier, 2nde edition, 2017.
- [13] Bonelli S. *Érosion des géomatériaux - érosion interne et de surface*. Mécanique et Ingénierie des Matériaux. Lavoisier, 2012.
- [14] Bonelli S. *Erosion in geomechanics applied to dams and levees*. John Wiley & Sons, 2013.

- [15] Bonelli S., Brivois O., et Benahmed N. *Modélisation du renard hydraulique et interprétation de l'essai d'érosion de trou*. Revue Française de Géotechnique, (118) : 13–22, 2007.
- [16] Bonness W., Capone D.E., and Hambric S. *Low-wavenumber turbulent boundary layer wall-pressure measurements from vibration data on a cylinder in pipe flow*. Journal of Sound and Vibration, 329(20) : 4166–4180, 2010.
- [17] Boone K., Ridge A., Crickmore R., and Onen D. *Detecting leaks in abandoned gas wells with fibre-optic distributed acoustic sensing*. IPTC-17530-MS : International Petroleum Technology Conference, Doha (QA), 2014.
- [18] Bourbié T., Coussy O., and Zinszner B. *Acoustic of porous media*. Éditions Technip, 1987.
- [19] Caiazzo A., D'Amico R., and Desmet W. *A generalized Corcos model for modelling turbulent boundary layer wall pressure fluctuations*. Journal of Sound and Vibration, 372 : 192–210, 2016.
- [20] Chase D. *Modelling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary-layer wall pressure*. Journal of Sound and Vibration, 70(1) : 29–67, 1980.
- [21] Chevalier C. et Bonelli S. *Guide ERINOH - Méthodologie de caractérisation expérimentale*. Presse des Ponts, 2017.
- [22] CIRIA, Ministère de l'Écologie, du Développement durable, des Transports et du Logement, and USACE. *The international levee handbook*. CIRIA, 2013.
- [23] Clinch J. *Measurements of the wall pressure field at the surface of a smooth-walled pipe containing turbulent water flow*. Journal of Sound and Vibration, 9(3) : 398–419, 1969.
- [24] Corcos G. *The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows*. Journal of Fluid Mechanics, 18(3) : 353–378, 1964.
- [25] Cunat P. *Détection et évaluation des fuites à travers les ouvrages hydrauliques en remblai, par analyse des températures réparties, mesurées par fibre optique*. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [26] De Baecque M. et Boussafir Y. *Quels essais de laboratoire pour évaluer la durabilité des matériaux de digue ?* 9ièmes JNGG : Journées Nationales de Géotechnique et de Géologie de l'ingénieur, Champs sur Marne (FR), 2018.
- [27] Durant C. *Étude expérimentale de l'excitation et de la réponse vibroacoustique d'une conduite sollicitée par un écoulement interne*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, 1999.
- [28] Durant C., Robert G., Filippi P., and Mattei P.O. *Vibroacoustic response of a thin cylindrical shell excited by a turbulent internal flow : comparison between numerical, prediction and experimentation*. Journal of Sound and Vibration, 229(5) : 1115–1155, 2000.
- [29] Duttine A. *Comportement des sables et des mélanges sable/argile sous sollicitations statiques et dynamiques avec et sans « rotations d'axes »*. Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2005.
- [30] Efimtsov B. *Characteristics of the field of turbulent wall pressure-fluctuations at large Reynolds-numbers*. Soviet Physics. Acoustics-USSR, 28(4) : 289–292, 1982.

-
- [31] Efimtsov B. *Similarity criteria for the spectra of wall pressure-fluctuations in a turbulent boundary-layer*. Soviet Physics. Acoustics-USSR, 30(1) : 33–35, 1984.
- [32] Evans N.D., Capone D.E., and Bonness W. *Low-wavenumber turbulent boundary layer wall-pressure measurements from vibration data over smooth and rough surfaces in pipe flow*. Journal of Sound and Vibration, 332(14) : 3463–3473, 2013.
- [33] Faisant T., Peyras L., Jeanniot C., Tekatlian A., Gendrey S., Chevalier C., De Baecque M., Schleyer-Lindenmann A., Bertoldo R., De Paris C., et Mallet T. *Projet de R&D Digue 2020 : Réalisation d’une plateforme de recherche en site maritime pour l’étude des actions de la mer sur les digues, la durabilité, et la perception du risque de submersion*. Dignes2019, Aix-en-Provence (FR), 2018.
- [34] Fellah Z. *Propagation acoustique dans les milieux poreux hétérogènes*. Mémoire HDR, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007.
- [35] Foster M. and Fell R. *Assessing embankment dam filters that do not satisfy design criteria*. Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering, 127(5) : 398–407, 2001.
- [36] Foster M., Fell R., and Spannagle M. *The statistics of embankment dam failures and accidents*. Canadian Geotechnical Journal, 37(5) : 1000–1024, 2000.
- [37] Gao Y. and Liu Y. *Theoretical and experimental investigation into structural and fluid motions at low frequencies in water distribution pipes*. Mechanical Systems and Signal Processing, 90 : 126–140, 2017.
- [38] Gassmann F. *Über die elastizität poröser medien*. Vierteljahrsschrift der naturforschenden Gesellschaft in Zürich (GE), 1951.
- [39] Goody M. *Empirical spectral model of surface pressure fluctuations*. AIAA Journal, 42(9) : 1788–1794, 2004.
- [40] Hickey C., Ekimov A., Hanson G., and Sabatier J. *Time-lapse seismic measurements on a small earthen embankment during an internal erosion experiment*. SAGEEP : Proceedings of the Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems, 1 : 144–156, 2009.
- [41] Howe M. *Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough walls*. The Journal of the Acoustical Society of America, 90(2) : 1041–1047, 1991.
- [42] Hu W., Scaringi G., Xu Q., and Huang R. *Acoustic emissions and microseismicity in granular slopes prior to failure and flow like motion. The potential for early warning*. American Geophysical Union, 2018.
- [43] Hugues F. *Modelling the vibrations generated by turbulent flows in ducts*. PhD thesis, Université de Technologie de Compiègne, 2018.
- [44] Hwang Y. and Geib F. *Estimation of the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure by multiple linear regression*. Journal of Vibration and Acoustics, 106(3) : 334–342, 1984.
- [45] ICOLD and CIGB. *Internal erosion of existing dams, levees and dikes, and their foundations*. Bulletin 164, 2017.

- [46] Johansson S. *Seepage monitoring in embankment dams*. PhD thesis, Tekniska högsk., Stockholm, 1997.
- [47] Khan A., Vrabie V., Beck Y.L., Mars J., and D'Urso G. *Monitoring and early detection of internal erosion : Distributed sensing and processing*. Structural Health Monitoring : An International Journal, 13(5) : 562–576, 2014.
- [48] Kraichnan R. *Pressure fluctuations in turbulent flow over a flat plate*. The Journal of the Acoustical Society of America, 28(3) : 378–390, 1956.
- [49] Kurmer J., Kingsley S., Laudo J., and Krak S. *Distributed fiber optic acoustic sensor for leak detection*. SPIE 1586, Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors, Boston (US), 1992.
- [50] Lefebvre G., Rohan K., and Douville S. *Erosivity of natural intact structured clay : Evaluation*. Canadian Geotechnical Journal, 22(4) : 508–517, 1985.
- [51] Lighthill M. *On sound generated aerodynamically. I. General theory*. Royal Society, 211(1107) : 564–587, 1952.
- [52] Lighthill M. *On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound*. Royal Society, 222(1148) : 1–32, 1954.
- [53] Lu Z. and Wilson G.V. *Acoustic measurements of soil pipeflow and internal erosion*. Soil Science Society of America Journal, 76(3) : 853–866, 2012.
- [54] Malinouskaya I., Mourzenko V., et Bogdanov I. *Propriétés acoustiques des milieux poreux secs et saturés*. 18ème Congrès Français de Mécanique, Grenoble (FR), 2007.
- [55] Mattei P.O. and Filippi P. *Response of a thin cylindrical shell excited by a turbulent internal flow*. Flow, Turbulence and Combustion, 61 : 85–99, 1999.
- [56] Mercier F. *Modélisation numérique de l'érosion d'un sol cohésif par un écoulement turbulent*. Thèse de Doctorat, Université Aix-Marseille, 2013.
- [57] Mériaux, P., Monier T., Tourment R., Mallet T., Palma Lopes S., Maurin J., et Pinhas M. *L'auscultation des digues de protection contre les inondations : un concept encore à inventer*. pages 51–67, CFbr, Auscultation des barrages et des digues : pratiques et perspectives, Chambéry (FR), 2012.
- [58] Ministère de l'Écologie, du Développement durable, des Transports et du Logement. *Référentiel technique digues maritimes et fluviales*. 2015.
- [59] Ministère de l'Écologie, du Développement durable, des Transports et du Logement. *Contrôle de la sécurité des ouvrages hydrauliques - Bilan d'activité 2016*. 2018.
- [60] Molenaar M. and Cox B. *Field cases of hydraulic fracture stimulation diagnostics using fiber optic distributed acoustic sensing (DAS) measurements and analysis*. SPE 164030 : Society of Petroleum Engineers : Unconventional Gas Conference and Exhibition, Muscat (MU), 2013.
- [61] Molenaar M., Hill D., Webster P., Fidan E., and Birch B. *First downhole application of distributed acoustic sensing (DAS) for hydraulic-fracturing monitoring and diagnostics*. SPE 140561 : Society of Petroleum Engineers : Hydraulic Fracturing Technology Conference, The Woodlands (US), 2011.

- [62] Morse P. *Vibration and sound*. Mc Graw-Hill Book Company, 2nde edition, 1948.
- [63] Morse P. and Ingard K. *Theoretical acoustics*. Princeton University Press, 1968.
- [64] Pandey L., Shukla S., and Habibi D. *Resistivity profiles of Perth soil in Australia in leak-detection test*. Geotechnical Research, 4(4) : 214–221, 2017.
- [65] Panhuis P., Boer H., Horst J., Paleja R., Randell D., Joinson D., McIvor P., Green K., and Bartlett R. *Flow monitoring and production profiling using DAS*. SPE-170917-MS : SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Amsterdam (NL), 2014.
- [66] Phillips O. *On the aerodynamic surface sound from a plane turbulent boundary layer*. Proceedings of the Royal Society of London Series A, 234(1198) : 327–335, 1956.
- [67] Planès T., Mooney M.A., Rittgers J.B.R., Parekh M.L., Behm M., and Snieder R. *Time-lapse monitoring of internal erosion in earthen dams and levees using ambient seismic noise*. Géotechnique, 66(4) : 301–312, 2015.
- [68] Pope S. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [69] Pride S., Gangi A., and Morgan F.D. *Deriving the equations of motion for porous isotropic media*. The Journal of the Acoustical Society of America, 92(6) : 3278–3290, 1992.
- [70] Rinehart R., Parekh M., Rittgers J., Mooney M., and Revil A. *Preliminary implementation of geophysical techniques to monitor embankment dam filter cracking at the laboratory scale*. 6th International Conference on Scour and Erosion, Paris (FR), 2012.
- [71] Rittgers J., Revil A., Planes T., Mooney M., and Koelewijn A. *4-D imaging of seepage in earthen embankments with time-lapse*. Geophysical Journal International, 200 : 758–772, 2015.
- [72] Royer D., Dieulesaint E., and Lyle S. *Elastic waves in solids II. Generation, acousto-optic interaction, applications*. Springer, 2000.
- [73] Schlichting H. and Gersten K. *Boundary-layer theory*. Springer Science & Business Media, 2003.
- [74] Slama M. *Généralisation des modèles stochastiques de pression turbulente pariétale pour les études vibro-acoustiques via l'utilisation de simulations RANS*. Thèse de Doctorat, Université Aix-Marseille, 2017.
- [75] Smol'yakov A. *Calculation of the spectra of pseudosound wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers*. Acoustical Physics, 46(3) : 342–347, 2000.
- [76] Smol'yakov A. and Tkachenko V. *Model of a field of pseudosonic turbulent wall pressures and experimental data*. Soviet Physics Acoustics, 37(6) : 627–631, 1991.
- [77] Stajanca P., Chruscicki S., Homann T., Seifert S., Schmidt D., and Habib A. *Detection of leak-induced pipeline vibrations using fiber-optic distributed acoustic sensing*. Sensors, 18(9) : 2841, 2018.
- [78] Steck B., D'Urso G., Vautrin D., Sabor K., Vergnialt C., Courivaud J.R., Soueid A., and Revil A. *Validation of geophysical methods for internal erosion detection on earth embankments*. pages 51–59, Scour and Erosion IX : 9th International Conference on Scour and Erosion, Taipei (TW), 2018.

- [79] Stern M., Bedford A., and Millwater H. *Wave reflection from a sediment layer with depth-dependent properties*. The Journal of the Acoustical Society of America, 77(5) : 1781–1788, 1985.
- [80] Thakre N., Debes C., Heremans R., and Zoubir A. *Anomaly detection for dike monitoring using system identification*. pages 399–403, IEEE : International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing, Florence (IT), 2014.
- [81] Tourment R. *Inondations – Analyse de risque des systèmes de protection*. Lavoisier, 2019.
- [82] Vassail T., Fontan M., Thevenin P., et Bayle R. *Un nouvel outil de cartographie des digues*. pages 459–466, XIVièmes Journées Nationales Génie Côtier - Génie Civil, Toulon (FR), 2016.
- [83] Wan C. and Fell R. *Investigation of rate of erosion of soils in embankment dams*. Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering, 130(4) : 373–380, 2004.
- [84] Wan C. and Fell R. *Laboratory tests on the rate of piping erosion of soils in embankment dams*. Geotechnical Testing Journal, 27(3) : 295–303, 2004.

ANNEXES

Annexe A

Dispositif expérimental de terrain

A.1 Projet de recherche Digue 2020

Cette thèse se déroule dans le cadre du projet DIGUE 2020. Ce dernier est financé avec le concours de l'Union Européenne avec le Fonds Européen de Développement Régional et s'inscrit également dans le Contrat Plan État-Région 2015 - 2020. Les financeurs de ce projet sont : l'Union Européenne, l'État, la Région Sud, le Département des Bouches-du-Rhône et le LABEX OT-Med (Initiative d'Excellence d'Aix-Marseille Université - A*MIDEX).

A.1.1 Contexte et objectifs à l'échelle du projet

Les digues fluviales et maritimes de protection contre les submersions représentent environ 10 000 km et 1 000 gestionnaires en France. Les enjeux sont considérables : en moyenne une commune sur trois est concernée. La plus petite défaillance peut causer d'importants dégâts, matériels, financiers et humains. Il s'avère donc nécessaire d'apporter une attention particulière à la conception et à la réalisation de ces ouvrages, tout en limitant leurs coûts. Dans cette optique, le projet DIGUE 2020 importe aux digues fluviales et maritimes, existantes et nécessitant des réparations et/ou des confortements, ainsi que celles en phase de conception et de construction. Il vise également à déployer un nouveau concept de digue résistante à l'ensemble des mécanismes de rupture (érosion interne, érosion de surface et stabilité) via l'utilisation d'un sol traité à la chaux. En effet, cette composition s'avère innovante en ingénierie des ouvrages hydrauliques, bien qu'elle soit déjà utilisée dans d'autres domaines tels que celui des terrassements, et est aussi économiquement intéressante. En revanche il est nécessaire d'approfondir les connaissances relatives au sol-chaux dans une configuration inédite de digue à échelle 1, soumise à des aléas environnementaux.

Le projet DIGUE 2020 a pour objectif de créer une plateforme de recherche en Camargue sur les digues maritimes, afin de permettre une permanence des observations in situ, sur une période significative de plusieurs années.

En rupture avec les pratiques traditionnelles, les fonctions recherchées sont celles d'une digue moderne :

- réduire les risques de rupture par brèche provoquée par l'érosion grâce à un gain considérable, dû au sol-chaux, de résistance à la surverse et à l'érosion interne,
- réduire les coûts de construction et de maintenance des digues,

- réduire les nuisances de transport en limitant l'apport de matériaux issus de gisements éloignés, et en utilisant des sols locaux même lorsqu'ils sont considérés comme médiocres vis à vis des techniques traditionnelles,
- intégrer digues et déversoirs dans l'environnement paysager sans rompre la continuité écologique,
- permettre de restaurer les anciennes digues sans déconstruction : en utilisant les ressources locales, et en réduisant la production de déchets.

De manière générale et à long terme, l'enjeu est de permettre la maîtrise des risques de submersions marines dans une logique de protection des habitants dans le respect du développement durable (utilisation d'un matériau naturel, la chaux ; et construction prenant en compte les aspects environnementaux et écologiques des sites).

Les résultats sont attendus, en termes d'amélioration des connaissances sur les questions suivantes :

- les actions de la mer sur les digues de protection, y compris les actions extrêmes, et une signature éventuelle de leur évolution dans le cadre du changement climatique ;
- la durabilité des digues vis à vis de ces actions, ou comment évaluer la durée de son aptitude à accomplir sa fonction de protection contre les submersions ;
- la perception du risque de submersion marine et la perception de l'efficacité des digues de protection par les populations des territoires concernés.

Les connaissances développées et partagées, via la plateforme de recherche envisagée, permettront à moyen terme le développement de projets de confortement ou d'élaboration de nouvelles digues d'une conception durable, qui pourront être proposés dans le cadre des Plans Submersions Rapides dont plusieurs sont prévus en région PACA dans les années à venir.

Le projet rassemble quatre laboratoires de recherche de la Région PACA : INRAE ¹, CEREMA ², IGE ³ constituent les acteurs majeurs nationaux de la recherche en génie civil et hydraulique, le laboratoire de recherche ESPACE en Sciences Humaines et Sociales est spécialisé dans l'analyse des dynamiques du territoire, et le Symadrem syndicat mixte d'aménagement des digues du delta du Rhône et de la mer. Le rôle respectif des partenaires est le suivant :

- INRAE, CEREMA, IGE portent la recherche en géo-mécanique et en génie civil,
- ESPACE porte la recherche dans le domaine des sciences humaines et sociales,
- le Symadrem assure la maîtrise d'ouvrage de la construction de la plateforme.

Un des 4 modules de ce projet [33] a pour objectif de quantifier les actions de la mer par des mesures in situ (houle, impact des vagues) : ces actions sont en effet sous-estimées par les modèles réduits physiques, dans les canaux hydrauliques et les bassins de génie côtier. Des méthodes modernes et de hautes technologies seront déployées : mesures d'ondes acoustiques, fibre optique, modèles

1. Institut National de Recherches pour l'Agriculture, l'Alimentation et l'Environnement.

2. Centre d'Études et d'expertise sur les Risques, l'Environnement, la Mobilité et l'Aménagement.

3. Institut Gustave Eiffel, anciennement IFSTTAR.

numériques d'interprétation et d'inversion. Le module vise également à effectuer un diagnostic non destructif par analyse croisée de méthodes d'Évaluation Non Destructive, d'améliorer les méthodes d'Évaluation Non Destructive appliquées au diagnostic des digues de protection contre les submersions, de croiser plusieurs techniques d'Évaluation Non Destructive sur des cas représentatifs des pathologies/défauts potentiels des ouvrages.

A.1.2 Conception et construction de la plateforme de recherche

La conception de la plateforme de recherche est le fruit de longues réflexions communes des différents partenaires du projet DIGUE 2020. Chacun d'entre eux a un rôle et un axe de recherche spécifique. C'est la raison pour laquelle, dans un premier temps, le choix du site pour la construction de cette plateforme a été essentiel.

A.1.2.1 Choix du site

La plateforme a été réalisée en Camargue (région PACA), en renforcement de la Digue à la Mer, entre les étangs du Fangassier et du Galabert, cf. figure A.1. Les principaux critères qui ont permis la sélection de ce site ont été définis selon les objectifs de recherche propres à chaque partenaire et relativement aux contraintes environnementales et sociétales rencontrées en pratique. Voici deux caractéristiques actuelles du site de la plateforme :

Site isolé entre 2 étangs :

- Critère positif : environnement adéquat pour la recherche scientifique relative à ce projet (durabilité d'un sol chaud, actions de la mer sur une digue, etc..),
- Contraintes : construction et accessibilité délicates selon les conditions météorologiques.

Site localisé au sein du Parc naturel régional de Camargue :

- Critère positif : le Symadrem est responsable des digues de Camargue, la construction de la plateforme permet un renforcement et une remise en état d'une parcelle de la digue,
- Contraintes : l'étang du Fangassier est le siège de reproduction des flamants roses de Camargue. La digue est également un accès aux plages pour les touristes en périodes estivales. Les travaux ne doivent ni perturber la vie de ces oiseaux migrateurs, ni bloquer la route des vacanciers.

Ces caractéristiques ne sont qu'un aperçu des critères et contraintes qui ont retenu l'attention des acteurs de ce projet pendant sa phase de conception. Finalement, des compromis ont dû être faits et des solutions apportées pour palier aux points négatifs rencontrés, tout en gardant les objectifs de recherche bien en vue.

A.1.2.2 Réalisation technique

La réflexion autour des objectifs scientifiques d'un tel projet a conduit à la réalisation de la plateforme selon de nombreux critères techniques également. Pour cela, les partenaires ont sollicité l'expertise et le savoir-faire de diverses entreprises, tout en étant en étroite collaboration avec elles : ISL en tant que maître d'œuvre, le Symadrem pour la maîtrise d'ouvrage, Guintoli, entreprise de BTP/terrassment et Cementys sur la partie instrumentation.

La plateforme de recherche s'étend aujourd'hui le long de la Digue à la Mer, sur un linéaire d'environ 140 m. La digue existante a été arasée puis reconstruite avec un matériau traité à la



FIGURE A.1 – Digue à la Mer : à gauche l'étang du Galabert et à droite l'étang du Fangassier (Archive personnelle).



FIGURE A.2 – Plateforme en cours de construction. De gauche à droite : étang du Fangassier, digue du Symadrem, plateforme de recherche, batardeau, étang du Galabert (Archive INRAE).

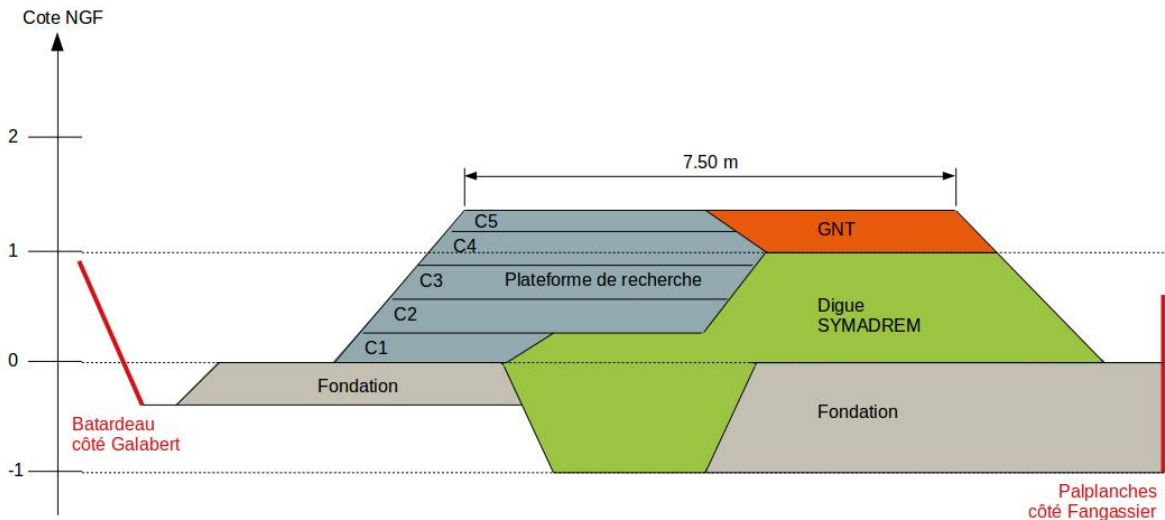


FIGURE A.3 – Schéma en coupe de la plateforme de recherche et de la digue existante.

chaux. Le matériau utilisé est issu d'une zone d'emprunt située à proximité du projet. La plateforme comporte quatre plots distincts qui présentent chacun une teneur en chaux et un taux de compactage différents et qui ont été construits à partir des matériaux de l'ancienne digue arasée. Des études géomécaniques et géotechniques ont été réalisées afin d'établir les teneurs en chaux et les taux de compactage adéquats pour la construction de la plateforme ainsi que des futures études de durabilité. Durant toute la phase de construction, un batardeau ainsi que des palplanches ont assuré une zone de construction hors d'eau, constituée de la digue existante et de la plateforme, cf. figure A.2. Le schéma en coupe A.3 met en évidence les différents éléments de construction de la plateforme en sus de la digue existante. Une clé d'ancrage entre les deux niveaux de fondation et un redan au niveau de la couche C1 permettent de limiter les risques de tassements différentiels. Ces tassements différentiels pourraient en effet fragiliser l'ouvrage et provoquer une rupture prématurée de celui-ci. La plateforme a quant à elle été conçue en cinq couches dans lesquelles l'instrumentation relative aux diverses études a été introduite. Cette instrumentation a pour but de fournir une mesure en

temps réel de l'état de la digue, et ce même pendant des événements extrêmes. Elle est composée de capteurs ponctuels mesurant les grandeurs physiques suivantes :

- | | |
|--|---|
| <ul style="list-style-type: none"> – humidité, – pH du sol, – pression interstitielle, – résistivité électrique, | <ul style="list-style-type: none"> – salinité dans le sol, – succion, – température. |
|--|---|

La majorité de ces capteurs ponctuels va permettre l'étude de la durabilité d'un sol traité à la chaux en milieu marin. Margot De Baecque, doctorante IGE au sein de ce projet également, a travaillé sur ce sujet de durabilité. Son article [26] fait état des essais en laboratoire qui permettent une telle étude et met en évidence l'enjeu de ce projet quant à la richesse des essais in situ sur nos connaissances actuelles. Sa thèse, prochainement disponible, traitera de la caractérisation multi-physique de la durabilité d'un sol traité à la chaux pour une application aux digues maritimes. En parallèle, une seconde doctorante, Scarlett Gendrey a cherché à remédier aux limites individuelles des méthodes de Contrôle Non Destructif (CND) utilisées généralement pour ausculter les ouvrages de type digue. L'un des moyens choisi est d'utiliser la fusion de données de plusieurs méthodes géophysiques de CND pour optimiser la détection, la caractérisation et la localisation de pathologies récurrentes des ouvrages hydrauliques en terre. Des défauts (ballons, plaques en fer) ont ainsi été disposés au sein de deux plots de la plateforme pour mener des essais de détection en vue de valider la méthodologie proposée dans ce travail de thèse. En sus, un autre système de mesure a été intégré au sein du plot n° 1. Il est destiné aux essais d'écoulements internes dont le dispositif et ses caractéristiques sont présentés dans la section suivante.

