

Université du Maine

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

présentée par

Olivier Richoux

Vélocimétrie Laser Doppler appliquée à l'acoustique

Propagation acoustique dans les réseaux

devant le jury composé de

Bertrand Dubus	DR CNRS (IEMN), Université de Lille I	Président de Jury
Agnès Maurel	CR CNRS (Institut Langevin, ESPCI)	Rapporteur
Jean Kergomard	DR CNRS (LMA), Université de Aix-Marseille	Rapporteur
Jean-Christophe Valière	Professeur (LEA), Université de Poitiers	Rapporteur
Claude Depollier	Professeur (LAUM), Université du Maine	Examinateur
Vincent Pagneux	DR CNRS (LAUM), Université du Maine	Examinateur

Mars 2012

Table des matières

Re	ésum	é	1
A	vant-	propos	3
Ι	Cu	rriculum Vitae	5
1	Cur	riculum Vitae détaillé	7
	1.1	Formation	7
	1.2	Expériences professionnelles	8
	1.3	Activités d'enseignement	9
	1.4	Activités de recherche	10
		1.4.1 Encadrement de thèses	10
		1.4.2 Encadrement de stages de DEA et Master 2	10
		1.4.3 Encadrement de stages de Master 1	10
		1.4.4 Participation à des jurys de thèse	11
	1.5	Responsabilités	12
		1.5.1 Responsabilités pédagogiques	12
		1.5.2 Responsabilités administratives	12
		1.5.3 Responsabilités dans l'animation de programmes ou	
		projets	12
2	Puk	olications	15
	2.1	Articles publiés	15
	2.2	Articles soumis ou en préparation	16
	2.3	Colloques avec actes	17
	2.4	Autres publications	19
II	A	ctivités de recherche	21
3	VL	D pour l'acoustique	23
	3.1	Contexte	24
	3.2	Introduction	24

		3.2.1	Principe	25
		3.2.2	Modélisation du signal Doppler en acoustique	26
		3.2.3	Traitement du signal Doppler	27
	3.3	Estima	tions de vitesses par VLD	29
		3.3.1	Post-traitement : Algorithme de moindres carrés	29
		3.3.2	Résultats numériques	30
	3.4	Applica	ations	31
	0.1	3 4 1	Introduction	31
		342	Mesure de vitesses acoustiques en champ libre	32
		3/13	Caractérisation du rayonnement d'un haut parleur	33
		3/1/	Etaloppage de microphone	3/
	35	Article	s relatifs à ca chapitra	73 73
	0.0	ALTUCIE		40
4	Pro	pagatio	n dans les réseaux unidimensionnels	45
	4.1	Introdu	uction	46
	4.2	Equation	on de propagation	47
	4.3	Réseau	périodique linéaire	48
		4.3.1	Réseau quasi-périodique	50
	4.4	Réseau	aléatoire linéaire	52
		4.4.1	Introduction	52
		4.4.2	La méthode matricielle	53
		4.4.3	Cas d'un faible désordre Gaussien	54
	4.5	Réseau	périodique à non-linéarités localisées	56
		4.5.1	Dispersion dans un réseau à diffuseurs non-linéaires	
			résonants	56
		4.5.2	Analyse des effets non-linéaires par Transformée de	
			Fourier Fractionnaire	58
	4.6	Réseau	aléatoire à non-linéarités localisées	62
	4.7	Soliton	acoustique	69
	4.8	Article	s relatifs à ce chapitre	73
5	Gui	des d'o	ndes et réseaux de guides d'ondes acoustiques	75
	5.1	Introdu	action	75
	5.2	Propag	ation acoustique basses fréquences dans un canyon $\ . \ .$	76
		5.2.1	Modélisation	76
		5.2.2	$R\acute{e}sultats \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ $	77
	5.3	Propag	ation dans les réseaux 2D	80
		5.3.1	Avant propos	80
		5.3.2	Introduction	80
		5.3.3	Caractérisation de la transmission	82
		5.3.4	Mise en évidence de la réfraction négative	83
	5.4	Propag	ation dans les réseaux de guides d'ondes ouverts	86
		5.4.1	Avant propos	86
		5.4.2	Introduction	86