A.2 Mesures hydroacoustiques d'écoulements internes au sein d'une digue

Pour répondre en partie aux objectifs du projet Digue 2020, des essais d'écoulements internes localisés seront réalisés au sein de la plateforme de recherche dans le cadre de cette thèse. Le principe est d'introduire deux conduites au sein de la plateforme de recherche et d'instrumenter le corps de cette dernière par un réseau de fibres optiques, lors de la conception de l'ouvrage. La technologie DAS sera ainsi testée dans un environnement in-situ et en application directe sur un ouvrage hydraulique-maritime, permettant de recueillir les signaux acoustiques caractéristiques des écoulements internes. Les différentes campagnes de mesures réalisées sur la plateforme viendront enrichir les études sur la caractérisation hydroacoustique des écoulements internes au sein d'une digue. La situation réelle visée ici est en priorité l'ouvrage non sollicité, dans la mesure où l'objectif est d'améliorer la prévention plutôt que la gestion de crise, c'est-à-dire le diagnostic plutôt que la surveillance.

A.2.1 Dispositif d'écoulement interne

Le principe ici est de disposer des tubes en PVC⁴ et des tuyaux en PEHD⁵ dans un plot de la plateforme afin de créer des écoulements internes localisés. Ce dispositif tient compte des caractéristiques même du plot dans lequel il est implanté ainsi que des contraintes relatives à la construction de la plateforme.

4. PolyChlorure de Vinyle.

5. PolyÉthylène Haute Densité.

A.2.1.1 Caractéristiques du plot dans lequel est implémenté le dispositif expérimental

Le plot n° 1 est le plot le plus au sud de la plateforme. Le matériau utilisé pour sa conception provient de la digue à la mer avant sa reconstruction. Il est composé majoritairement d'argile plus ou moins sableux. Ce matériau a été stocké à proximité de la zone du projet et a été préparé pour son utilisation dans la plateforme. Les différentes étapes de préparation sont les suivantes :

- **Stockage initial** : mise en dépôt du matériau extrait du corps de la digue, dans une zone dédiée.
- **Homogénéisation** : rendre le matériau homogène à l'aide d'un malaxeur. L'homogénéisation du sol avant son traitement est indispensable pour garantir des performances optimales en particulier sur le sujet d'érosion et pour répondre aux objectifs scientifiques du projet.
- **Traitement** : Le traitement à la chaux du matériau est effectué également dans le malaxeur selon les étapes ci-dessous :
 - émottage et criblage du matériau,
 - incorporation de la chaux au dosage voulu, dépendant de la mesure en continu du poids du matériau brut entrant dans le malaxeur,
 - incorporation de l'eau au dosage adéquat à la teneur en eau souhaitée (en fonction de la teneur en eau mesurée du matériau brut avant son entrée dans le malaxeur),
 - malaxage de l'ensemble des composants,
 - vérification par pesée des matériaux (sol et liant) en sortie de malaxeur.
- **Stockage final** : mise en dépôt du matériau prêt à l'emploi pour la construction de la plateforme pendant une durée minimale de 24h avant son utilisation. La teneur en eau est conservée via la fermeture du stock à l'aide de sacs hermétiques par exemple.

Des contrôles de la teneur en eau tout au long du processus de préparation du matériau sont nécessaires afin de garantir un matériau qui respecte les critères de la plateforme de recherche. De la même manière, des vérifications de la teneur en chaux du matériau traité doivent être réalisées ainsi que sur la qualité de la mouture du sol au cours des différentes étapes de préparation. Ces processus ont été appliqués à l'ensemble des plots de recherche, avec des teneurs en chaux différentes pour répondre aux objectifs du projet de recherche. Concernant le plot n° 1, dans lequel est implanté le dispositif d'écoulement interne, les caractéristiques du matériau sont récapitulées dans le tableau A.1.

Caractéristiques du matériau	
Composition	Argile +/- sableux
Teneur en chaux	2.5%
Taux de compactage	95% de l'OPN ⁶

TABLE A.1 – Caractéristiques du matériau dans le plot n° 1 de la plateforme de recherche Digue 2020.

6. Optimum Proctor Normal.

A.2.1.2 Caractéristiques du dispositif expérimental

Le dispositif dédié aux écoulements internes est composé principalement de tubes en PVC et de tubes en PEHD disposés au sein de la couche C2 du plot n° 1 de la plateforme. Deux conduites avec des diamètres différents sont ainsi réalisées. Le schéma de la figure A.4 représente une vue en plan de la disposition des conduites. Chaque matériel ici représenté possède une fonction :

- **Les tubes en PVC** servent d'introduction à l'écoulement. Le branchement du système hydraulique lors des essais se fera au niveau du tube en PVC sortant du plot. Ces tubes sont fixes et disposés dans le plan horizontal, avec une longueur approximative de 3.50 m et deux diamètres sont utilisés : $\varnothing_{PVC_1} = 75$ mm et $\varnothing_{PVC_2} = 40$ mm. Le U est formé de manière à avoir 1 m en pied de U et environ 50 cm en amont des tuyaux en PEHD.
- **Un ensemble de tuyaux en PEHD**, assurant la réservation du conduit dédié à l'étude de l'écoulement interne, est installé dans le prolongement des tubes en PVC, toujours dans le plan horizontal. Les tuyaux PEHD sortent d'environ 1 à 2 m du plot, du côté de l'étang du Galabert, pour permettre leur extraction juste avant la réalisation de l'essai. Le tuyau central est extrait avant les tuyaux périphériques pour permettre une meilleure extraction. Le positionnement de l'ensemble de tuyaux installés pour préformer les conduits utiles est explicite sur le schéma A.4. Le fait que le tuyau central soit en contact avec les autres tuyaux, et sans contact avec le sol, réduit les efforts de frottement lors de son extraction. Une fois ce tuyau central sorti, il dé-contraint l'ensemble, ce qui facilite l'extraction des autres tuyaux. Ici les diamètres des tuyaux en PEHD sont plus petit que ceux des tubes en PVC de façon à ce que l'ensemble en couronne rentre dans le diamètre interne du tube en PVC. Deux diamètres de tubes en PVC incluent deux diamètres de tuyaux également : $\varnothing_{PEHD_1} = 20$ mm et $\varnothing_{PEHD_2} = 10$ mm.

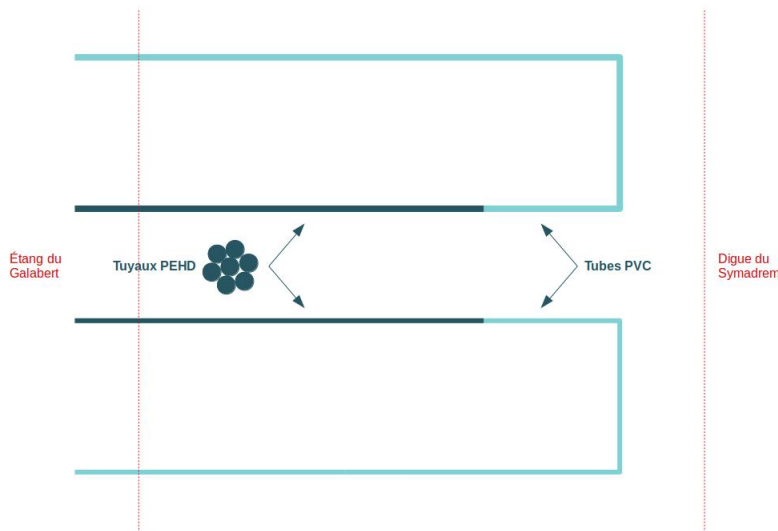


FIGURE A.4 – Schéma du dispositif d'écoulement interne - coupe dans le plan horizontal dans C2.

Pour résumer, les tubes en PVC permettent l'établissement d'un écoulement tandis que les tuyaux en PEHD pré-forment la conduite que nous allons étudier. Ces tuyaux seront extraits en amont des essais d'écoulements internes. Les mesures acoustiques seront ainsi réalisées sur des conduites

internes sans matériel et de dimensions connues. Avant de voir le dispositif d'instrumentation, un court paragraphe donne d'avantage d'éléments sur l'installation même du dispositif d'écoulements internes.

A.2.1.3 Installation du dispositif expérimental

L'ensemble du dispositif a nécessité une préparation en amont de son installation au sein de la plateforme : découpe du matériel, rigidification horizontale des tuyaux en PEHD (initialement en bobine et incurvés), collage des éléments entre eux, etc. De la même manière, il a fallu, en cours de construction du plot, réaliser les tranchées destinées à accueillir le dispositif, mettre en place ce dernier, remblayer avec le matériau et compacter à nouveau la couche de matériau au dessus du dispositif. En effet, il est nécessaire de conserver un plot uniforme dans sa densité, limitant ainsi les risques de rupture, d'affaissement et/ou d'apparition de zones d'infiltration liées à la présence du dispositif, tel un défaut dans l'ouvrage. Ce compactage a fait appel à la vigilance et à la rigueur de l'entreprise de terrassement car les engins pouvaient endommager le dispositif à cause de leur poids. Un petit compacteur robotisé manuellement, et mieux adapté face à cette contrainte, a ainsi été utilisé. Le temps de préparation et d'installation de ce dispositif a été d'une journée sur le chantier, à 3-4 personnes.

A.2.2 Dispositif d'instrumentation

Le dispositif d'instrumentation qui accompagne les conduites d'écoulements internes est composé de six capteurs ponctuels et de deux réseaux de fibre optique. Cette instrumentation permet une mesure de la signature acoustique des écoulements internes. L'utilisation de deux méthodes de mesures différentes conduit à une comparaison possible des réponses acoustiques. En effet, un des objectifs de ces essais d'écoulements internes est d'orienter l'emploi de la fibre optique dans la détection des défauts dans les ouvrages hydrauliques de type digue. L'emploi de capteurs ponctuels plus traditionnels, ici accéléromètres et géophones pour lesquels les grandeurs physiques mesurées sont plus généralement exploitées, vient en parallèle pour valider les mesures par fibre optique. Le schéma de la figure A.5 complète le précédent schéma A.4 avec le dispositif d'instrumentation.

A.2.2.1 Capteurs répartis par fibre optique

La fibre optique est ici utilisée en tant que capteurs répartis. En effet, comme développée dans le chapitre 1, la détection distribuée par fibre optique est une méthode de mesure qui permet de localiser différents événements le long d'une fibre optique de longueur considérable (typiquement autour de 50 km). Ici la fibre optique est utilisée avec le système d'acquisition DAS⁷, qui permet une représentation linéaire des signaux acoustiques distribués.

Au sein du dispositif d'écoulements internes, il y a deux serpentins de fibres optiques indépendants, disposés au-dessus et en dessous des conduites. Le premier serpentin a été introduit dans la couche C1. Le second dans la couche C2, après l'installation des conduites et le compactage manuel. Des tranchées ont été réalisées pour disposer la fibre. Le modèle de fibre optique est la fibre multimode SensoLux avec une prédisposition pour la détection des champs de températures et de déformations. Celle-ci possède un rayon de courbure minimal à respecter lorsqu'elle est manipulée et installée sur un dispositif, au risque d'être endommagée. Ce rayon de courbure a de ce fait déterminé le nombre de boucles destinées aux mesures. Le schéma de la figure A.5 n'est pas quantitatif de ce

7. Distributed Acoustic Sensing

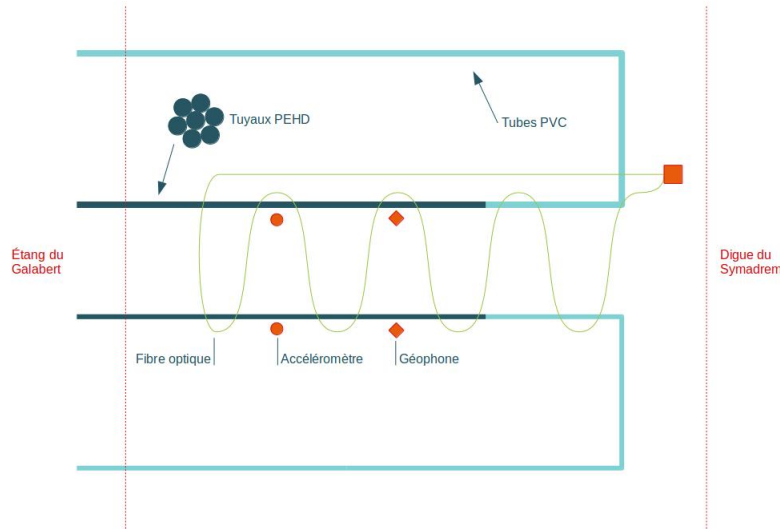


FIGURE A.5 – Schéma du dispositif d'écoulement interne avec l'instrumentation - coupe dans le plan horizontal dans C2.

nombre de boucles. Ces dernières ont été positionnées au niveau des conduites à étudier afin de maximiser la longueur de fibre à proximité directe de la zone d'écoulement. La longueur de fibre déployée pour les deux serpentins est en moyenne de 17 m, en considérant un peu plus de la moitié comme distance utile à la mesure et en ayant une résolution de 1 m entre chaque point de mesure, cela conduit approximativement à 10 points sur chaque réseau de fibre optique permettant une mesure comparative à celles des capteurs ponctuels (accéléromètres et géophones).

A.2.2.2 Capteurs ponctuels

Les capteurs ponctuels sont au nombre de six dont trois accéléromètres et trois géophones. Un couple est enterré au dessus de chaque conduite étudiée. Le troisième couple d'accéléromètre/géophone est libre et sera placé à la surface du plot, au dessus des conduites, lors de la réalisation des essais. Les accéléromètres choisis pour leur gamme de fréquences d'études ainsi que les géophones sont respectivement des IAC-I-03 de RECOVIB et des RTC-10Hz-395 de R.T. Clarck. Ces deux types de capteurs devraient permettre une analyse des basses fréquences autour desquelles les fréquences caractéristiques des écoulements internes sont attendues, soit 10 - 500 Hz (cf. chapitres 2 et 3).

A.2.2.3 Installation du dispositif d'instrumentation

L'installation de l'ensemble de l'instrumentation s'est déroulée de la façon suivante :

- **Le premier réseau de fibre optique** a été disposé au sein de la couche C1 selon le schéma de principe représenté en figure A.5, sans les capteurs ponctuels. Pour cela, une visualisation et un marquage des lignes destinées à la réalisation des tranchées ont été effectués. Les tranchées ont été faites à l'aide de râteau et/ou pioche, sur une largeur et une profondeur de 5 cm. Après la pose de la fibre optique, un remblayage et un compactage manuel des tranchées ont été réalisés de la même manière que pour l'installation des conduites en PVC et tuyaux en PEHD.

- **Le second réseau de fibre optique** a été installé de la même manière que le premier, mais au dessus du dispositif d'écoulement interne, dans la couche C2.

- **Les capteurs ponctuels**, pour des mesures comparatives, ont quant à eux été installés après le second réseau de fibre optique et sur la même couche. Deux couples de capteurs, composés d'un accéléromètre et d'un géophone chacun, sont ainsi enterrés au dessus des deux conduites d'écoulement, à proximité de la fibre optique. Le troisième couple sera placé ponctuellement à la surface du plot au moment de l'essai d'écoulement interne.

Des repérages topographiques ont permis de vérifier la disposition de l'instrumentation tout au long de son installation. Les câbles et sorties de fibre ont été mis de côté dans un boîtier de raccordement, qu'il a fallu surveiller pendant le reste du chantier, en particulier lors de la construction des couches supérieures 3, 4 et 5. En effet, certaines précautions ont été nécessaires pendant les phases d'installation du dispositif d'instrumentation et celles de construction de la plateforme. Le passage des engins de chantiers sur ou à trop grande proximité de l'instrumentation pouvait endommager cette dernière. Cela aurait impliqué des interventions supplémentaires pour remettre en état l'instrumentation ET la plateforme (besoin de déblayer pour accéder au dispositif), ce qui aurait entraîné des retards dans le chantier et des coûts. Ainsi, une vérification du bon fonctionnement de l'instrumentation par la société Cementys a été réalisée à chaque étape d'installation et construction des couches de la plateforme, de façon à palier aux éventuelles détériorations de l'instrumentation pendant le chantier. La vérification de la fibre optique a été effectuée à l'aide d'un appareil OTDR⁸ : celui-ci envoie une série de pulses lumineux qui parcourent la fibre optique jusqu'à son extrémité. Une partie de la lumière est rétro-diffusée jusqu'à l'appareil et permet de récupérer l'information en chaque point de la fibre. La mesure permet de mettre en évidence la présence d'imperfections ainsi que la longueur totale de fibre utilisée. Elle relève également les potentielles pertes induites par les connecteurs et/ou les courbures que la disposition de la fibre pourrait entraîner, ainsi que les éventuelles cassures dues au compactage des couches supérieures de la plateforme ou au passage des engins de chantier sur la fibre. Aucune perte majeure n'a été constatée en comparant les traces OTDR entre chaque étape de vérification. De plus, un agent a veillé à ce que les engins ne circulent pas sur la zone comprenant l'ensemble du dispositif d'écoulement interne et son instrumentation.

À ce jour, l'ensemble du dispositif d'écoulement interne et son instrumentation sont prêts pour la réalisation de campagnes de mesures in situ.

A.2.3 Essais prévisionnels d'écoulements internes

Les essais d'écoulements internes avec mesures vibroacoustiques sont prévus pour l'automne 2020, dans le cadre du projet Digue 2020 et avec la société Cementys. Les campagnes de mesure devront être planifiées en lien avec les conditions environnementales du site, dont la présence des vacanciers par exemple ou le rythme de migration des flamants roses, les conditions climatiques et humaines nécessaires. Le protocole d'essai n'est pas encore définitif. Des phases de réflexion et d'organisation autour de la préparation de ces essais sont encore nécessaires pour mener à bien les campagnes de mesures.

8. Optical Time Domain Reflectometer

Annexe B

Outils et développements relatifs au modèle analytique

B.1 Tables des premiers modes longitudinaux

n	f (Hz) ERT	f (Hz) STC
1	2 120,74	216,72
2	4 241,49	433,44
3	6 362,23	650,15
4	8 482,97	866,87
5	10 603,72	1 083,59
6	12 724,46	1 300,31
7	14 845,20	1 517,03
8	16 965,94	1 733,75
9	19 086,69	1 950,46
10	21 207,43	2 167,18

TABLE B.1 – Partie 1 - **n** premiers modes longitudinaux du système étudié pour chacun des matériaux utilisés et sur la plage de fréquences étudiée, d'après la formule $f_{0n1} = \frac{c_0}{2\pi} \cdot \frac{n\pi}{L_p}$ (3.28).

n	f (Hz) ERT	f (Hz) STC
11	23 328,17	2 383,90
12	25 448,92	2 600,62
13	27 569,66	2 817,34
14	29 690,40	3 034,06
15	31 811,15	3 250,77
16	33 931,89	3 467,49
17	36 052,63	3 684,21
18	38 173,37	3 900,93
19	40 294,12	4 117,65
20	42 414,86	4 334,37
21	44 535,60	4 551,08
22	46 656,35	4 767,80
23	48 777,09	4 984,52
24	50 897,83	5 201,24
25	53 018,58	5 417,96
26	55 139,32	5 634,67
27	57 260,06	5 851,39
28	59 380,80	6 068,11
29	61 501,55	6 284,83
30	63 622,29	6 501,55

TABLE B.2 – Partie 2 - **n** premiers modes longitudinaux du système étudié pour chacun des matériaux utilisés et sur la plage de fréquences étudiée, d'après la formule $f_{0n1} = \frac{c_0}{2\pi} \cdot \frac{n\pi}{L_p}$ (3.28).

B.2 Premier développement

Nous rappelons l'expression de l'interspectre de la pression acoustique avant les développements analytiques :

$$\begin{aligned}
S_f(M; M', \omega) &= c_0^4 S_{pp}(\omega) \sum_{mns} \frac{J_m(K_{ms}r) J_m(K_{ms}R_i)}{A_{mns}(\omega^2 + ic\omega - \omega_{mns}^2)} \times \sum_{\mu\nu\sigma} \frac{J_\mu(K_{\mu\sigma}r) J_\mu(K_{\mu\sigma}R_i)}{A_{\mu\nu\sigma}(\omega^2 - ic\omega - \omega_{\mu\nu\sigma}^2)} \\
&\times \cos\left(\frac{nx\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{\nu x'\pi}{L_p}\right) \int_0^{L_p} \int_0^{L_p} \cos\left(\frac{n\xi\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{\nu\xi'\pi}{L_p}\right) s_\xi(\xi - \xi', \omega) d\xi d\xi' \quad (\text{B.1}) \\
&\times e^{im\theta} e^{-i\mu\theta'} \sum_\rho s_{\psi\rho}(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\rho(\psi-\psi')} e^{-im\psi} e^{+i\mu\psi'} d\psi d\psi'
\end{aligned}$$

Nous développons le terme suivant :

$$\begin{aligned}
\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\rho(\psi-\psi')} e^{-im\psi} e^{+i\mu\psi'} d\psi d\psi' &= \int_0^{2\pi} e^{i(\rho-m)\psi} d\psi \int_0^{2\pi} e^{-i(\rho-\mu)\psi'} d\psi' \quad (\text{B.2}) \\
&= 4\pi^2 \delta_\rho^m \delta_\rho^\mu
\end{aligned}$$

Ainsi

$$\begin{aligned}
e^{im\theta} e^{-i\mu\theta'} \sum_\rho s_{\psi\rho}(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\rho(\psi-\psi')} e^{-im\psi} e^{+i\mu\psi'} d\psi d\psi' \\
&= 4\pi^2 \sum_\rho s_{\psi\rho}(\omega) e^{im\theta} \delta_\rho^m e^{-i\mu\theta'} \delta_\rho^\mu \neq 0 \text{ ssi } \mu = 0 \quad (\text{B.3}) \\
&= 4\pi^4 s_{\varphi m}(\omega) e^{im(\theta-\theta')}
\end{aligned}$$

Avec maintenant le changement de variable $\gamma = \psi - \psi'$, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
s_{\varphi m}(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} s_\psi(\psi - \psi', \omega) e^{-im(\psi-\psi')} d\psi \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} s_\psi(\gamma, \omega) e^{-im\gamma} d\gamma \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{\left(\frac{-\alpha\theta}{U_c} R_i |\gamma|\right)} e^{-im\gamma} d\gamma \quad (\text{B.4}) \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} \left[e^{\left(\frac{-\alpha\theta}{U_c} R_i \gamma\right)} e^{im\gamma} + e^{\left(\frac{-\alpha\theta}{U_c} R_i \gamma\right)} e^{-im\gamma} \right] d\gamma \\
&= \frac{1}{2\pi} \left[e^{\left(\frac{-\alpha\theta}{U_c} R_i \pi\right)} - 1 \right] \cdot \left[\frac{-2R_i U_c \alpha_\theta}{m^2 U_c^2 + R_i^2 \alpha_\theta^2} \right]
\end{aligned}$$

B.3 Second développement

Nous posons également, avec $s_x(\xi - \xi') = e^{\left(-\alpha_x \frac{|\xi - \xi'|}{U_c}\right)} e^{\left(i\omega \frac{|\xi - \xi'|}{U_c}\right)}$:

$$\begin{aligned}
I_n^\nu(\omega) &= \int_0^{L_p} \int_0^{L_p} \cos\left(\frac{n\xi\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{\nu\xi'\pi}{L_p}\right) s_x(\xi - \xi') d\xi d\xi' \\
&= \int_0^{L_p} \int_0^{L_p} \cos\left(\frac{n\xi\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{\nu\xi'\pi}{L_p}\right) e^{\left(-\alpha_x \frac{|x - x'|}{U_c}\right)} e^{\left(i\omega \frac{|x - x'|}{U_c}\right)} dx dx' \\
&= \int_0^{L_p} \cos\left(\frac{\nu x' \pi}{L_p}\right) \left[\int_0^{x'} \cos\left(\frac{n x \pi}{L_p}\right) e^{\left(+\alpha_x \frac{x - x'}{U_c}\right)} e^{\left(i\omega \frac{x - x'}{U_c}\right)} dx \right. \\
&\quad \left. + \int_{x'}^{L_p} \cos\left(\frac{n x \pi}{L_p}\right) e^{\left(-\alpha_x \frac{x - x'}{U_c}\right)} e^{\left(i\omega \frac{x - x'}{U_c}\right)} dx \right] dx'
\end{aligned} \tag{B.5}$$

Expression que nous pouvons mettre sous la forme analytique ne dépendant que des paramètres $n, \nu, L_p, \alpha_x, U_c$ et ω (pour revenir à l'équation 3.55 contenant cette expression) :

$$\begin{aligned}
I_n^\nu(n, \nu, L_p, \alpha_x, U_c, \omega) &= \left[L_p^4 U_c^2 \times \left(e^{\frac{L_p(-\alpha_x)}{U_c}} (n^2 - \nu^2) \times \right. \right. \\
&\quad \left. \left[(-1)^n e^{\frac{L_p(+i\omega)}{U_c}} \left(n^2 \pi^2 U_c^2 + L_p^2 (\alpha_x + i\omega)^2 \right) \left(\pi^2 U_c^2 \nu^2 + L_p^2 (\alpha_x + i\omega)^2 \right) (\alpha_x - i\omega)^2 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + (-1)^\nu e^{\frac{L_p(-i\omega)}{U_c}} \left(n^2 \pi^2 U_c^2 + L_p^2 (\alpha_x - i\omega)^2 \right) \left(\pi^2 U_c^2 \nu^2 + L_p^2 (\alpha_x - i\omega)^2 \right) (\alpha_x + i\omega)^2 \right] \right. \\
&\quad \left. + \left[L_p^2 \pi^2 U_c^2 \left(8i(-1 + (-1)^{n+\nu}) n^2 \alpha_x \nu^2 \omega (\alpha_x^2 - \omega^2) - (1 + (-1)^{n+\nu}) n^4 (\alpha_x^2 + \omega^2)^2 + (1 + (-1)^{n+\nu}) \nu^4 (\alpha_x^2 + \omega^2)^2 \right) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - L_p^4 (\alpha_x^2 + \omega^2)^2 (n^2 ((1 + (-1)^{n+\nu}) \alpha_x^2 - 2i(-1 + (-1)^{n+\nu}) \alpha_x \omega - (1 + (-1)^{n+\nu}) \omega^2) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \nu^2 ((1 + (-1)^{n+\nu}) \alpha_x^2 + 2i(-1 + (-1)^{n+\nu}) \alpha_x \omega - (1 + (-1)^{n+\nu}) \omega^2) \right) \right. \\
&\quad \left. \left. + n^2 \pi^4 U_c^4 \nu^2 (\nu^2 ((1 + (-1)^{n+\nu}) \alpha_x^2 + 2i(-1 + (-1)^{n+\nu}) \alpha_x \omega - (1 + (-1)^{n+\nu}) \omega^2) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + n^2 (-1 + (-1)^{n+\nu}) \alpha_x^2 + 2i(-1 + (-1)^{n+\nu}) \alpha_x \omega + (1 + (-1)^{n+\nu}) \omega^2 \right) \right] \Bigg] / \\
&\quad \left[(n^2 - \nu^2) (n^4 \pi^4 U_c^4 + 2L_p^2 n^2 \pi^2 U_c^2 (\alpha_x^2 - \omega^2) + L_p^4 (\alpha_x^2 + \omega^2)^2) (\pi^4 U_c^4 \nu^4 + 2L_p^2 \pi^2 U_c^2 \nu^2 (\alpha_x^2 - \omega^2) + L_p^4 (\alpha_x^2 + \omega^2)^2) \right]
\end{aligned} \tag{B.6}$$

Annexe C

Résultats issus des essais expérimentaux

Cette annexe comprend l'ensemble des courbes résultantes des mesures vibroacoustiques réalisées pendant les essais d'écoulements internes en laboratoire. Ces essais expérimentaux ainsi que le traitement du signal effectué sont présentés au chapitre 2, tandis que l'analyse des résultats est disponible au chapitre 4. Les courbes de cette annexe sont composées des densités spectrales de puissance de la pression acoustique et des tendances des résonances de chacun de ces spectres. Ces courbes sont organisées en fonction du matériau étudié : ertalon et sol-chaux, pour chaque diamètre étudié selon les configurations expérimentales définies dans le tableau 2.2, ainsi que selon la position x de chaque accéléromètre (A1, A2, A3).

Les densités spectrales, calculées depuis l'expression 2.2 (rappelée ci-dessous), sont présentées pour plusieurs paliers de débits dont les valeurs sont basées sur une variation du nombre de Reynolds Re (table 2.3).

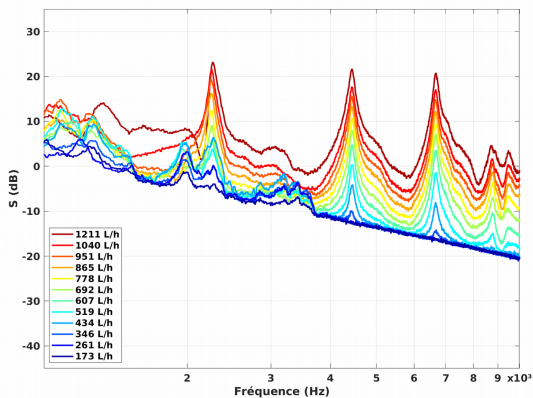
$$S(f) = |p(f)|^2 \cdot T \quad \text{où} \quad p(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(t)e^{-i2\pi ft} dt \quad (\text{C.1})$$

S'ensuit les tendances des résonances identifiées $S(f_1, f_2, f_3, f_4)$ en fonction du nombre de Reynolds Re , pour chaque diamètre, ainsi que du produit $S/(Dv^3)$ pour chaque résonance et chaque diamètre en fonction du nombre de Strouhal S_{tr} . L'identification des résonances a été réalisée à l'aide d'une fonction lorentzienne, présentée et détaillée au chapitre 2, section 2.3.3.4, dont nous rappelons l'expression ici :

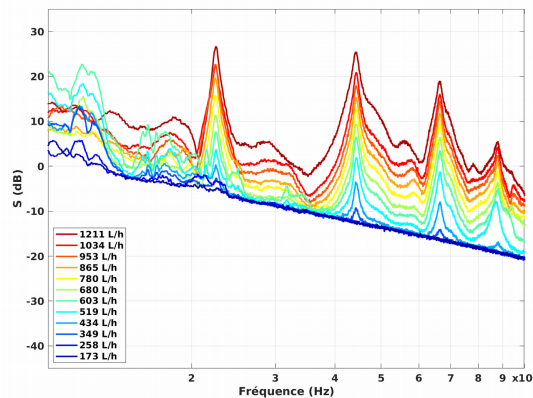
$$F_j^L(f) = \frac{A'}{(f - f_j^{re} + i f_j^{im}) \cdot (f + f_j^{re} + i f_j^{im})} \quad (\text{C.2})$$

Avec la partie réelle f_j^{re} et à la partie imaginaire f_j^{im} de la fréquence de résonance $f_j = \omega_j/2\pi = f_j^{re} - i f_j^{im}$. Les fréquences de résonance moyennes retenues sont également disponibles à la table 2.8.

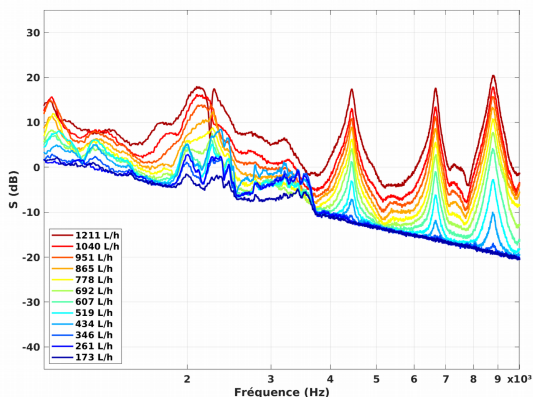
Pour rappel, chaque essai est identifié par HET-US-MAT-D-REP, avec MAT = [ERT ; STC], D = [4 ; 5 ; 6 ; 8 ; 10 ; 12] et REP = [1 ; 2 ; 3]. Nous rappelons également que la configuration HET-US-ERT-D-1 n'est pas traitée dans ce manuscrit. De plus, nous avons deux configurations HET-US-STC-5-REP avec six répétabilités.