		5.4.3	Modélisat	ion d'un	résea	u ord	lonr	ié c	uve	ert	•	•	•			
		5.4.4	Résultats													
	5.5	Articles	s relatifs à	a ce chapi	tre .	• • •				•			•		•	,
6	Cor	clusion	et pers	oectives												
6	Cor 6.1	clusion Vélocir	et pers nétrie Las	bectives er Dopple	er											
6	Cor 6.1 6.2	clusion Vélocir Propag	et pers nétrie Las ation dan	pectives er Dopple s les résea	er aux .	•••	 			•	 •	•	•	•		•

Résumé

La synthèse proposée dans ce mémoire d'Habilitation à diriger les Recherches présente les trois thématiques de recherche que j'ai menées au sein du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine. Ces travaux portent sur la Vélocimétrie Laser Doppler appliquée à l'acoustique, la propagation acoustique dans les guides d'ondes et réseaux de guides d'ondes.

La Vélocimétrie Laser à effet Doppler (VLD), outil de mesure de vitesse particulaire non-intrusif couramment utilisé en mécanique des fluides, peut être adaptée à l'acoustique et permettre la caractérisation de champs acoustiques complexes. Mes travaux dans cette thématique portent, d'une part, sur le développement d'une nouvelle méthode de traitement du signal permettant l'estimation conjointe de la vitesse d'écoulement du fluide et de la vitesse particulaire acoustique. D'autre part, des applications de cet outil de mesure à des problématiques acoustiques sont présentées. Le rayonnement acoustique d'un haut-parleur dans un baffle infini est caractérisé au moyen d'une sonde VLD et une première étude sur l'utilisation d'une sonde optique non-intrusive pour l'étalonnage de microphones en champ clos et en champ libre est proposée.

La propagation dans les guides d'ondes et réseaux de guides d'ondes acoustiques s'articule autour de deux thématiques. Dans un premier temps, l'étude de la propagation d'ondes acoustiques et mécaniques dans un réseau unidimensionnel pouvant comporter du désordre et des non-linéarités est exposée. L'influence de non-linéarités localisées sur la propagation dans un réseau ordonné et désordonné est mise en évidence et l'importance des caractéristiques des non-linéarités est démontrée.

Dans un deuxième temps, la propagation dans un canyon urbain (guide d'onde ouvert sur le toit) est étudiée expérimentalement et théoriquement au moyen d'un modèle simple alliant la théorie modale et la méthode des sources images. Finalement, la propagation dans un réseau de guide d'onde à 2 dimensions et à 3 dimensions est proposée. Pour un réseau 2D de cylindres carrés, l'influence de l'orientation des diffuseurs sur la transmission et le phénomène de réfraction négative pour un domaine fréquentiel audible (autour de 2500 Hz) sont mis en évidence expérimentalement. Le cas d'un réseau 3D composé de canyons urbains interconnectés est traité au moyen d'une méthode utilisant les éléments finis et une description modale du champ acoustique.

Avant-propos

Ce document présente une synthèse de mes activités et de mes travaux scientifiques depuis l'année 2000, année de mon arrivée à l'Université du Maine en tant qu'enseignant-chercheur au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM).

La première partie comporte un curriculum vitae détaillant mes activités administratives, d'enseignement et de recherche.

La deuxième partie, constituée de trois chapitres distincts, propose une synthèse de mes travaux de recherche. Le premier chapitre est consacré aux travaux menés en Vélocimétrie Laser Doppler appliquée à l'acoustique, thématique développée au LAUM depuis les années 1990. Le deuxième chapitre propose une synthèse de mes activités de recherche sur la propagation des ondes acoustiques dans les réseaux unidimensionnels en présence de désordre et de non-linéarités, thématique dans la continuité de mon sujet de thèse de doctorat. Dans le troisième chapitre, les travaux effectués dans le cadre de l'acoustique urbaine, regroupant l'étude de la propagation d'ondes acoustiques dans une rue ou dans les quartiers modélisés par des réseaux à 2 ou à 3 dimensions, sont présentés.