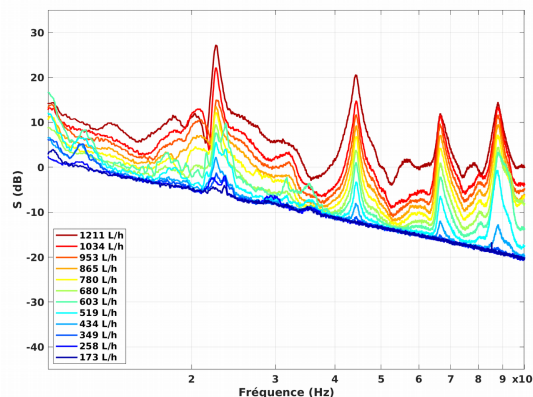
HET-US-ERT-6-2, A1



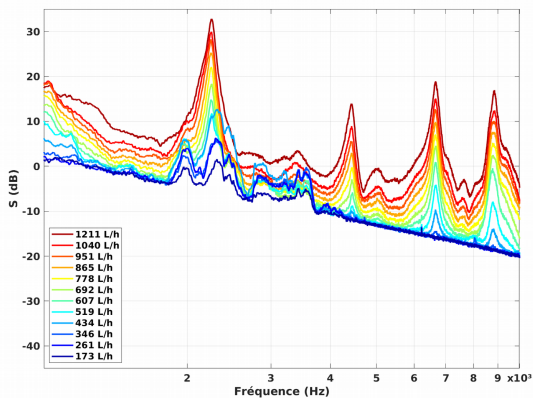
HET-US-ERT-6-3, A1



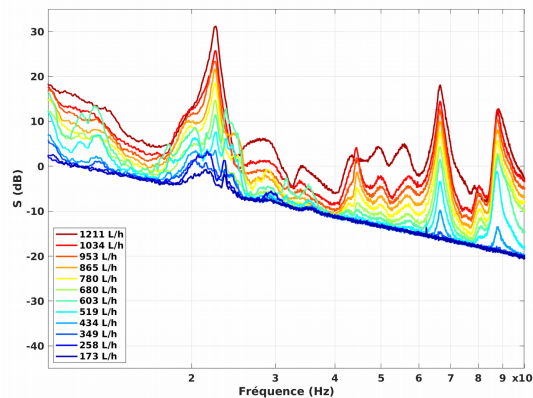
HET-US-ERT-6-2, A2



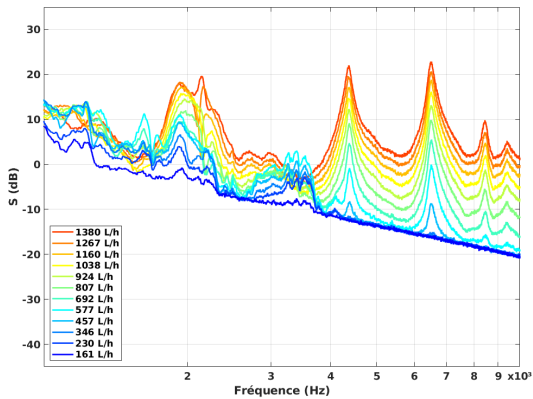
HET-US-ERT-6-3, A2



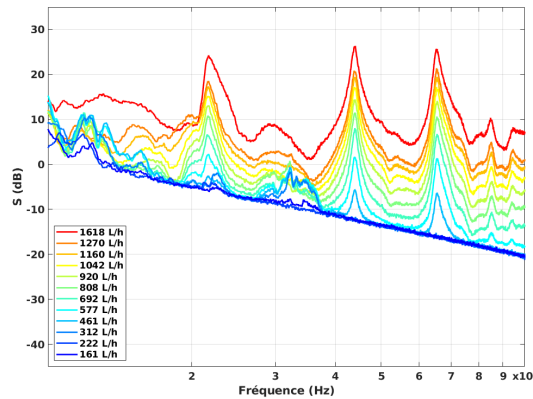
HET-US-ERT-6-2, A3



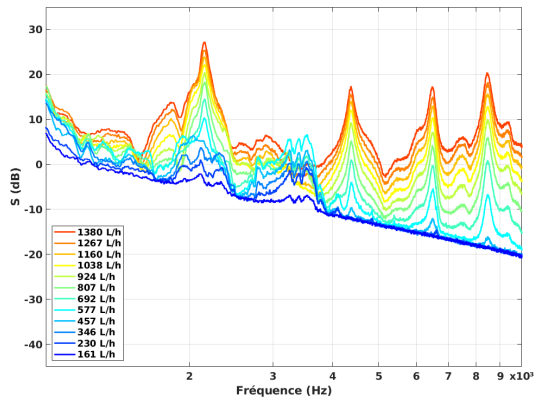
HET-US-ERT-6-3, A3



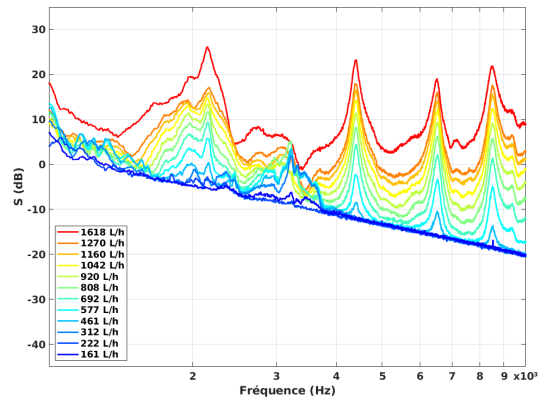
HET-US-ERT-8-2, A1



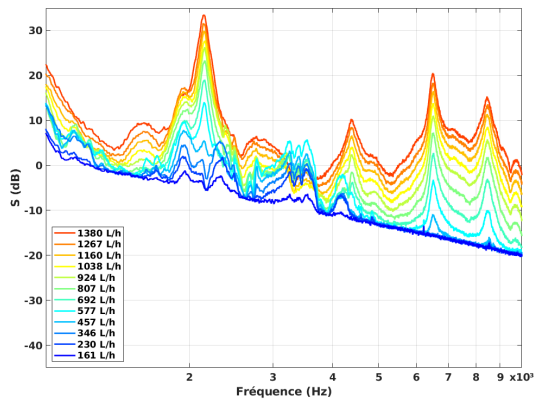
HET-US-ERT-8-3, A1



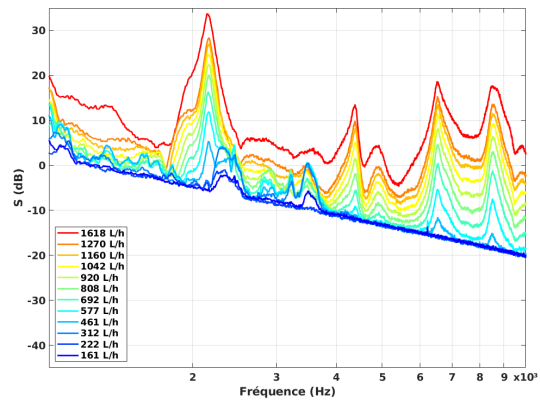
HET-US-ERT-8-2, A2



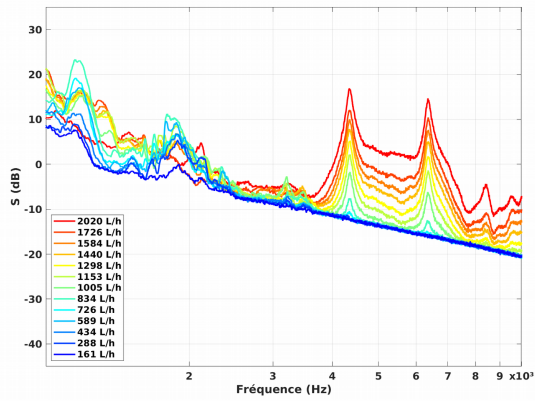
HET-US-ERT-8-3, A2



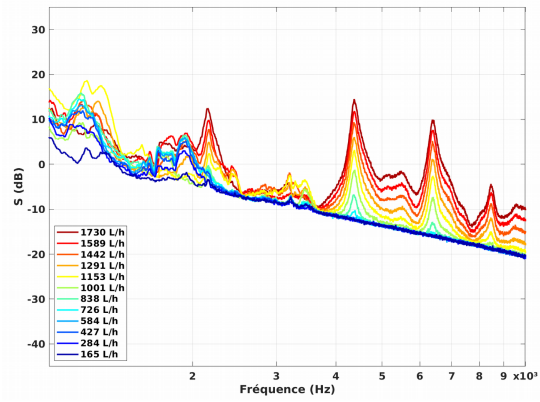
HET-US-ERT-8-2, A3



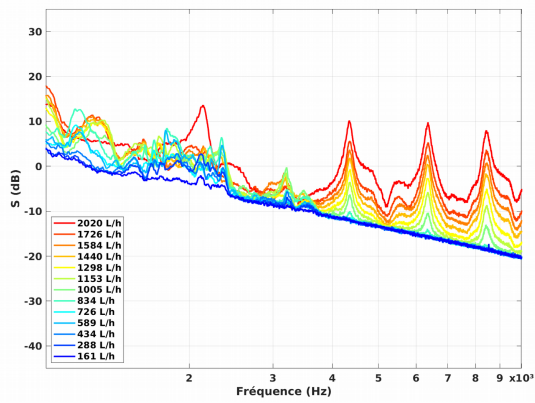
HET-US-ERT-8-3, A3



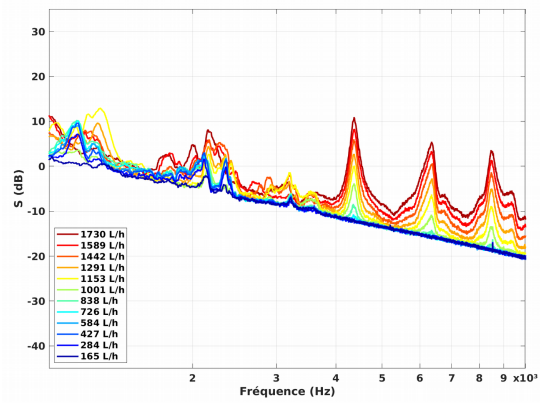
HET-US-ERT-10-2, A1



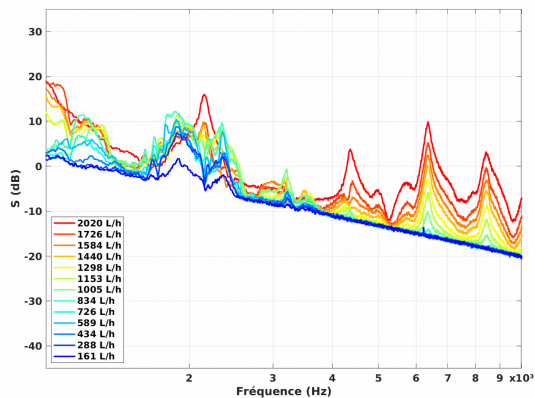
HET-US-ERT-10-3, A1



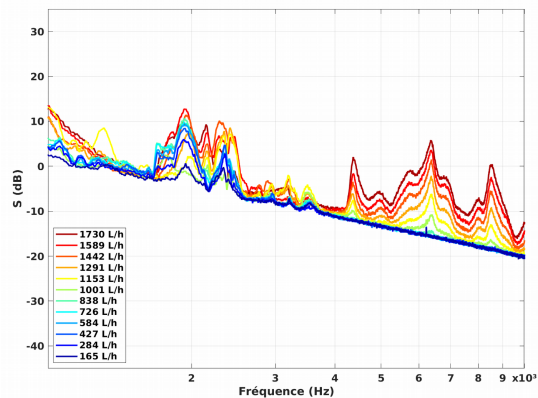
HET-US-ERT-10-2, A2



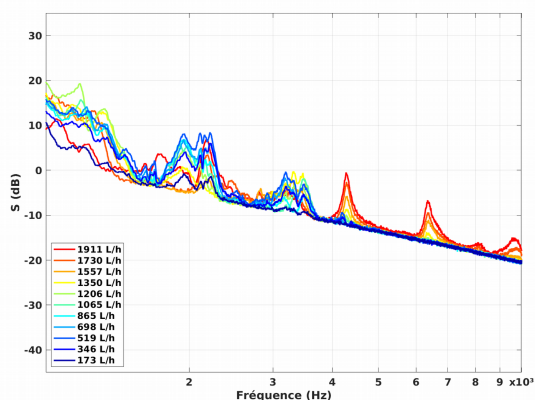
HET-US-ERT-10-3, A2



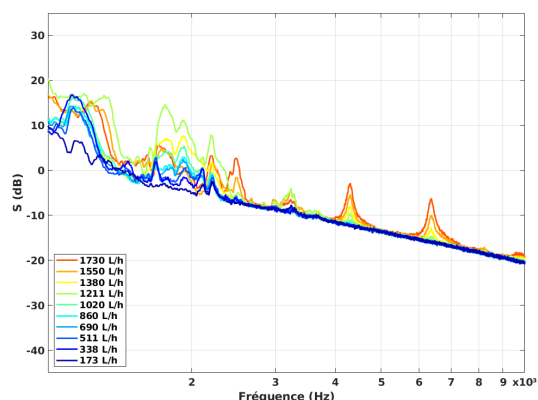
HET-US-ERT-10-2, A3



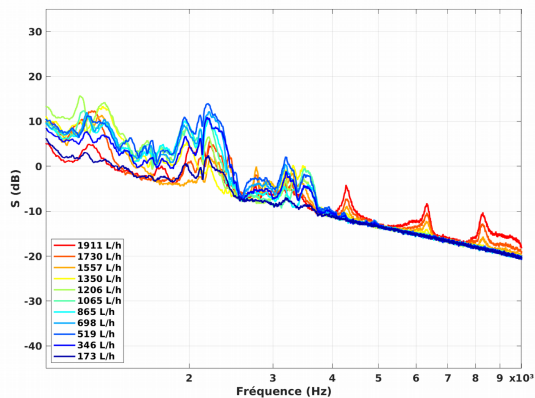
HET-US-ERT-10-3, A3



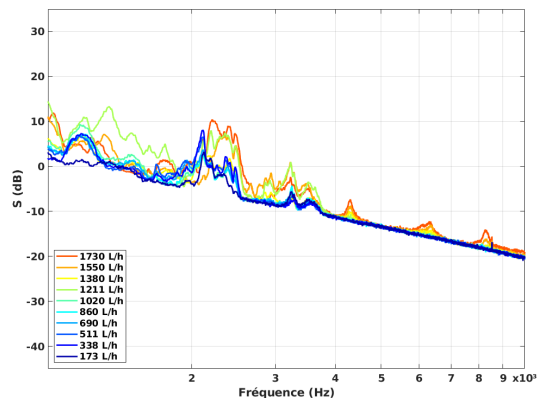
HET-US-ERT-12-2, A1



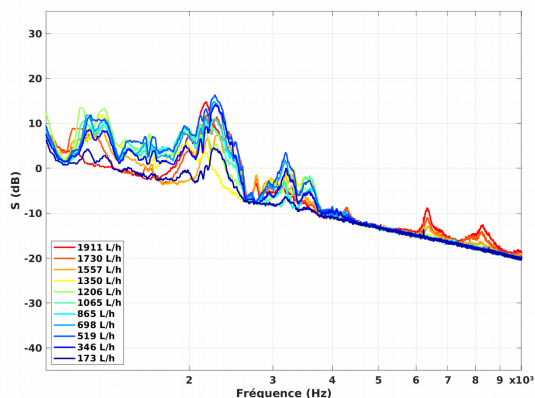
HET-US-ERT-12-3, A1



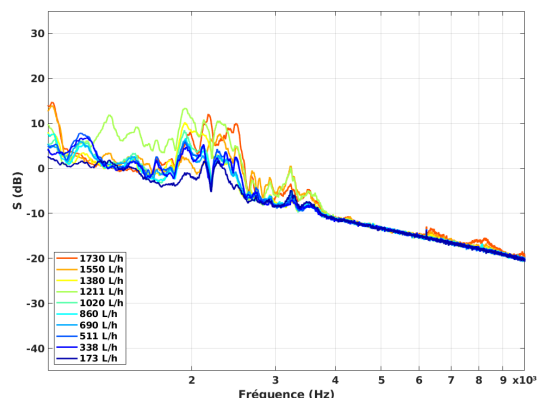
HET-US-ERT-12-2, A2



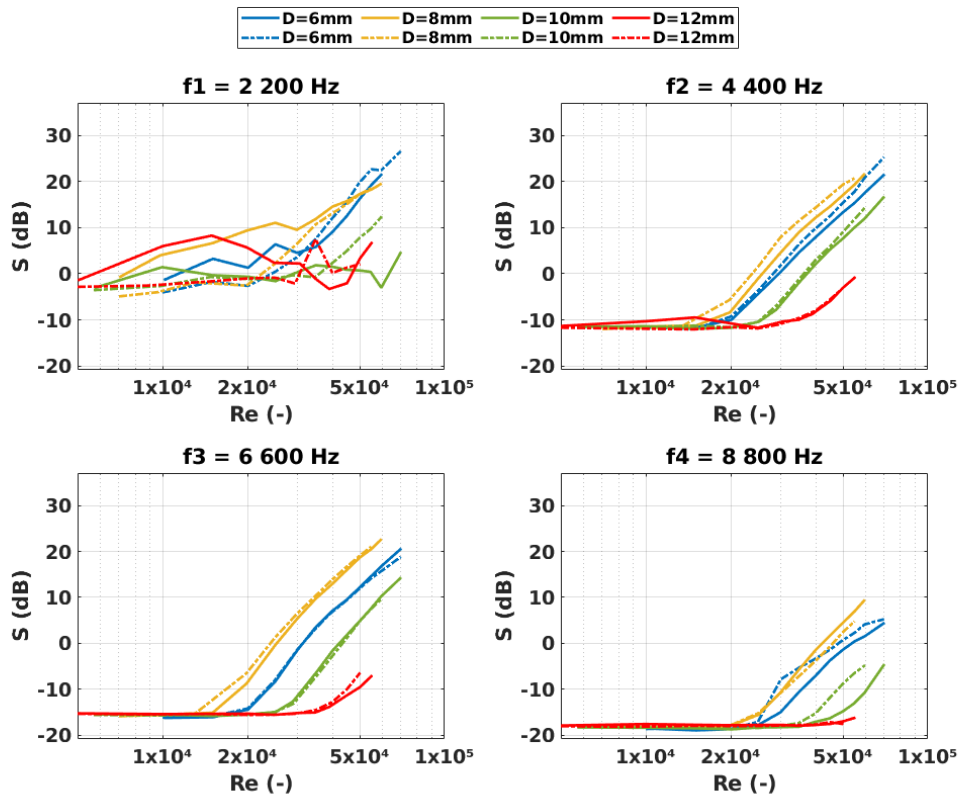
HET-US-ERT-12-3, A2



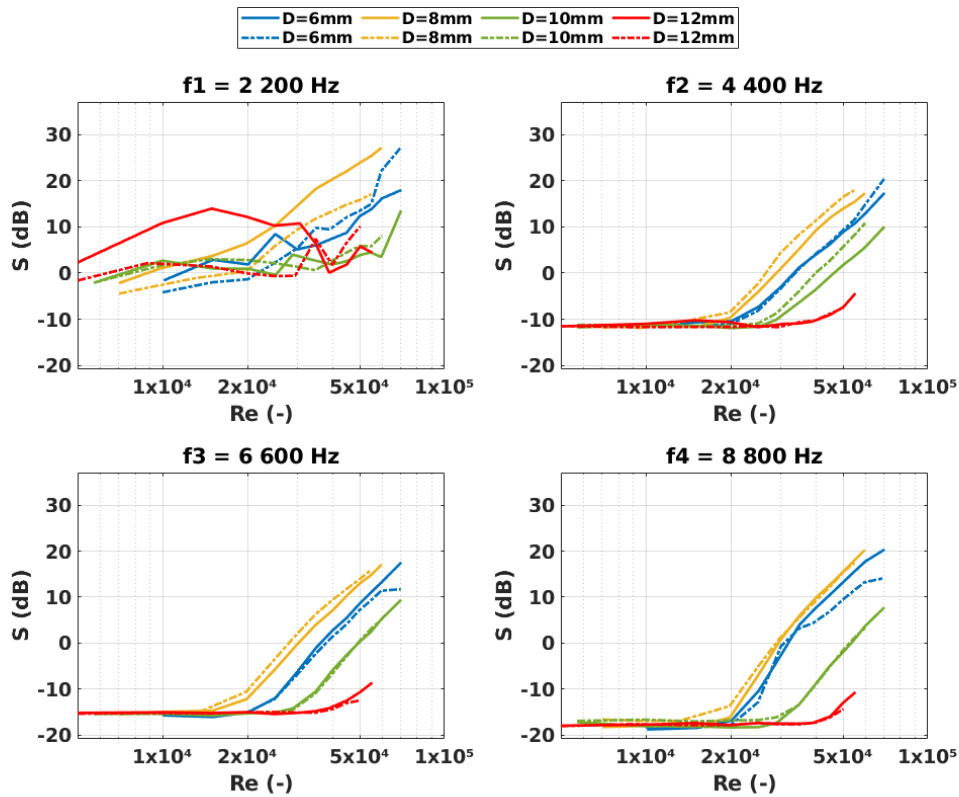
HET-US-ERT-12-2, A3



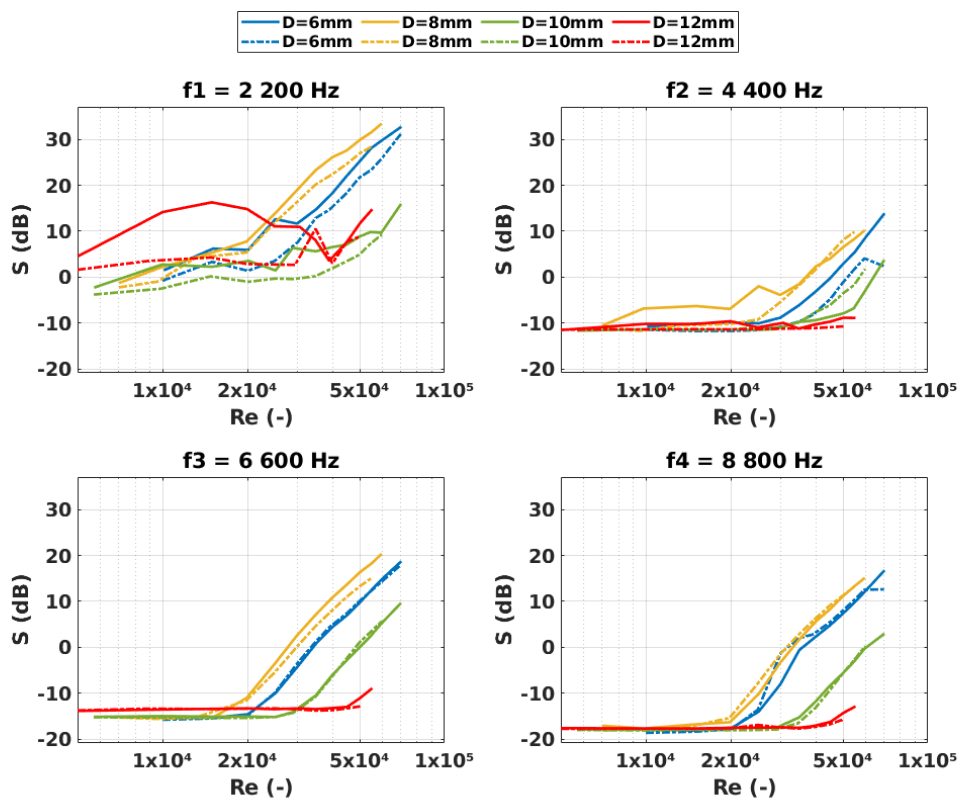
HET-US-ERT-12-3, A3



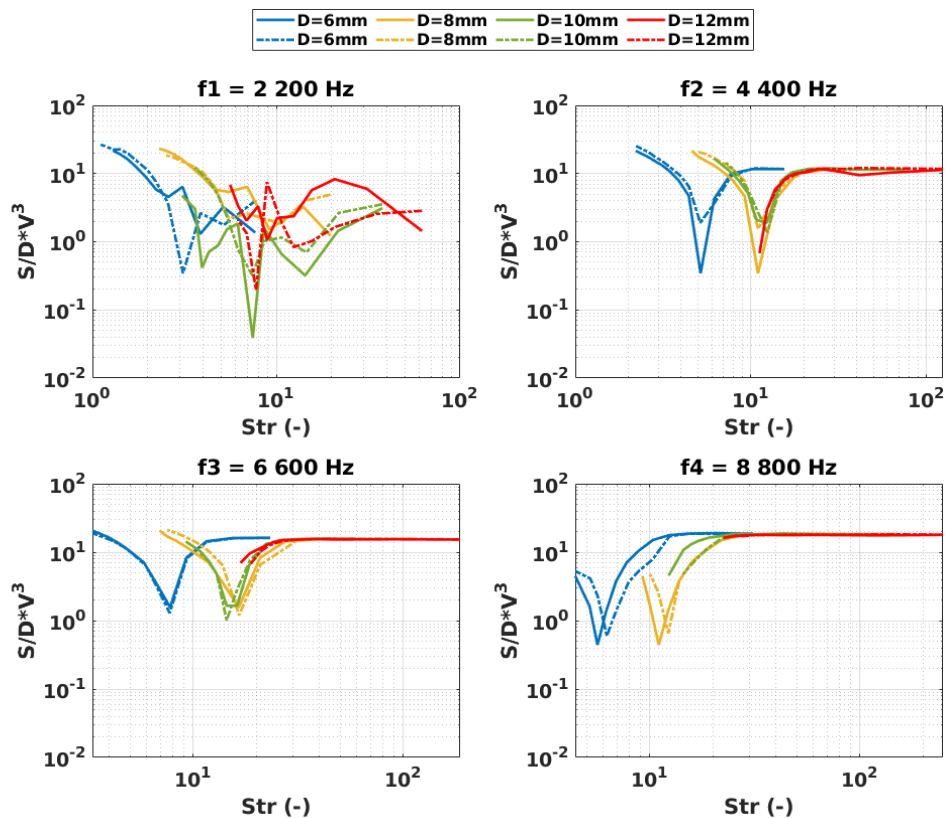
HET-US-ERT, A1



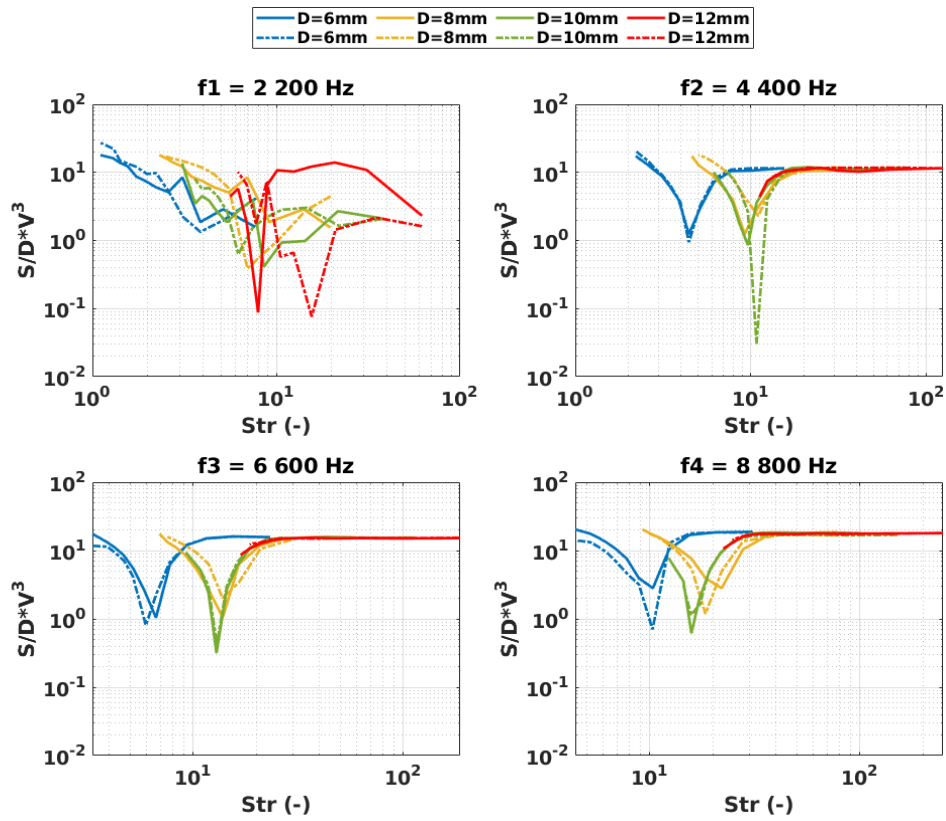
HET-US-ERT, A2



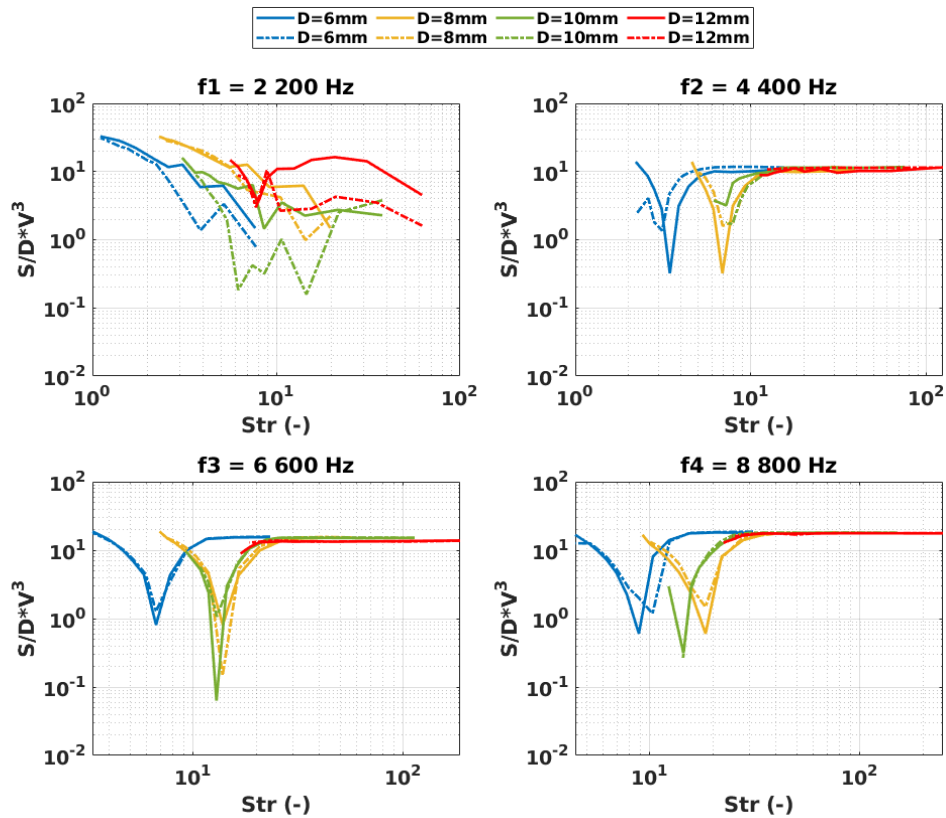
HET-US-ERT, A3



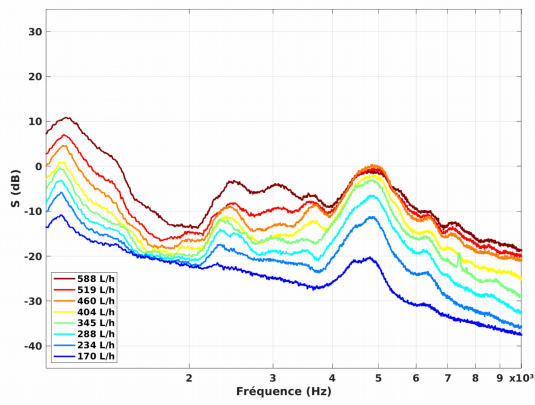
$\times 10^6 \cdot S / (\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
HET-US-ERT, A1



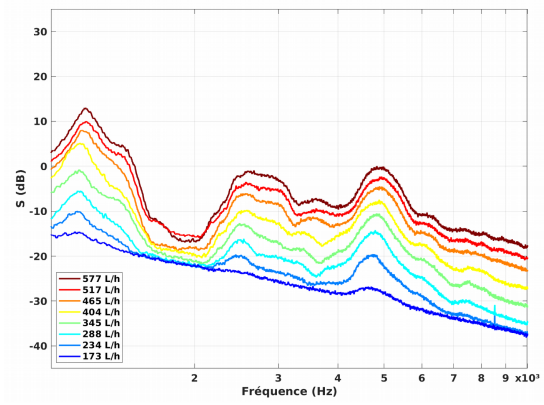
$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
 HET-US-ERT, A2



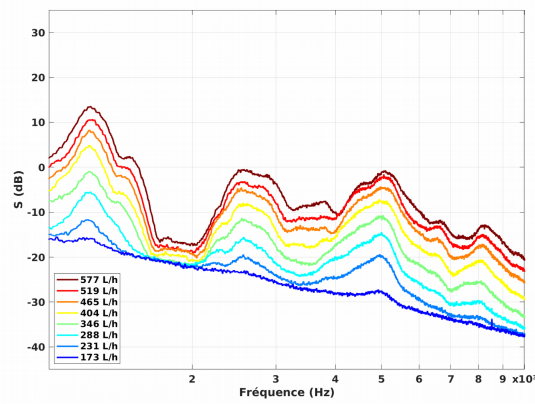
$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
 HET-US-ERT, A3



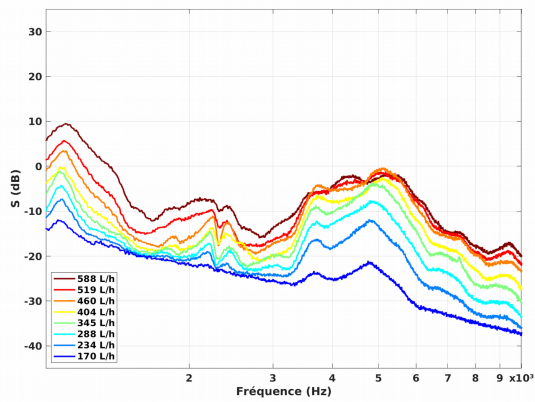
HET-US-STC-4-1, A1



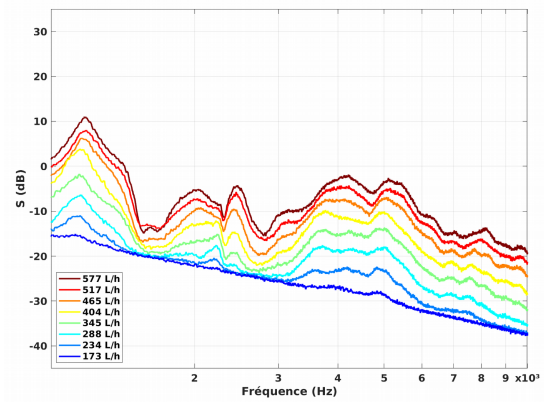
HET-US-STC-4-2, A1



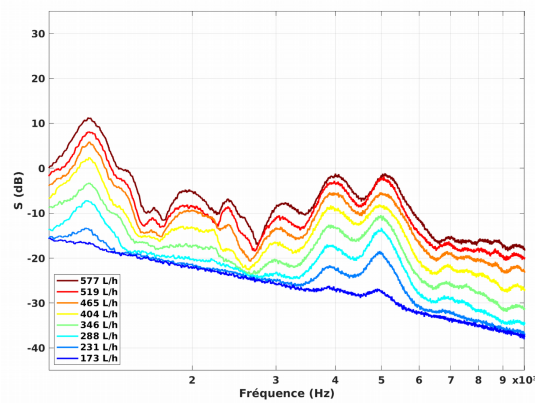
HET-US-STC-4-3, A1



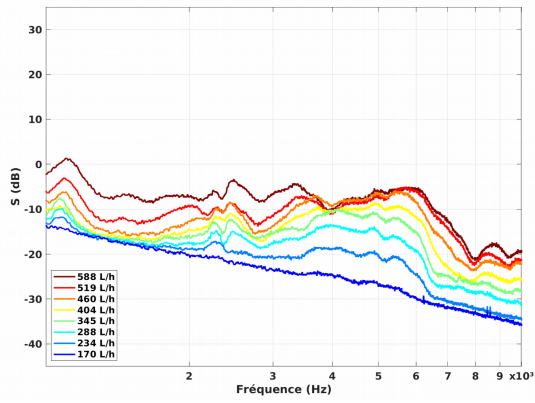
HET-US-STC-4-1, A2



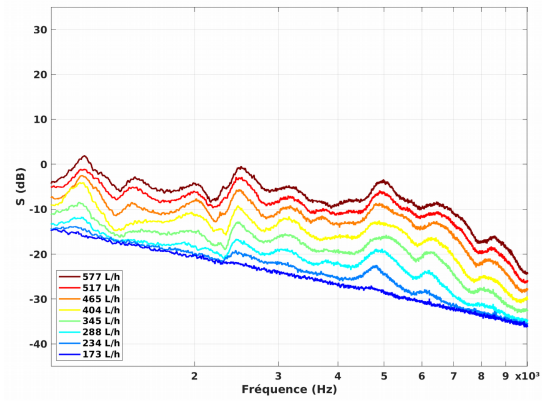
HET-US-STC-4-2, A2



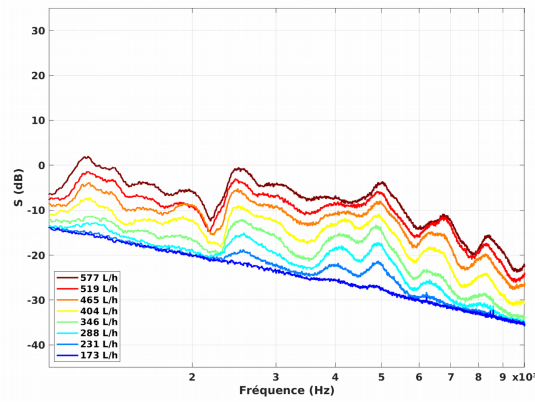
HET-US-STC-4-3, A2



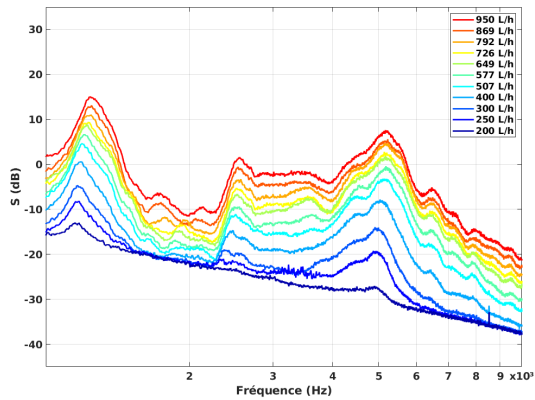
HET-US-STC-4-1, A3



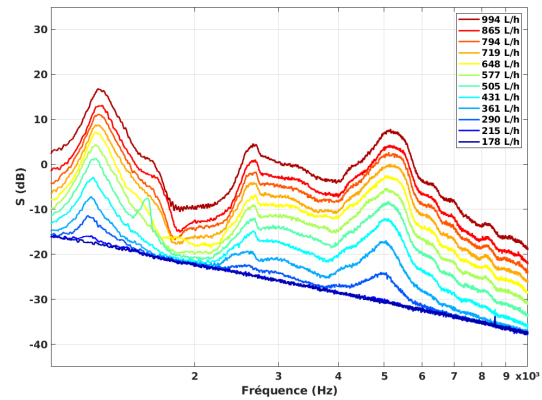
HET-US-STC-4-2, A3



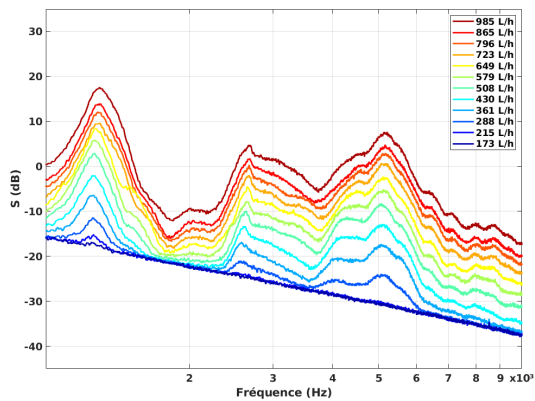
HET-US-STC-4-3, A3



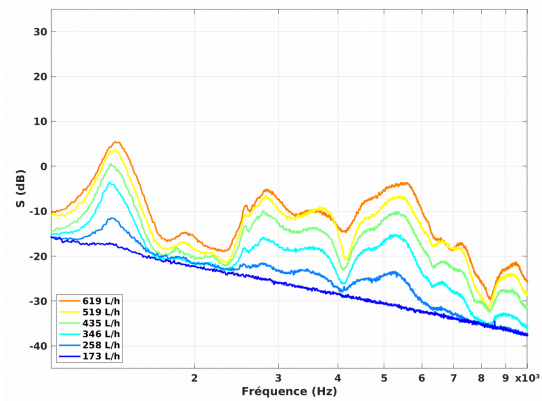
HET-US-STC-5-1, A1



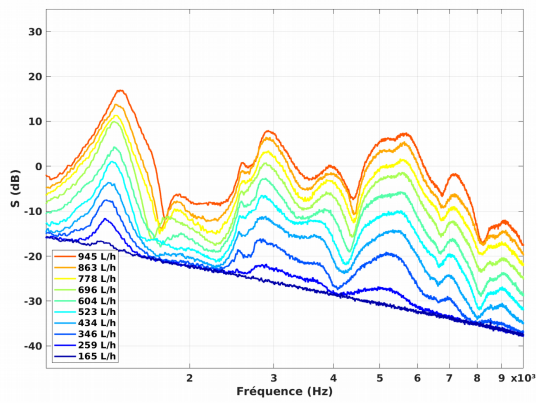
HET-US-STC-5-2, A1



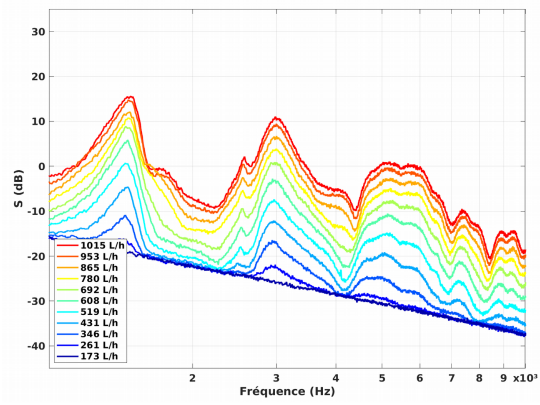
HET-US-STC-5-3, A1



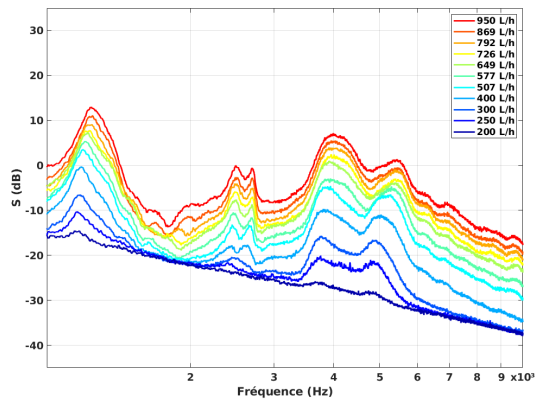
HET-US-STC-5-4, A1



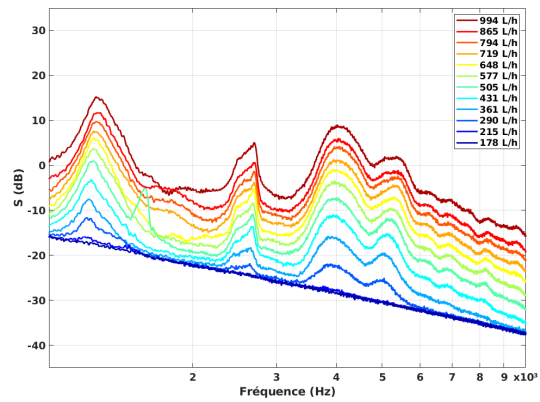
HET-US-STC-5-5, A1



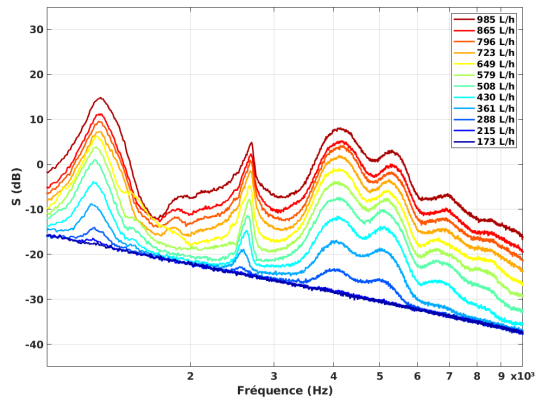
HET-US-STC-5-6, A1



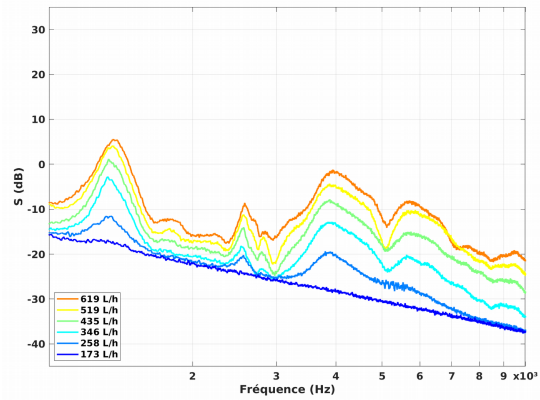
HET-US-STC-5-1, A2



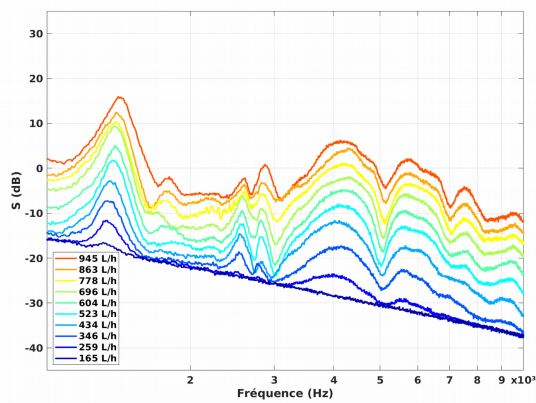
HET-US-STC-5-2, A2



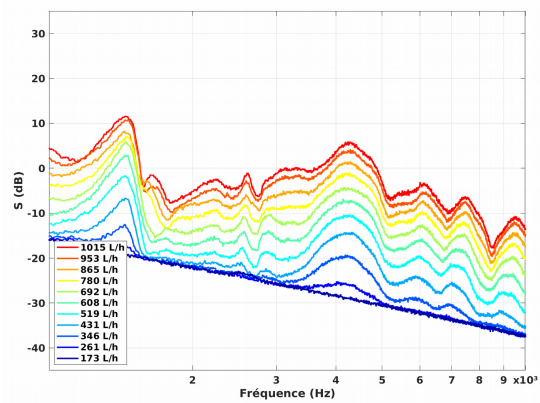
HET-US-STC-5-3, A2



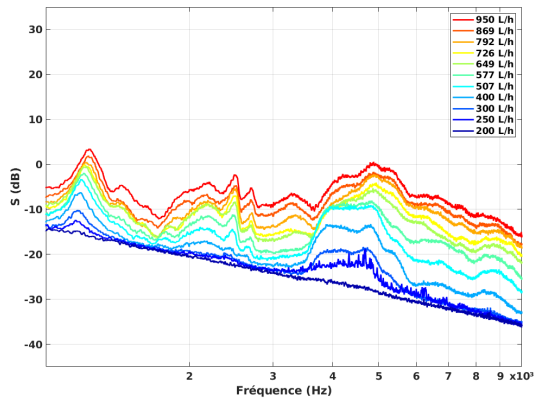
HET-US-STC-5-4, A2



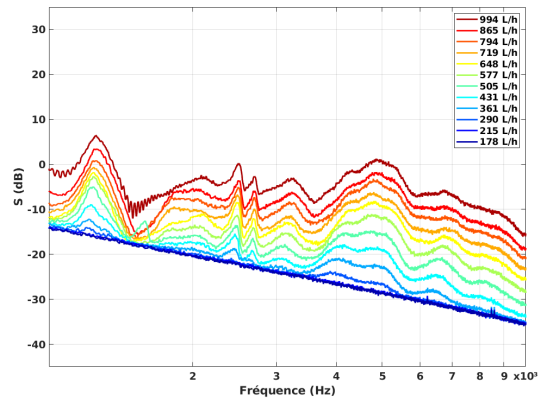
HET-US-STC-5-5, A2



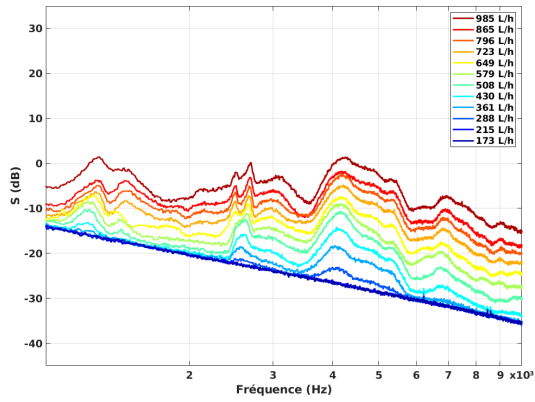
HET-US-STC-5-6, A2



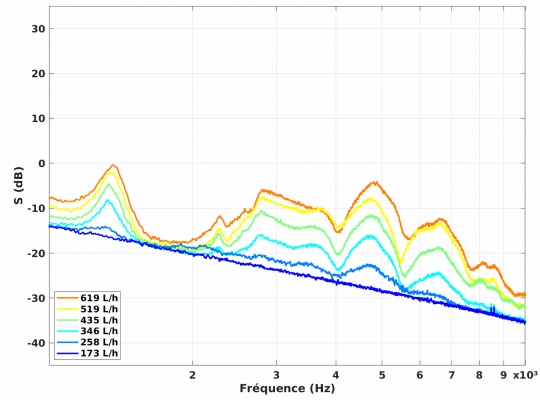
HET-US-STC-5-1, A3



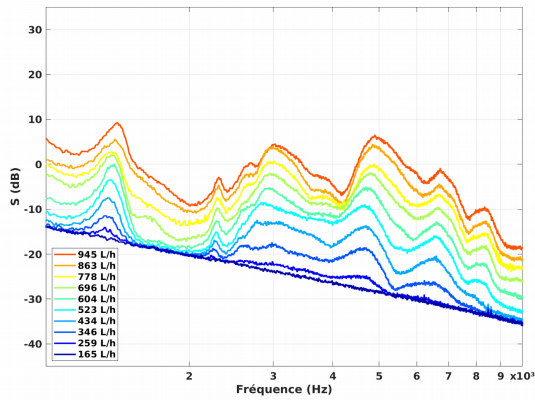
HET-US-STC-5-2, A3



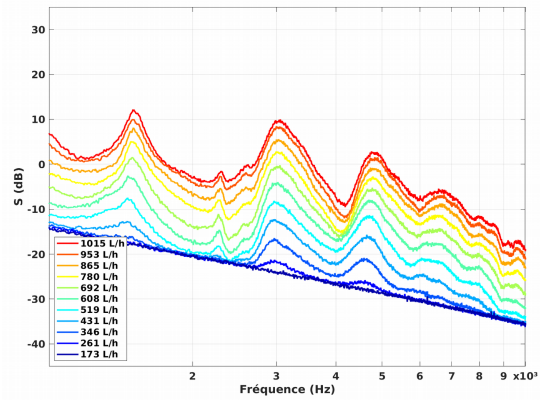
HET-US-STC-5-3, A3



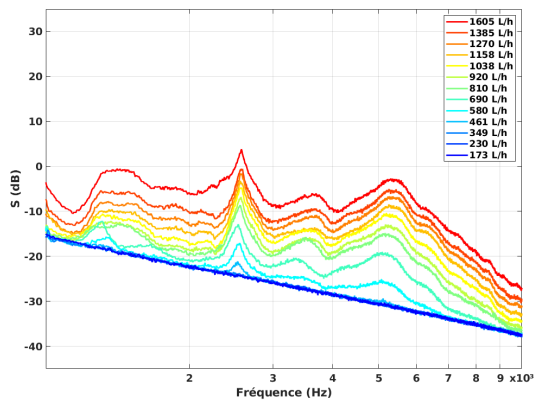
HET-US-STC-5-4, A3



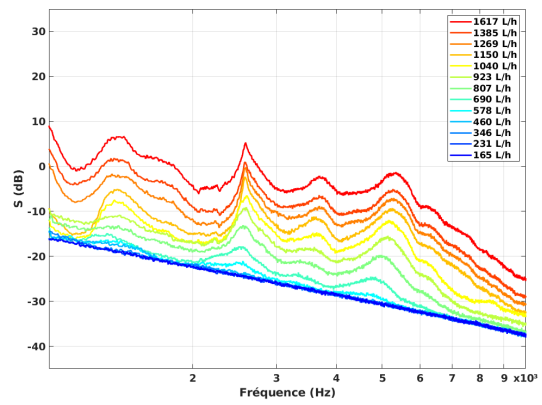
HET-US-STC-5-5, A3



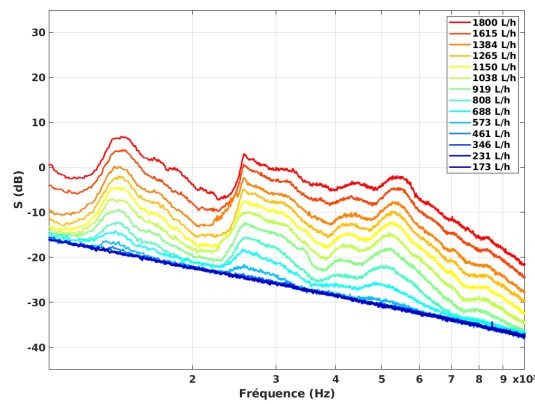
HET-US-STC-5-6, A3



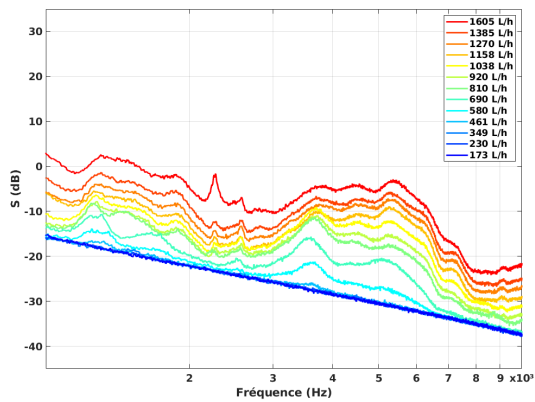
HET-US-STC-8-1, A1



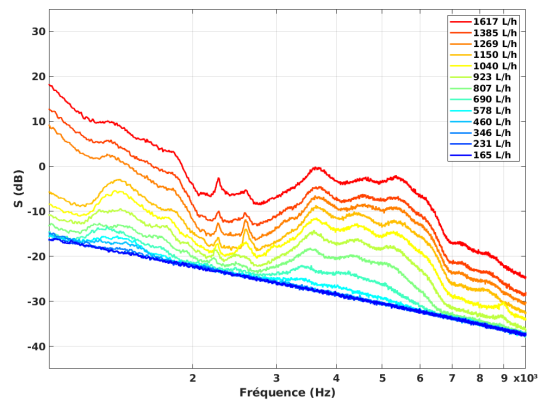
HET-US-STC-8-2, A1



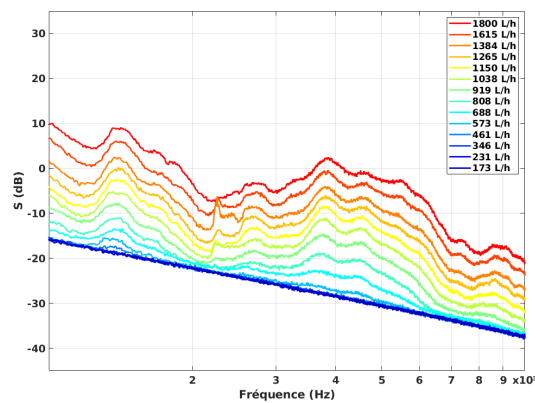
HET-US-STC-8-3, A1



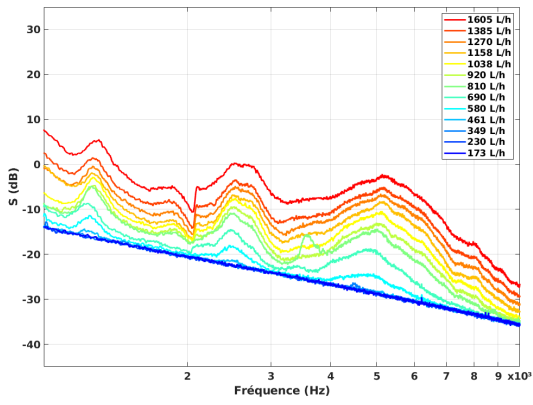
HET-US-STC-8-1, A2



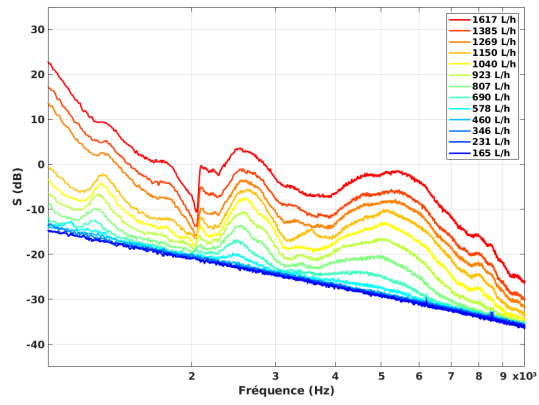
HET-US-STC-8-2, A2



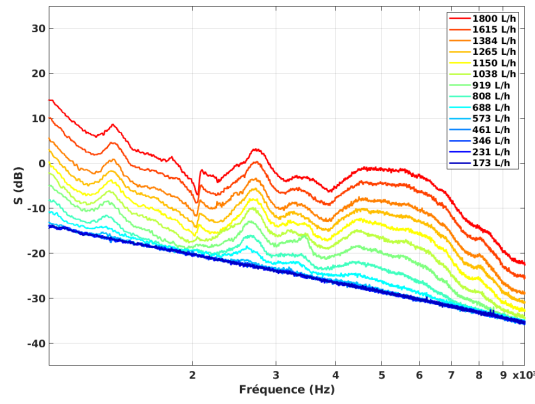
HET-US-STC-8-3, A2



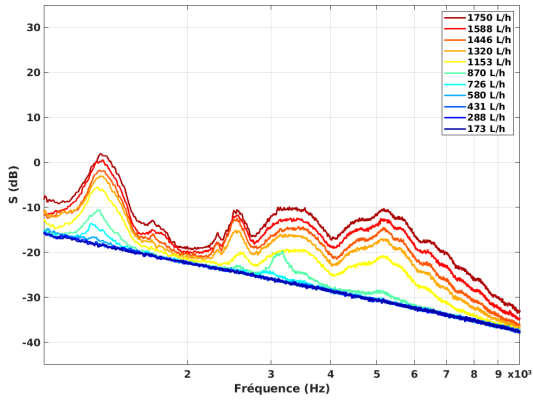
HET-US-STC-8-1, A3



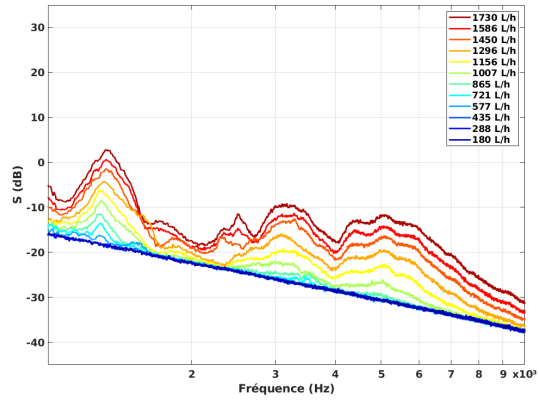
HET-US-STC-8-2, A3



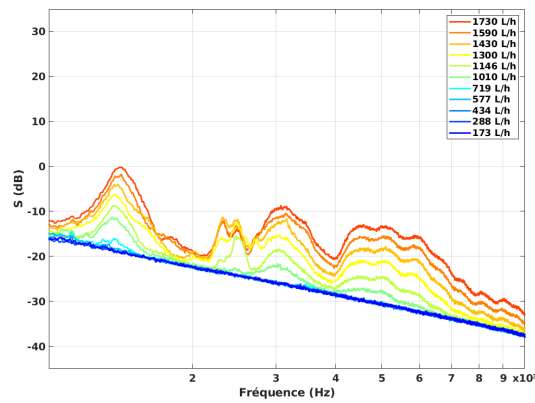
HET-US-STC-8-3, A3



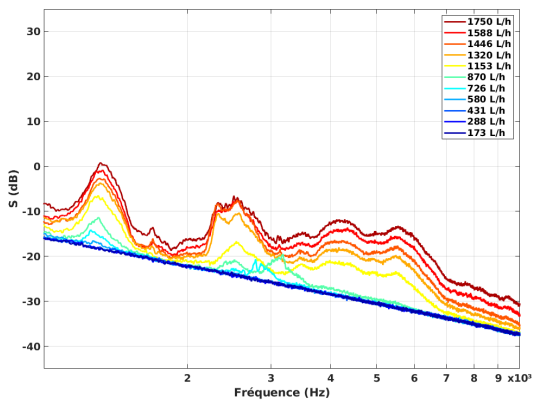
HET-US-STC-10-1, A1



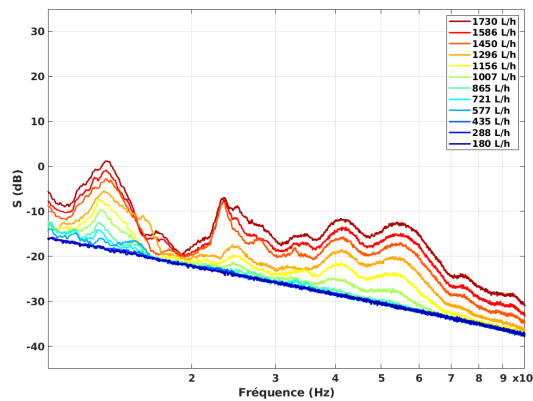
HET-US-STC-10-2, A1



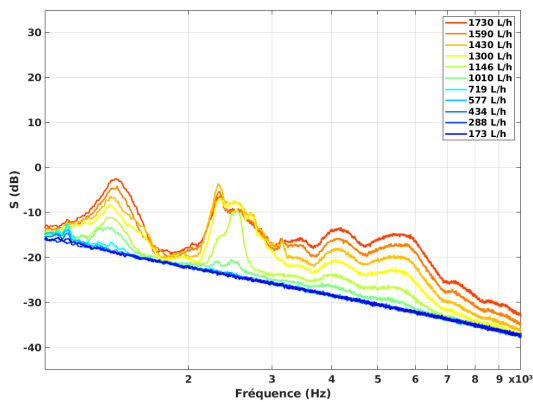
HET-US-STC-10-3, A1



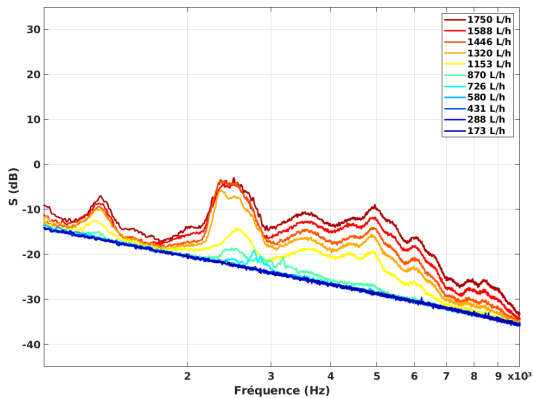
HET-US-STC-10-1, A2



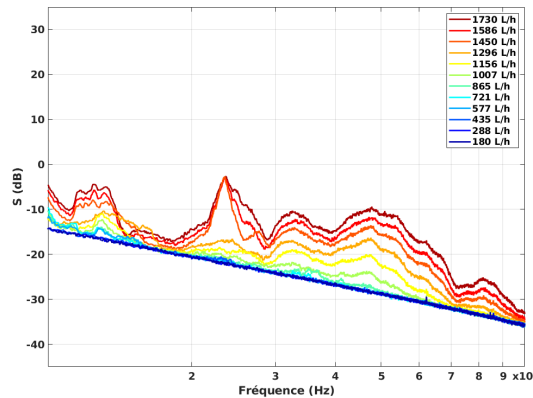
HET-US-STC-10-2, A2



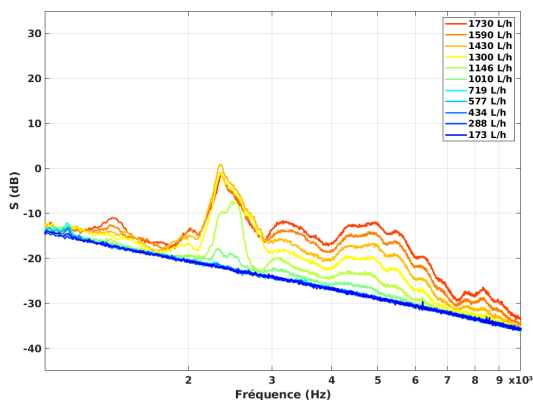