Une sélection de mes publications est proposée en troisième partie.

Première partie Curriculum Vitae

Chapitre 1

Curriculum Vitae détaillé

Olivier Richoux Né le 24 Mai 1970, Nationalité Française Maître de Conférence

Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine - UMR CNRS 6613 Université du Maine, 72085 Le Mans Cedex 09 mel : olivier.richoux@univ-lemans.fr

1.1 Formation

- 1989-1991 : Deug de Physique Université d'Orsay (Paris XI)
- 1991-1993 : Licence et Maîtrise de Physique fondamentale Université d'Orsay (Paris XI)
- 1994-1995 : Service National
- 1995-1996 : DEA d'Acoustique appliquée Université du Maine
- 1996-1999 : Doctorat d'Acoustique Etude de la propagation des ondes mécaniques dans un réseau unidimensionnel comportant du désordre et/ou des non-linéarités localisées Thèse effectuée au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine. Directeurs de thèse : C. Depollier et J. Hardy. Soutenue le 07 décembre 1999 (mention THF)
- 1999-2000 : Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche à l'Université du Maine

- depuis 2000 : Maître de conférence à l'Université du Maine

Domaines de recherche :

Propagation d'ondes dans les milieux complexes, Propagation acoustique non-linéaire, Vélocimétrie Laser Doppler, Acoustique Urbaine

1.2 Expériences professionnelles

- 1995-1996 : Professeur de colles en Mathématique Supérieures Lycée Corot (Essonne)
- 1996-1999 : Allocataire d'une bourse Ministère (Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, UMR CNRS 6613)
- 1996-1999 : Enseignant vacataire à l'Université du Maine (Faculté des sciences)
- 1999-2000 : Poste de demi ATER à l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieur du Mans (ENSIM)
- Depuis Sept. 2000 : Maître de conférence à l'Université du Maine
- Sept. 2007-Janv. 2009 : Délégation au CNRS (18 mois) au sein du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine

Séjours dans des laboratoires à l'étranger

- 1 semaine au laboratoire "Acoustic and fluid dynamic group" de l'université d'Edimbourg (Ecosse) en 2006,
- 1 semaine au laboratoire d'acoustique de l'Université polytechnique de Gandia (Espagne) en 2007,
- 2 semaines au laboratoire de Physique de l'Université du Chili (Chili) en 2012.

1.3 Activités d'enseignement

Dans le cadre de formations de physique, de mécanique et d'acoustique de 1er, 2eme et 3eme cycle de l'Université du Maine et de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieur du Mans, j'enseigne les disciplines suivantes :

- Mécanique des fluides : cours, travaux dirigés et travaux pratiques (Licence & Master),
- Vibrations des systèmes discrets : cours, travaux dirigés et travaux pratiques (Licence & Master),
- Analyse modale : cours, travaux dirigés et travaux pratiques (Licence),
- Acoustique et écoulement : travaux pratique (Licence),
- Acoustique physique : cours, travaux dirigés et travaux pratiques (Licence & Master),
- Vibrations non-linéaires : cours (Master & 3eme année d'école d'ingénieur),
- Mécanique analytique : cours et travaux dirigés & travaux pratiques (Licence),
- Mécanique du point : travaux dirigés (Licence),
- Cinématique : travaux dirigés (Licence),
- Electromagnétisme : travaux dirigés (Licence),
- Traitement du signal : travaux dirigés (Licence),
- Language C et C++ : travaux pratiques (Licence & 2eme année d'école d'ingénieur),
- Théorie des lignes : cours & travaux dirigés (Licence & 1ere année Master)
- Encadrement de projets d'étude (Licence & Master).

Chaque année, je participe à la fête de la Science à l'occasion du "Village des Sciences", journée de démonstrations expérimentales pour le grand public à l'Université du Maine.

Depuis 2009, une fois par an, je participe à l'organisation de la journée "L'acoustique dans tous ses états", journée de communication vers le grand public à l'initiative du LAUM (formations en acoustiques, démonstrations expérimentales, forum des métiers de l'acoustique, concerts...). A l'occasion de la dernière journée (2011), j'ai participé au tournage d'un film sur les activités du LAUM, comme "acteur"/intervenant.