HET-US-STC-10-3, A2



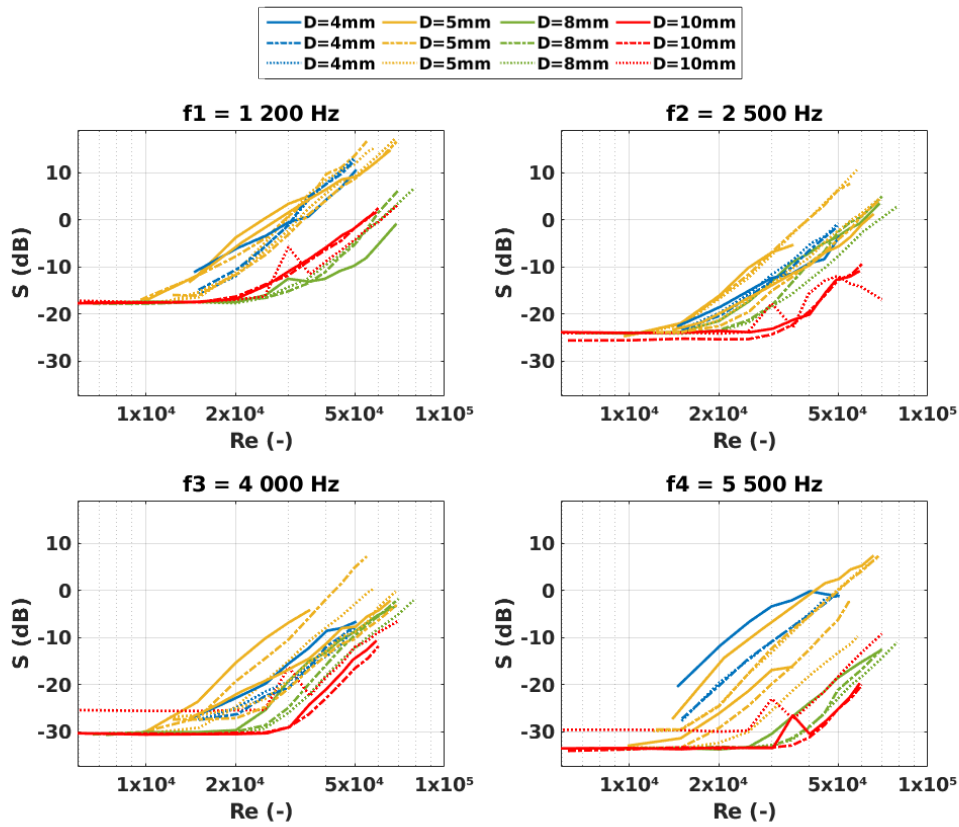
HET-US-STC-10-1, A3



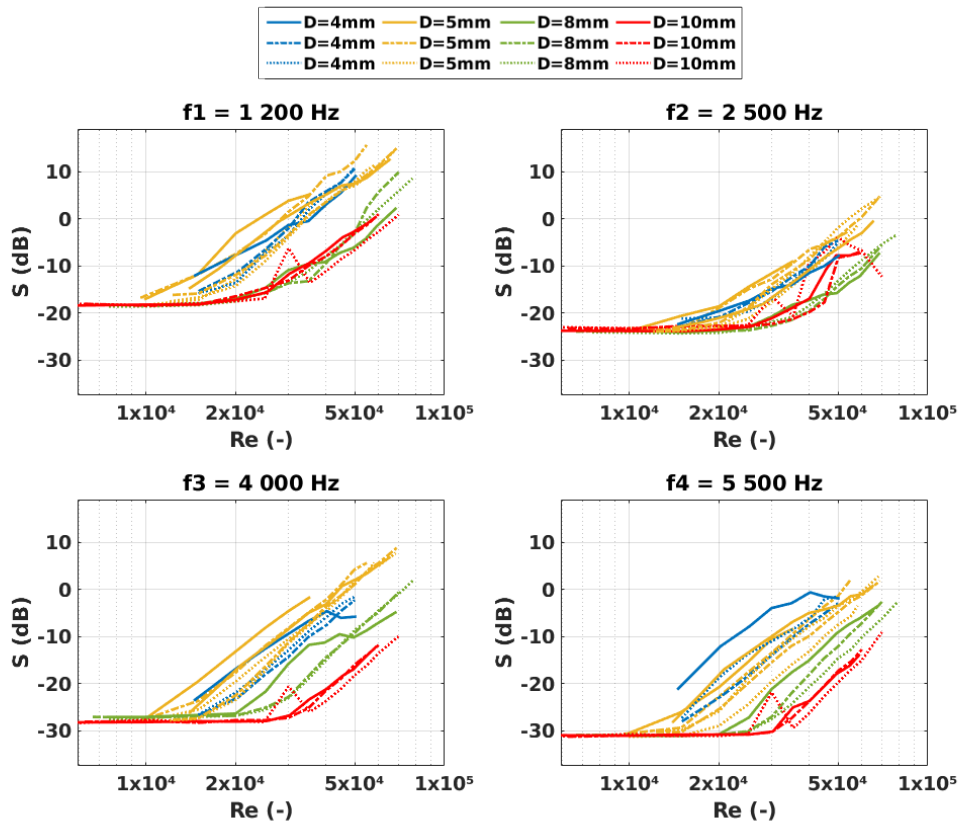
HET-US-STC-10-2, A3



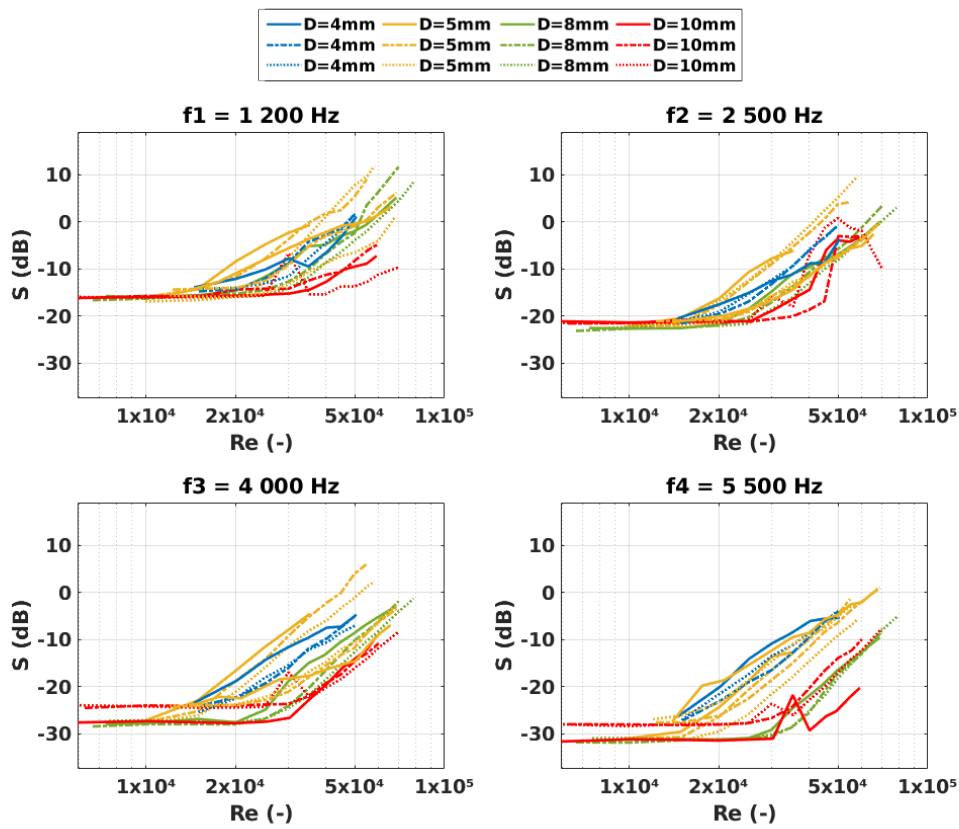
HET-US-STC-10-3, A3



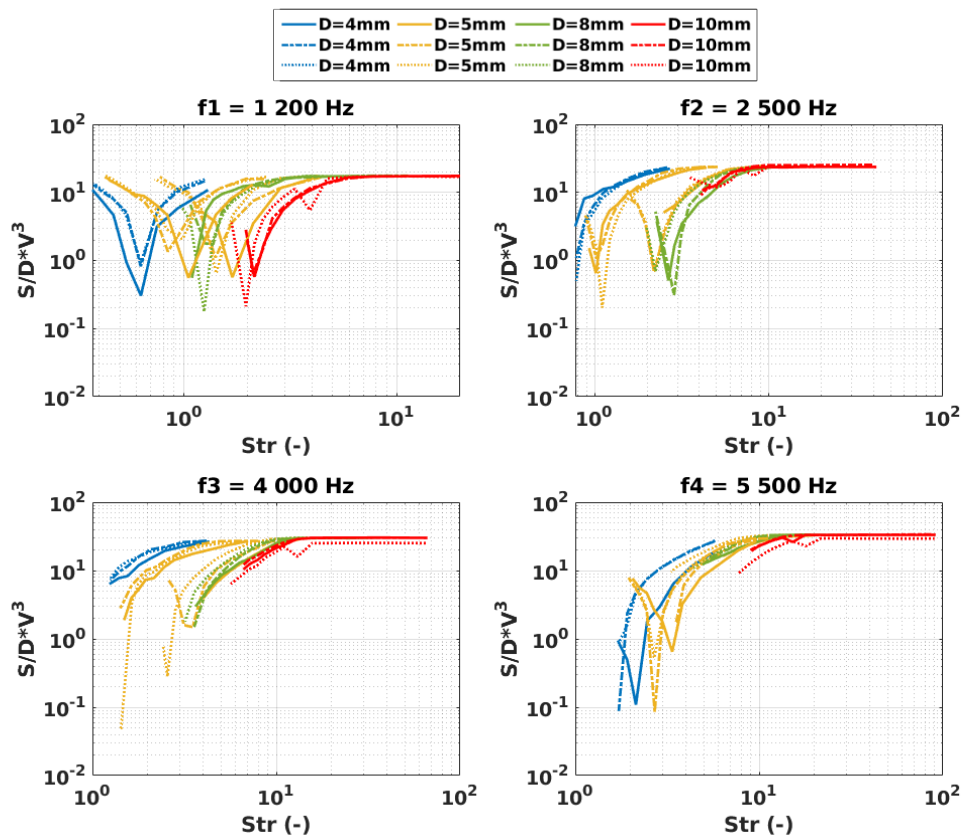
HET-US-STC, A1



HET-US-STC, A2

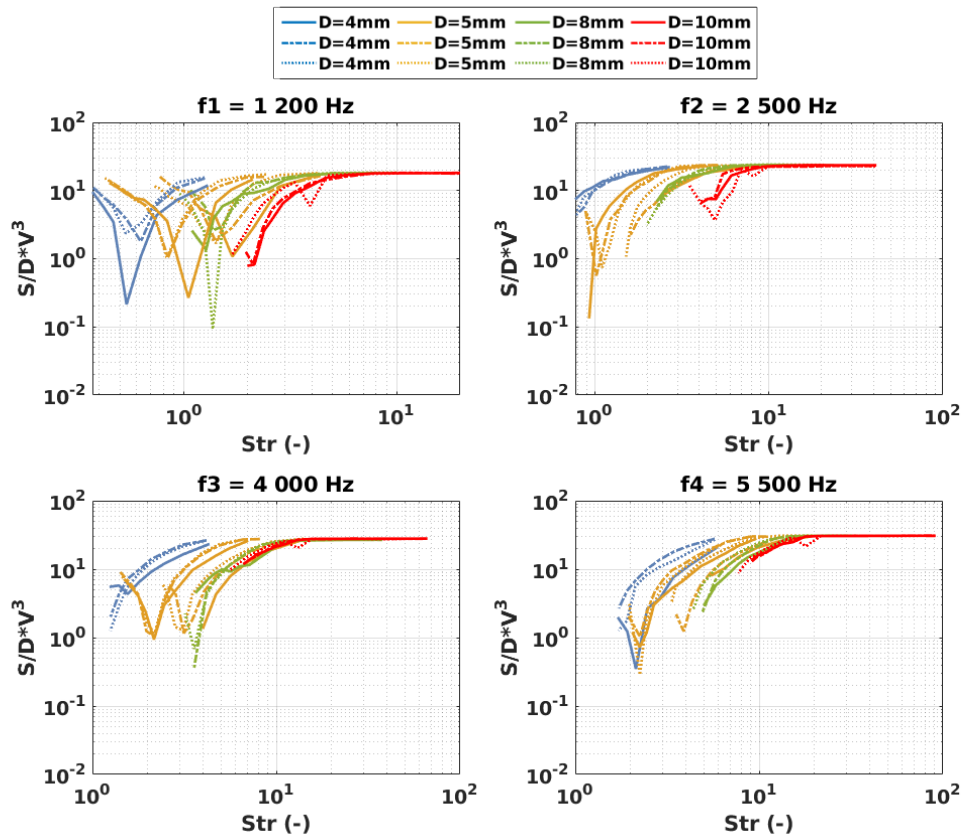


HET-US-STC, A3

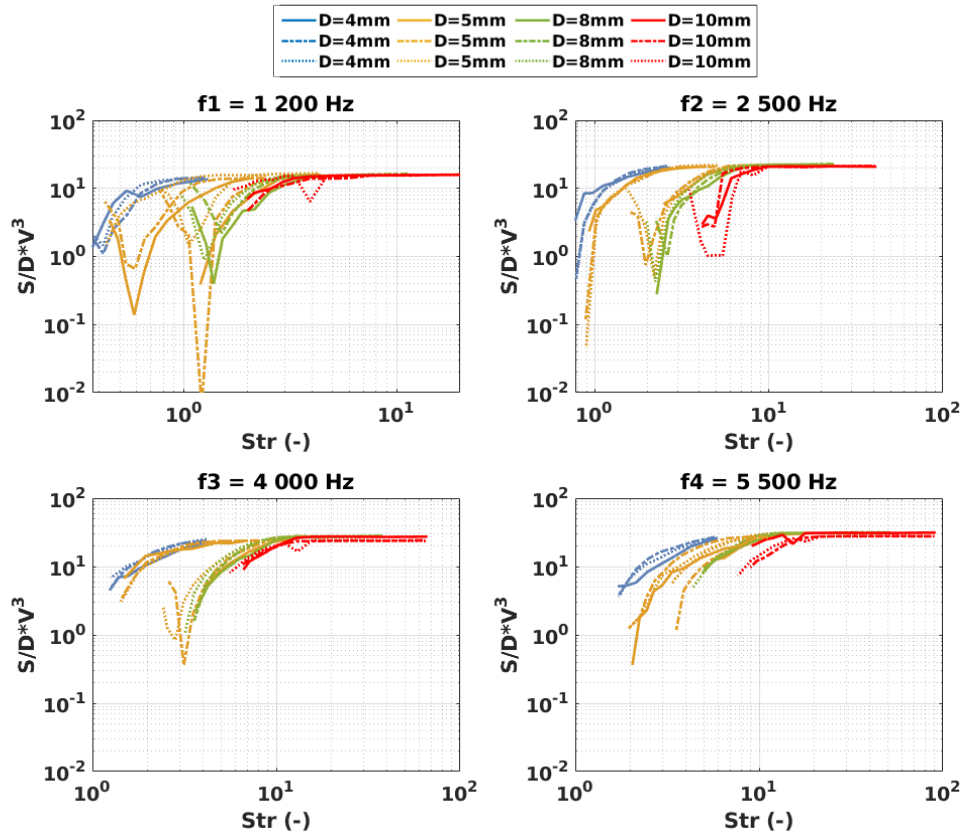


$\times 10^6 \cdot S / (\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}

HET-US-STC, A1



$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
 HET-US-STC, A2



$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
 HET-US-STC, A3

Annexe D

Résultats issus du modèle analytique

Cette annexe comprend l'ensemble des courbes résultantes du modèle analytique que nous avons développé. Ce modèle est présenté au chapitre 3 et l'analyse des résultats est disponible au chapitre 5. Les courbes de cette annexe sont composées des densités spectrales de puissance de la pression acoustique et des tendances des résonances de chacun de ces spectres. Ces courbes sont organisées en fonction du matériau étudié : ertalon et sol-chaux, pour chaque diamètre étudié selon les configurations expérimentales définies dans le tableau 2.2, ainsi que selon la position x à laquelle est réalisé le calcul de la densité spectrale 3.55 d'après le modèle analytique. Expression que nous rappelons ici :

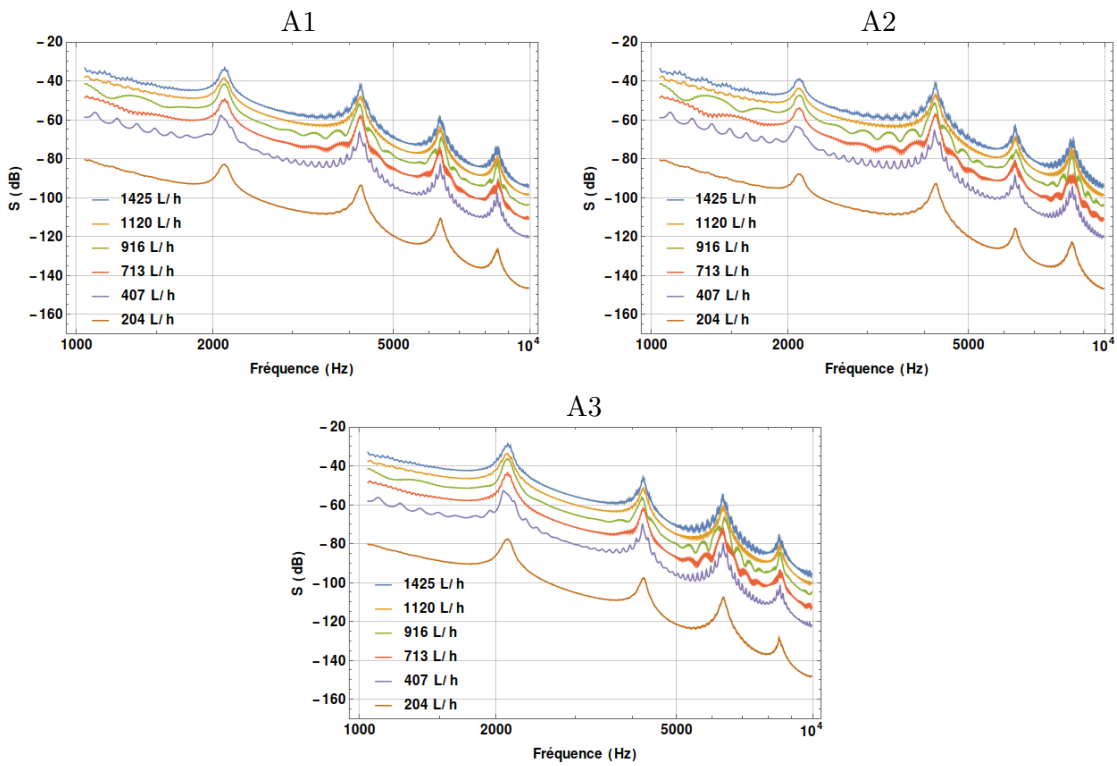
$$S_p(M; M', \omega) = 4\pi^2 c_0^2 S_{pp}(\omega) \sum_n s_{\varphi_m}(\omega) \times \sum_{n\nu\sigma} \frac{J_m(K_{ms}r)J_m(K_{ms}R_i)J_m(K_{m\sigma}r')J_m(K_{m\sigma}R_i)}{A_{mns}A_{\mu\nu\sigma}(\omega^2 + ic\omega - \omega_{mns}^2)(\omega^2 - ic\omega - \omega_{\mu\nu\sigma}^2)} \\ \times \cos\left(\frac{nx\pi}{L_p}\right) \cos\left(\frac{\nu x'\pi}{L_p}\right) I_n^\nu(\omega) e^{im(\theta - \theta')}$$

(D.1)

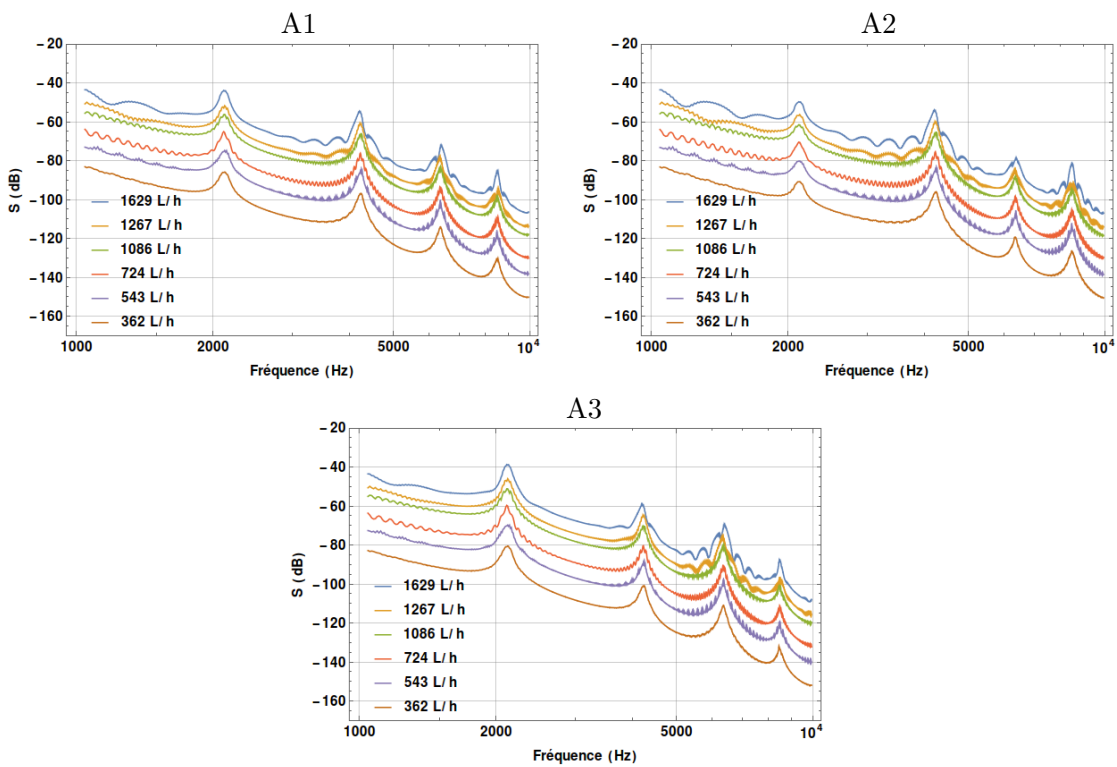
Les densités spectrales sont présentées pour plusieurs paliers de débits, dont les valeurs sont similaires à celles des résultats issus des essais expérimentaux (disponibles en annexe C pour comparaison ou table 2.3 des débits). S'ensuit les tendances des résonances $S(f1, f2, f3, f4)$ en fonction du nombre de Reynolds Re , pour chaque diamètre, ainsi que du produit $S/(Dv^3)$ pour chaque résonance et chaque diamètre en fonction du nombre de Strouhal S_{tr} . Les fréquences de résonances choisies pour suivre leur évolution sont déterminées analytiquement par l'expression 3.28 (rappelée ci-dessous), et disponibles aux tables B.1 et B.2.

$$f_{0n1} = \frac{c_0}{2\pi} \cdot \frac{n\pi}{L_p}$$

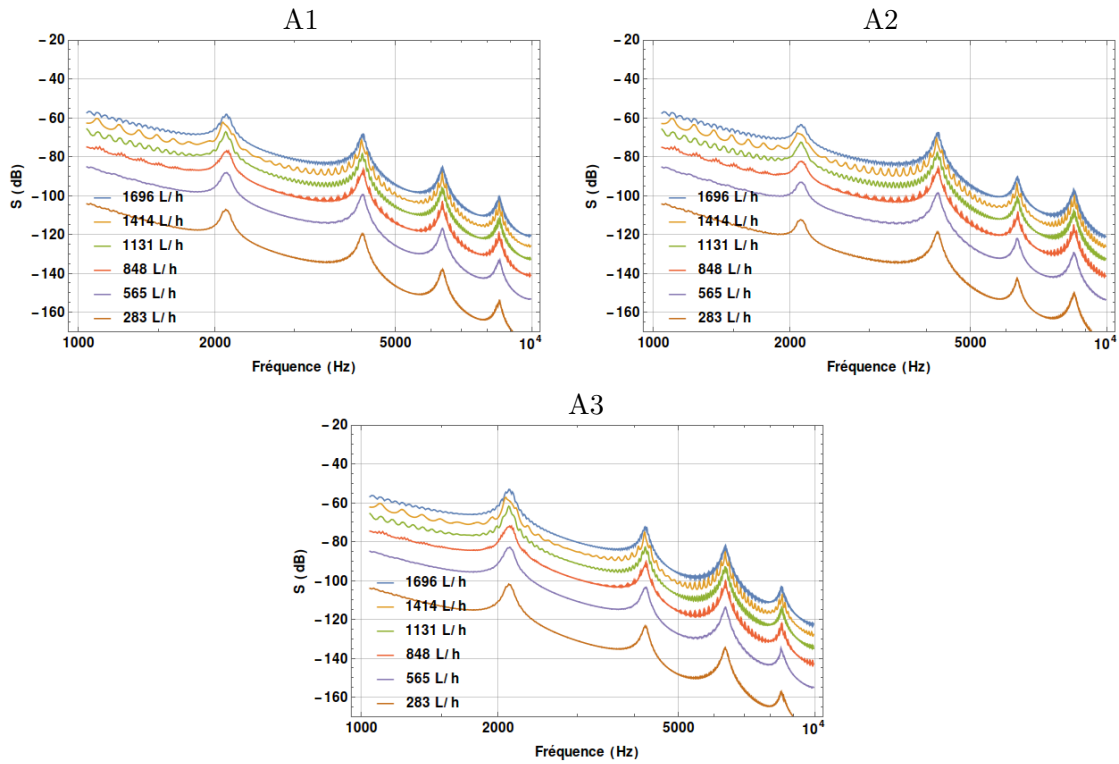
(D.2)



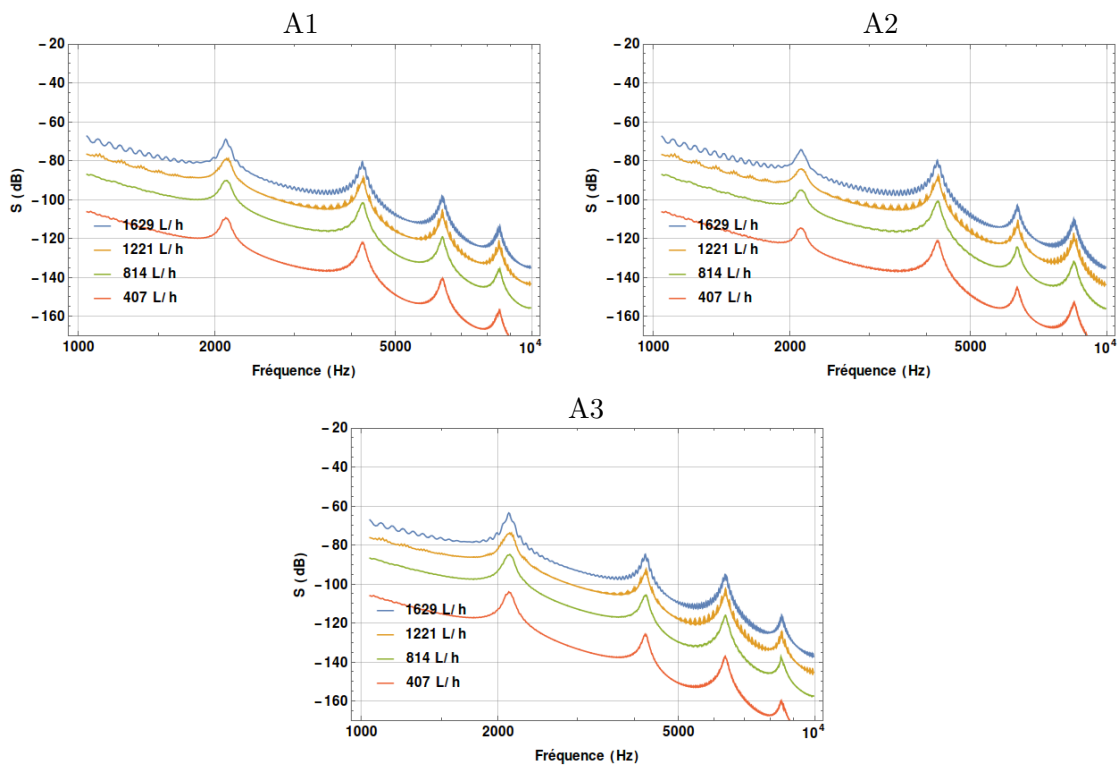
S en fonction de la fréquence f
Ertalon, D = 6 mm



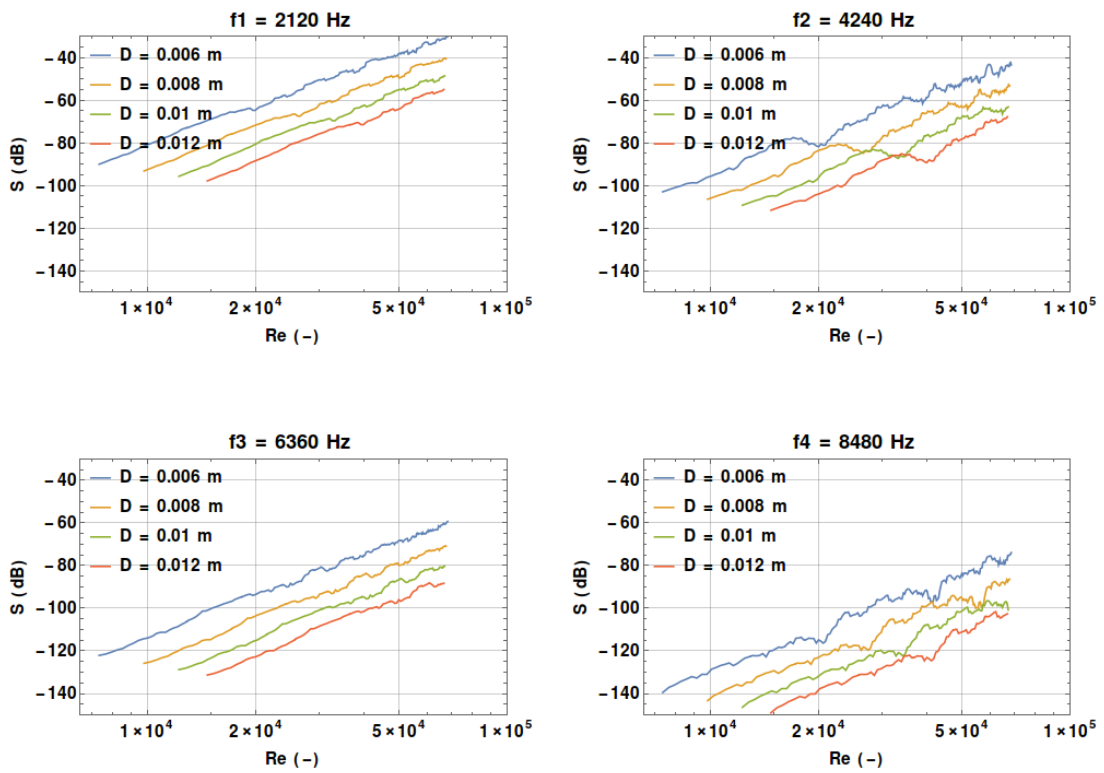
S en fonction de la fréquence f
Ertalon, D = 8 mm



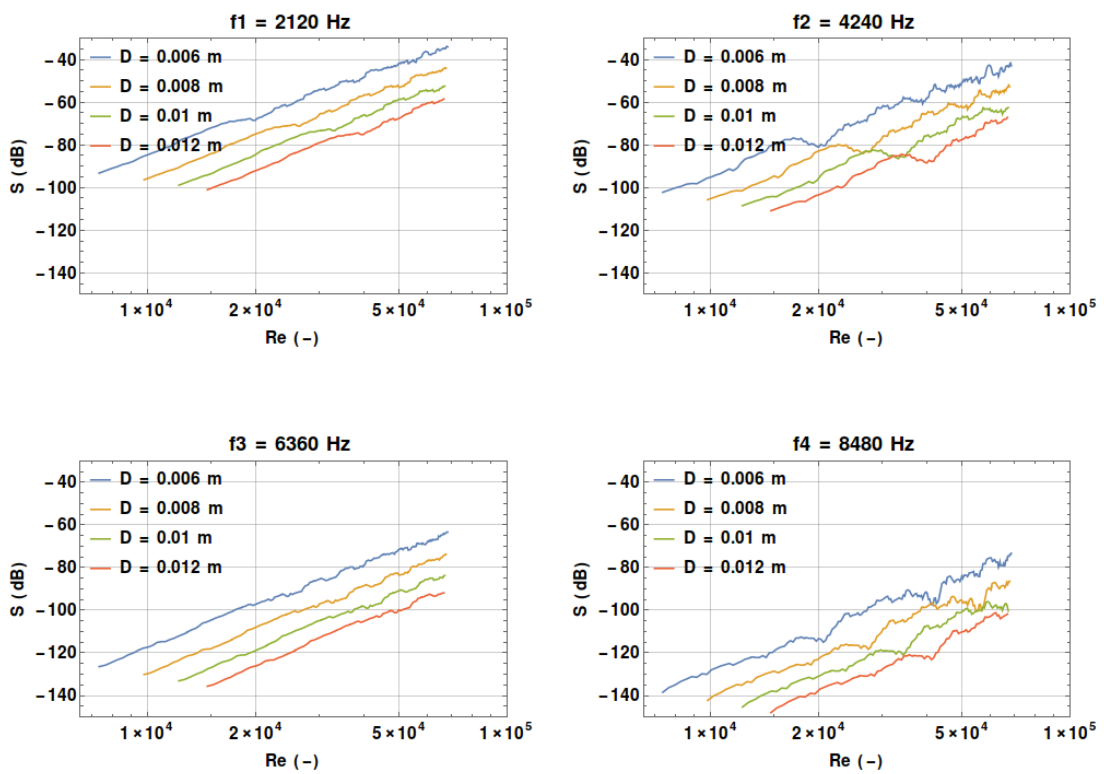
S en fonction de la fréquence f
Ertalon, $D = 10$ mm



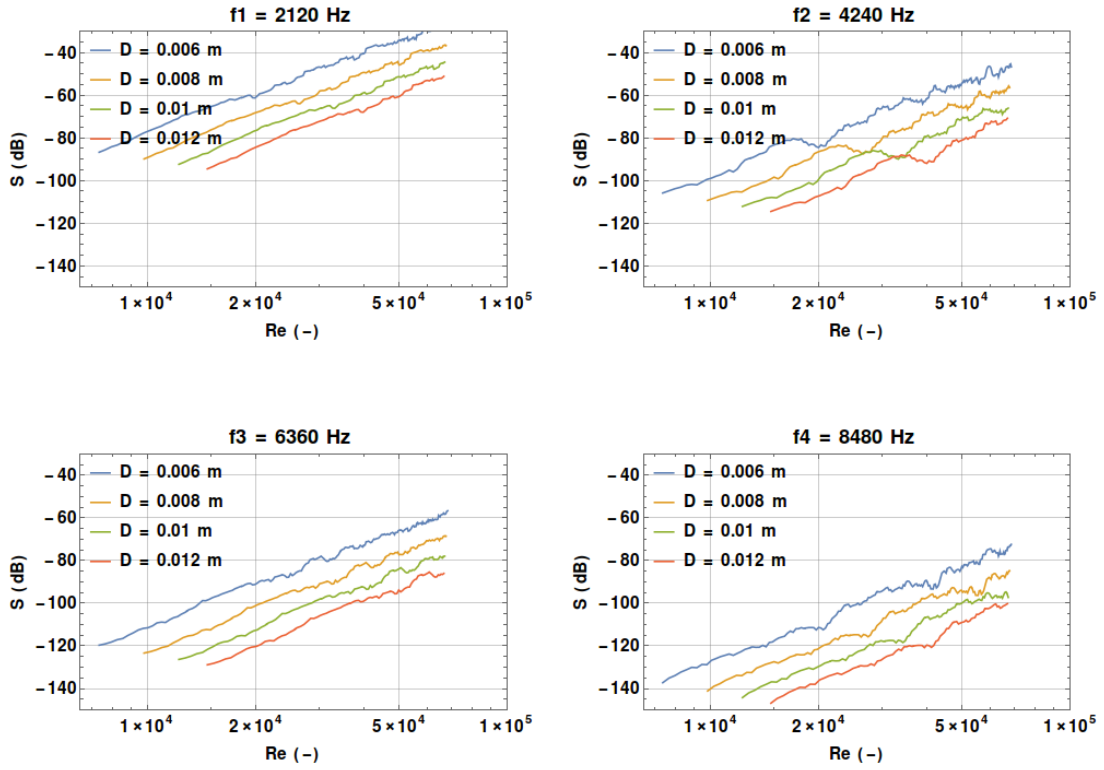
S en fonction de la fréquence f
Ertalon, $D = 12$ mm



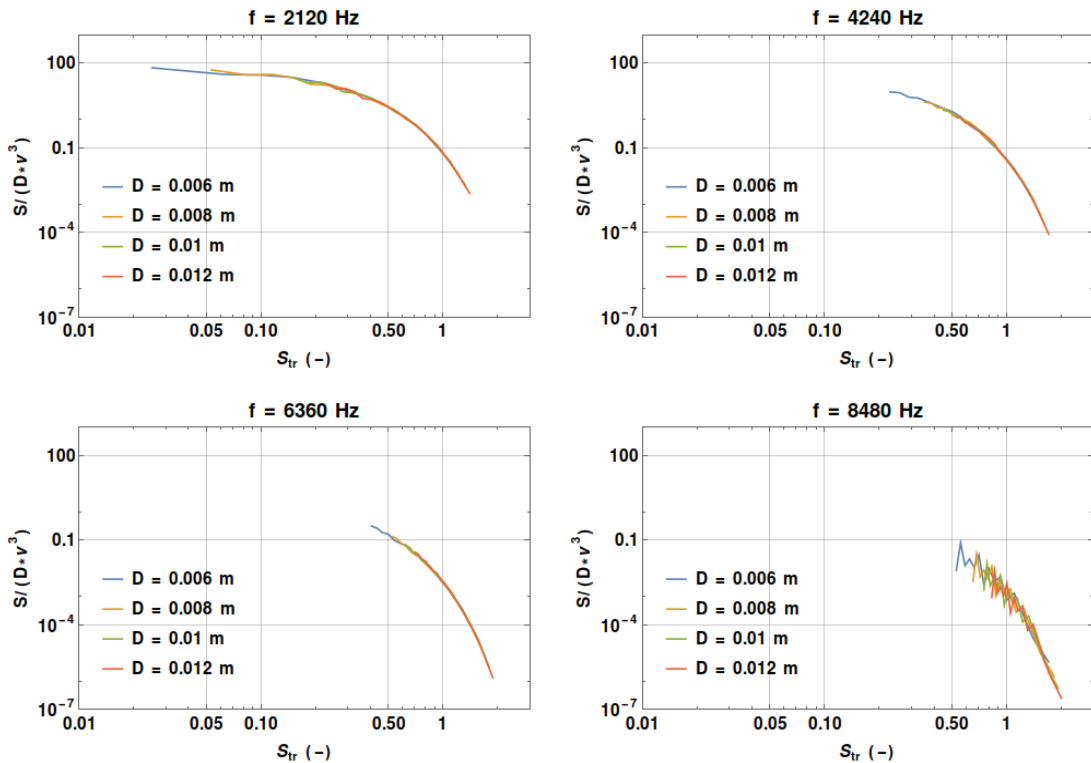
S en fonction du nombre de Reynolds Re
Ertalon, A1



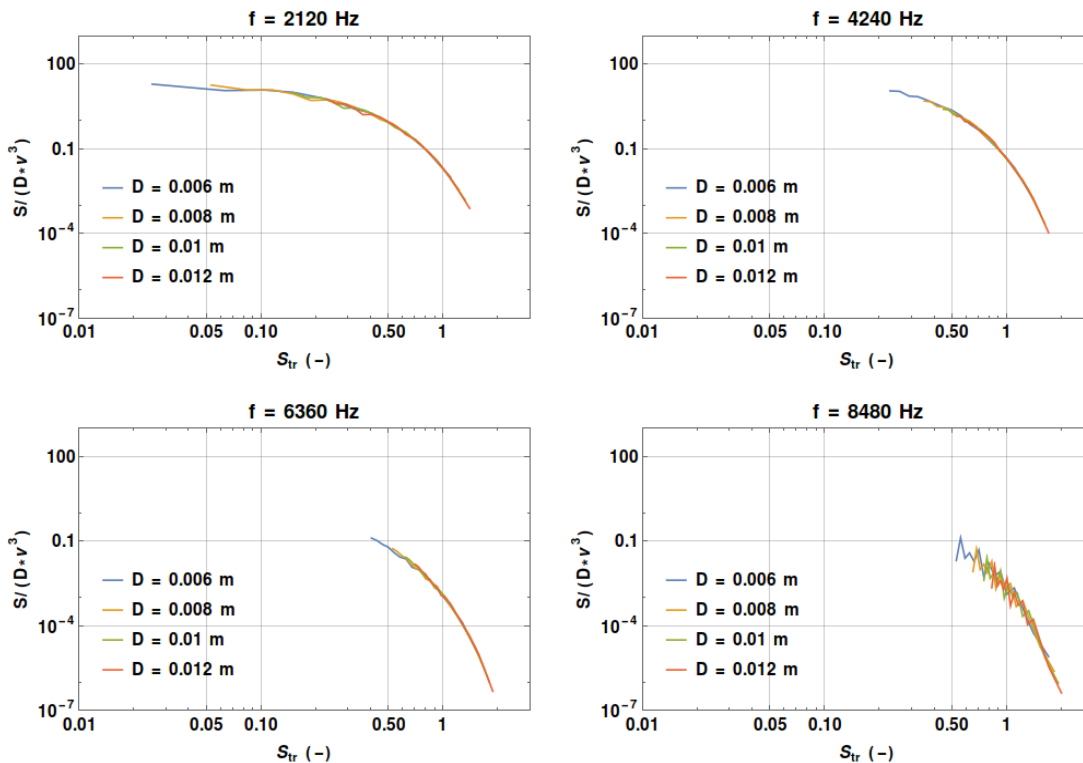
S en fonction du nombre de Reynolds Re
Ertalon, A2



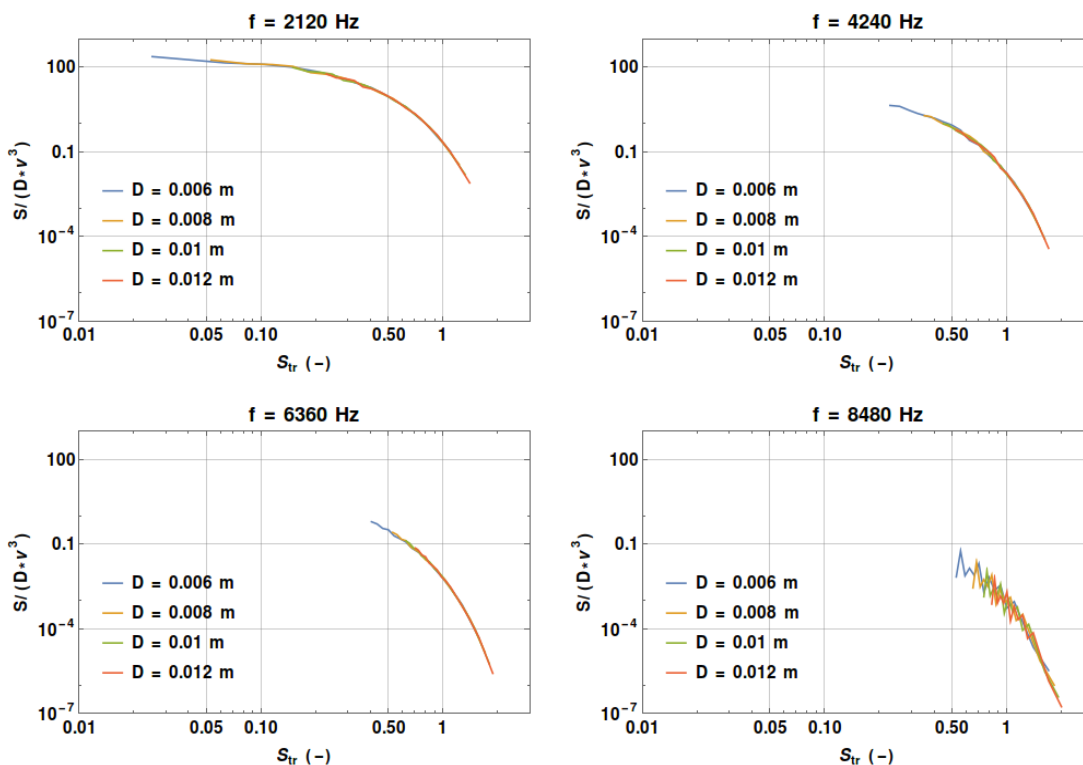
S en fonction du nombre de Reynolds Re
Ertalon, A3



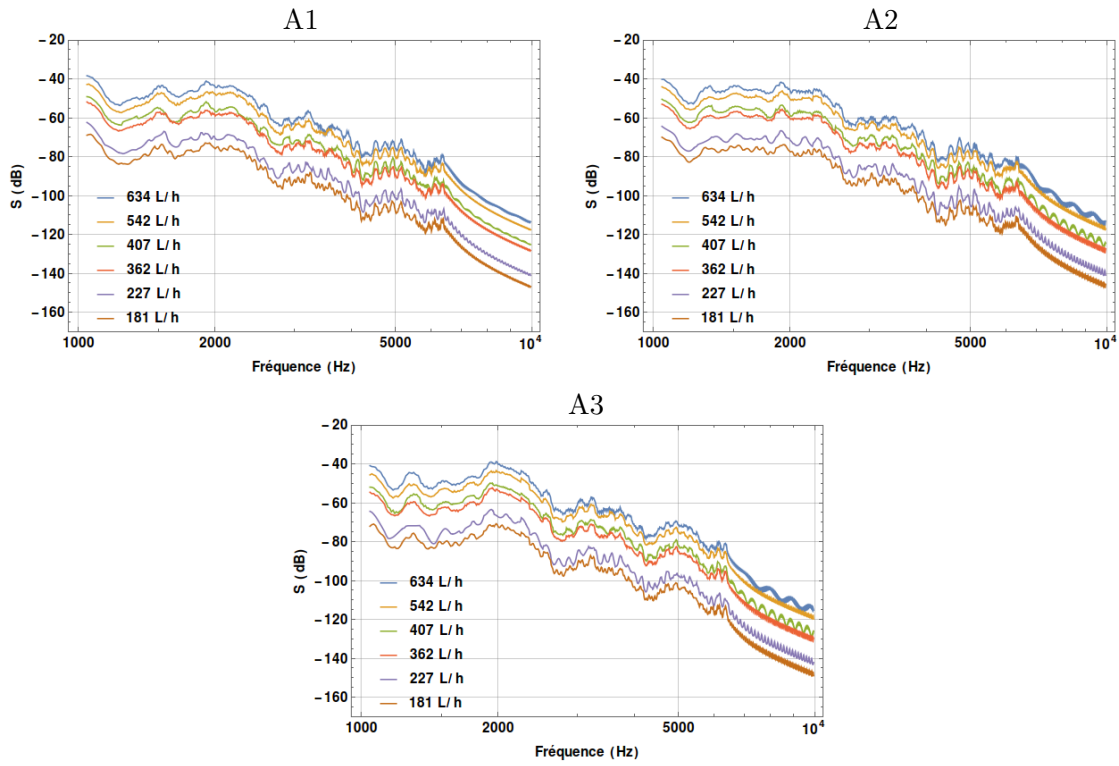
$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
Ertalon, A1



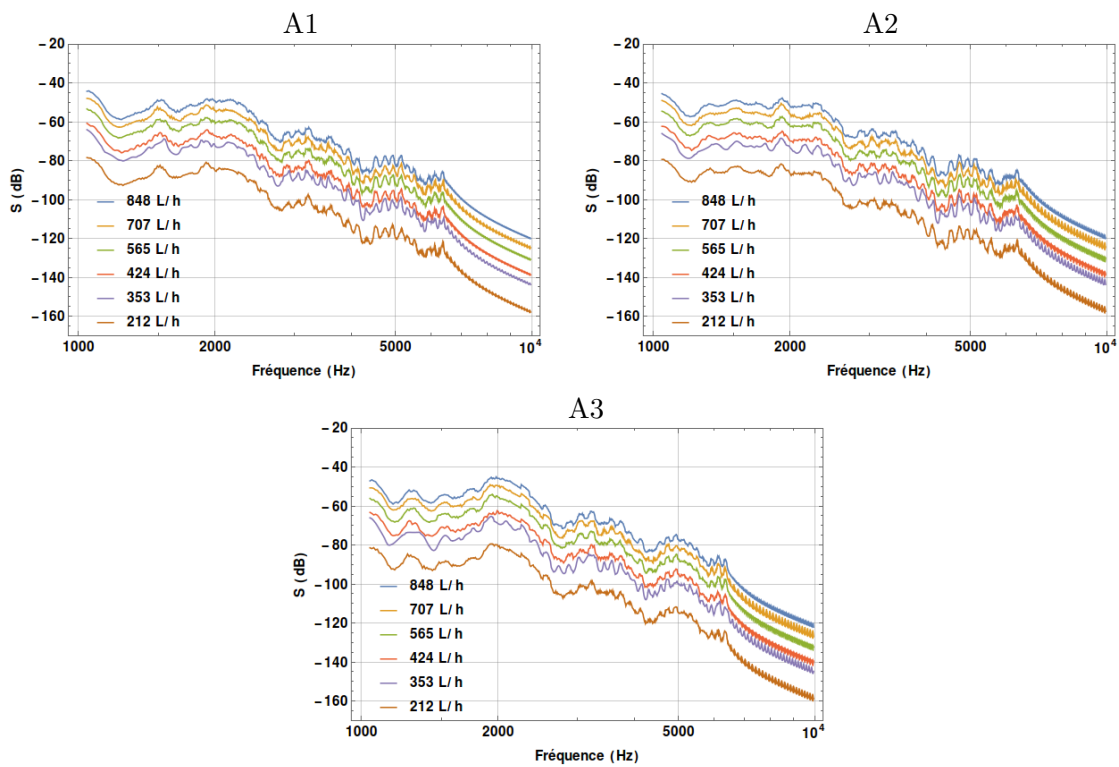
$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
Ertalon, A2



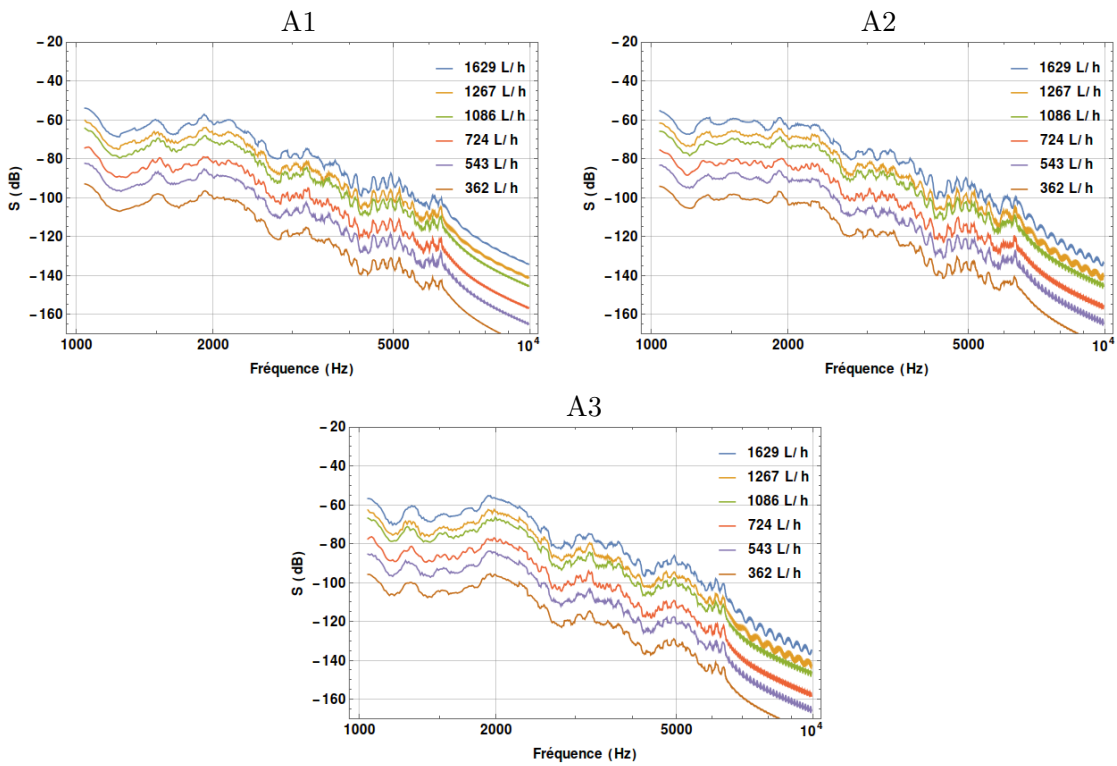
$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
Ertalon, A3



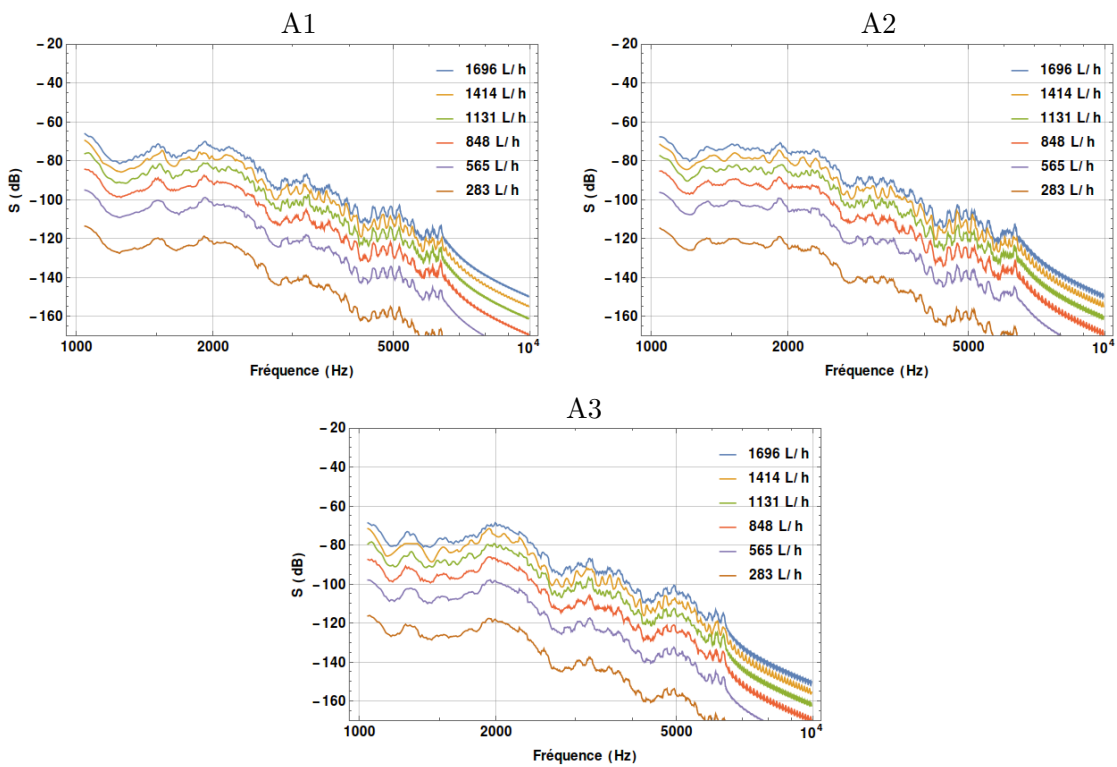
S en fonction de la fréquence f
Sol-chaux, $D = 4$ mm



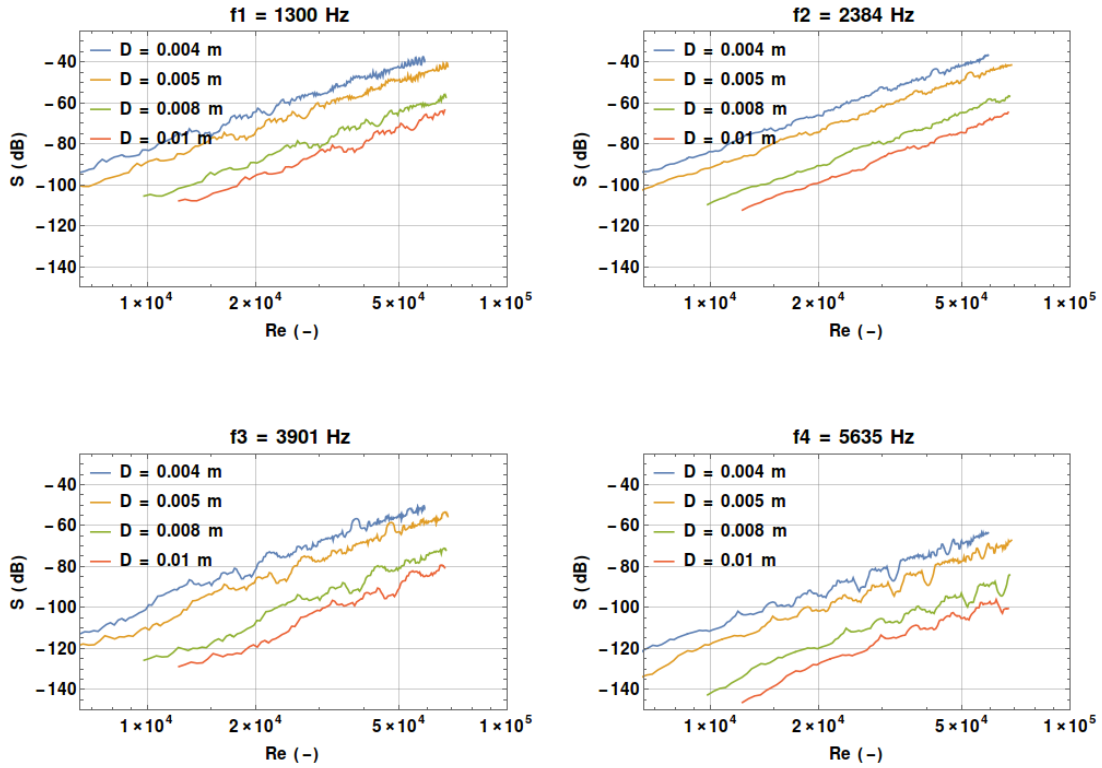
S en fonction de la fréquence f
Sol-chaux, $D = 5$ mm



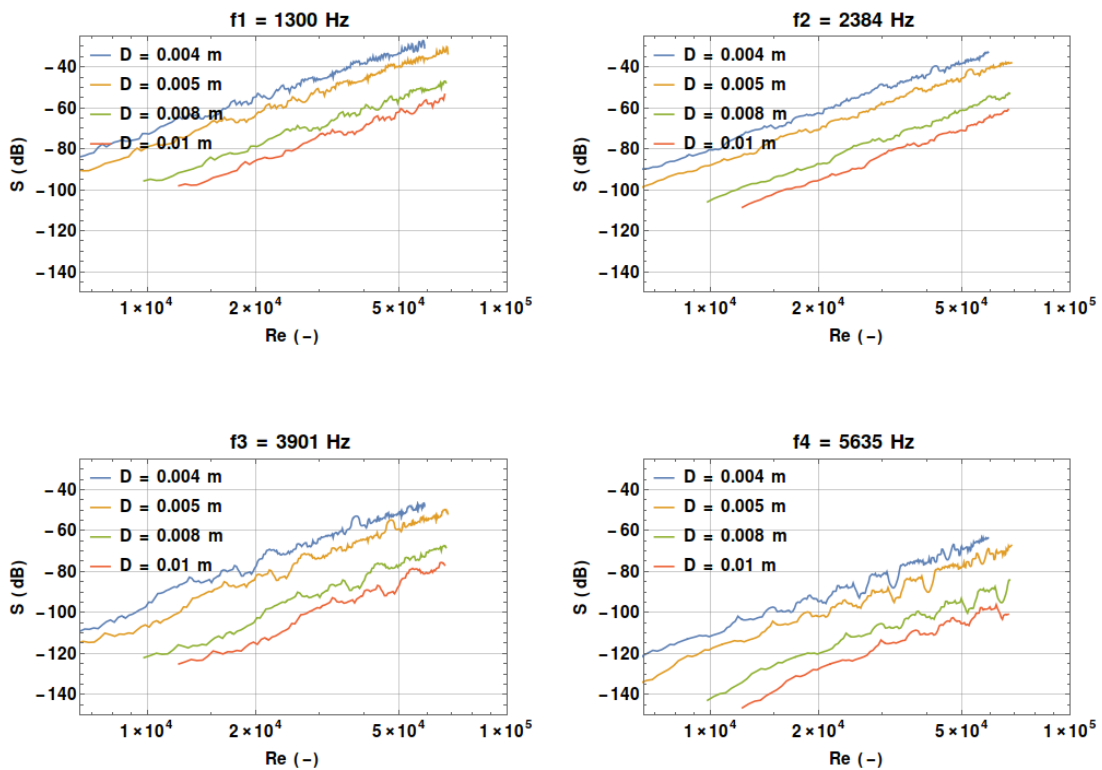
S en fonction de la fréquence f
Sol-chaux, D = 8 mm



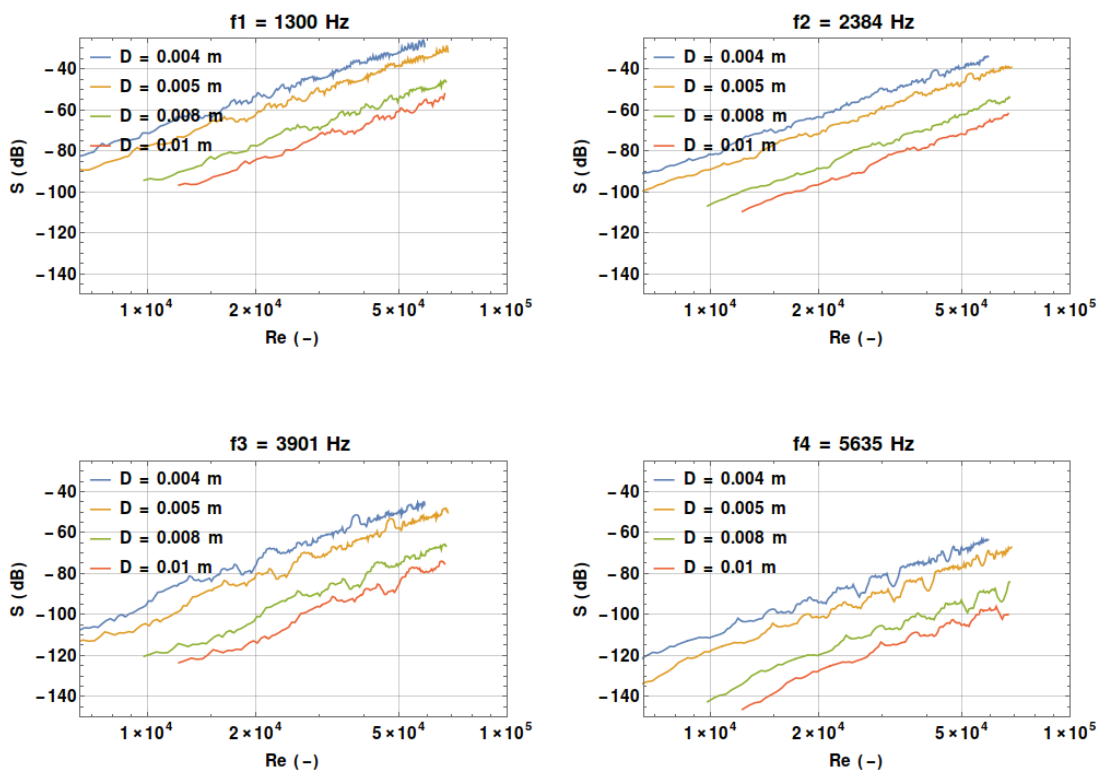
S en fonction de la fréquence f
Sol-chaux, D = 10 mm



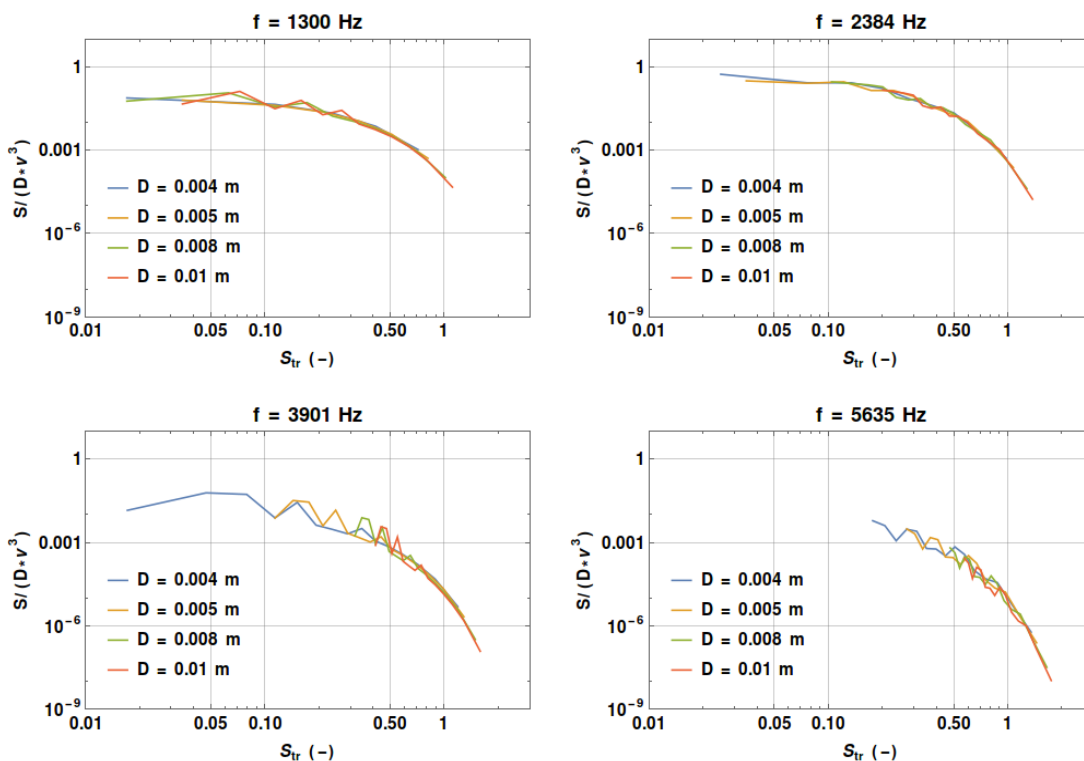
S en fonction du nombre de Reynolds Re
Sol-chaux, A1



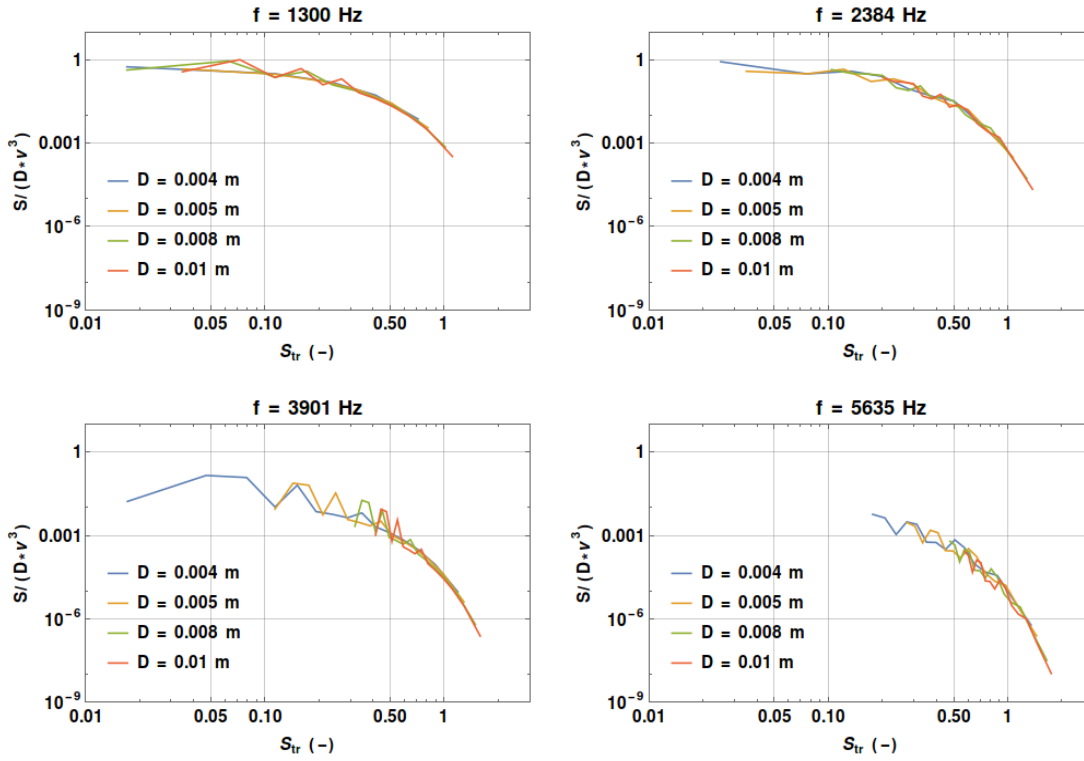
S en fonction du nombre de Reynolds Re
Sol-chaux, A2



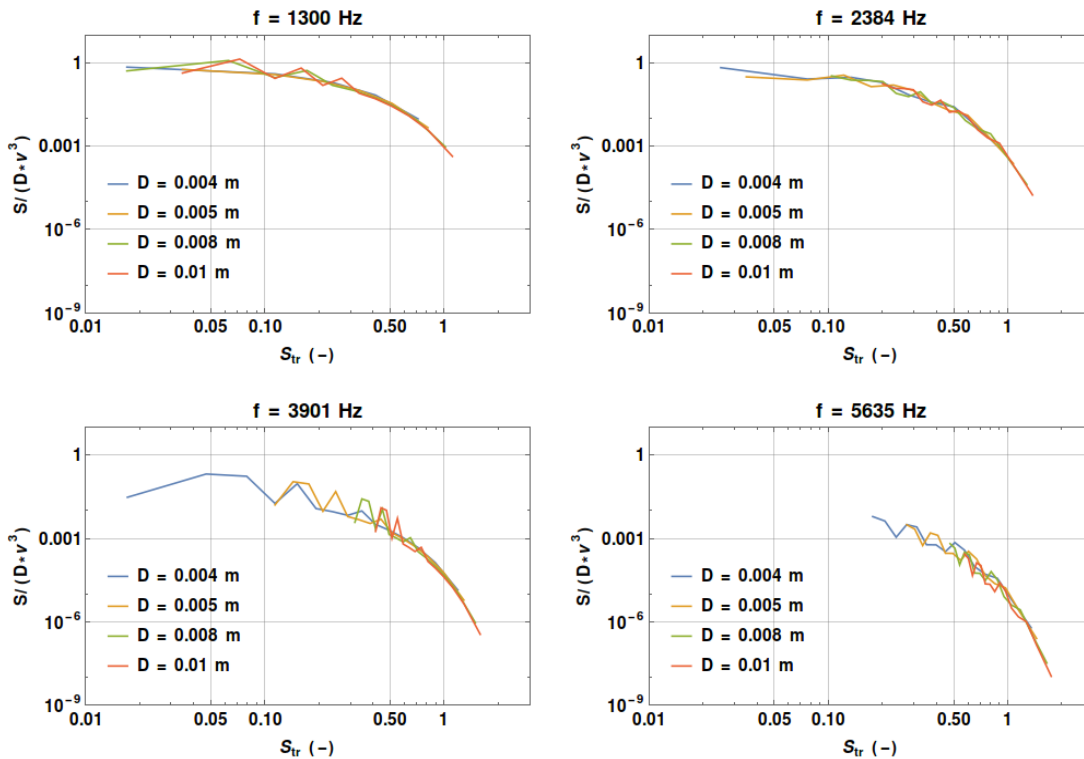
S en fonction du nombre de Reynolds Re
Sol-chaux, A3



$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
Sol-chaux, A1



$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
Sol-chaux, A2



$\times 10^6 \cdot S/(\rho^2 U^3 D)$ en fonction du nombre de Strouhal S_{tr}
Sol-chaux, A3

Études expérimentales et numériques du comportement
vibroacoustique de sols sous écoulement turbulent dans le contexte
de l'érosion interne de digues

Charline JEANNIOT

Titre. — Études expérimentales et numériques du comportement vibroacoustique de sols sous écoulement turbulent dans le contexte de l'érosion interne de digues.

Résumé. — L'érosion interne est une cause majeure de la rupture des ouvrages hydrauliques tels que les digues de protection et les barrages en remblai. Elle est notamment initiée par des écoulements localisés, qui détachent et transportent les particules de sol à travers le remblai ou sa fondation. La détection des émissions vibroacoustiques de tels écoulements est envisagée dans ce travail. Elle repose sur l'utilisation de capteurs permettant de mesurer l'énergie vibroacoustique associée à des sources internes telles que les écoulements turbulents. Le Hole Erosion Test est un essai de laboratoire utilisé en géomécanique pour caractériser la résistance à l'érosion des sols vis à vis des écoulements localisés. Des essais ont été réalisés avec le Hole Erosion Test équipé d'accéléromètres. L'analyse des mesures montre une forte corrélation entre le diamètre du conduit et la densité spectrale de puissance (PSD) de la pression acoustique mesurée, et avec les mesures hydrauliques (débit et pression différentielle). Un modèle analytique a été développé. Il est fondé sur la résolution d'une équation de propagation avec un terme source caractéristique de type couche limite turbulente. Les résultats analytiques sont en bon accord avec la physique étudiée. Ces investigations théoriques et expérimentales, réalisées pour des écoulements turbulents sans érosion du sol, montrent la possibilité de détecter et de quantifier des écoulements localisés par mesure vibroacoustique. La prise en compte de l'érosion reste encore une question ouverte.

Mots-clés. — Écoulement turbulent, Vibroacoustique, Expérimental, Numérique, Érosion interne, Sols, Digues.

Title. — Experimental and numerical studies of the vibroacoustic behavior of soils subjected to turbulent flow in the context of internal erosion in dikes.

Abstract. — Internal erosion is a major cause of failure of hydraulic structures such as embankment dikes and dams. In particular, it is initiated by localized flows, which transport soil particles through the embankment or its foundation. The detection of vibroacoustic emissions from such flows is considered in this work. It is based on the use of sensors to measure the vibroacoustic energy associated with internal sources such as turbulent flows. The Hole Erosion Test is a laboratory test used in geomechanics to characterize the erosion resistance of soils against localized flows. Tests have been carried out with the Hole Erosion Test equipped with accelerometers. The analysis of the measurements shows a strong correlation between the pipe diameter and the power spectral density (PSD) of the measured sound pressure, and with the hydraulic measurements (flow rate and differential pressure). An analytical model is presented. It is based on the resolution of a propagation equation with a characteristic source term of the turbulent boundary layer type. The analytical results are in good agreement with the studied physics. These theoretical and experimental investigations, carried out for turbulent flows without soil erosion, show the possibility to detect and quantify localized flows by vibroacoustic measurement. The consideration of erosion is still an open question.

Keywords. — Turbulent flow, Vibroacoustics, Experimental, Numerical, Internal Erosion, Soils, Dikes.