1.4 Activités de recherche

1.4.1 Encadrement de thèses

- 2001-2004 : co-encadrement de la thèse de Philippe Rouquier (bourse Ministère) Mesure de vitesses particulaires acoustiques en champ libre par Vélocimétrie Laser Doppler : développement du banc de mesure et évaluation des performances (50%).
- 2004-2007 : co-encadrement de la thèse de Anne Degroot (bourse Ministère) Contribution à l'estimation de la vitesse particulaire acoustique par Vélocimétrie Laser Doppler et application à l'étalonnage de microphone en champ libre (50%).
- depuis 2009 : co-encadrement de la thèse de Miguel Moleron (bourse Ministère) *Propagation dans les rues et les quartiers* (50%).

1.4.2 Encadrement de stages de DEA et Master 2

- S1 S. Griffiths, Mesure de vitesse de propagation acoustique en milieu dispersif linéaire, 2003.
- S2 G. Souchon, Caractérisation du rayonnement d'une source dipolaire par Vélocimétrie Laser Doppler, 2003
- **S3** V. Raimbault, Caractérisation du rayonnement acoustique d'une plaque en champ proche par Vélocimétrie Laser à effet Doppler (VLD), 2004.
- **S4** A. Degroot, Mesure de la vitesse particulaire acoustique en présence d'écoulement par Vélocimétrie Laser à effet Doppler (VLD), 2004.
- **S5** T. Le Van Suu, *Etude des effets non linéaires dans un réseau à non linéarités localisées*, 2005.
- **S6** E. Morand, *Etude analytique de la propagation dans un réseau périodique de résonateurs de Helmholtz*, 2005.
- **S7** C. Sire, *Etude théorique et expérimentale de la propagation de solitons acoustiques*, 2010.
- S8 H. Pichard, Etude de cristaux soniques constitués d'inclusions carrées dans l'audible, 2011.

1.4.3 Encadrement de stages de Master 1

- S9 L. Lionet, Contribution à l'estimation des paramètres acoustiques et d'écoulement pour la mesure de vitesse par Vélocimétrie Laser Doppler, 2005,
- **S10** P. Ropars, Méthode de calcul modal et simulation numérique appliqués à la propagation du champ acoustique dans une rue rectiligne, 2006.
- **S11** J. Palacino & M. Perroteau, Mise en place d'un banc d'essai pour la mesure acoustique sur une rue à échelle réduite, et étude de l'influence

des changements de section sur le champ de pression à l'intérieur de la maquette, 2007

- S12 S. Bangoura & M. Thépaut, Acoustique urbaine : mise en place d'un banc de mesure pour l'étude de l'influence de la hauteur d'une maquette de rue sur la propagation d'ondes acoustiques, 2007.
- **S13** H. Crêté, Etude de la propagation acoustique dans un réseau à deux dimensions, 2008.
- **S14** P-E Chartrain, *Etude expérimentale et numérique sur la propagation des ondes acoustiques dans une rue*, 2008.
- **S15** V. Delmas Tchapet Nya, Mise en évidence de l'effet de l'ouverture du toit sur la propagation dans un réseau ordonné de rues, 2010.
- S16 V. Ngan Lê & F. Ngoumecha, Propagation acoustique dans un réseau 2D. Cas d'un guide discontinu, 2010.

1.4.4 Participation à des jurys de thèse

- P. Rouquier, Mesure de vitesses particulaires acoustiques en champ libre par Vélocimétrie Laser Doppler : développement du banc de mesure et évaluation des performances (Université du Maine), 2004.
- A. Degroot Contribution à l'estimation de la vitesse particulaire acoustique par Vélocimétrie Laser Doppler et application à l'étalonnage de microphone en champ libre (Université du Maine), 2007.
- L. Fillinger, Contribution à l'étude de l'influence de la dissipation nonlinéaire sur les ondes acoustiques (Université du Maine), 2006.



FIGURE 1.1 – Frise temporelle des encadrements et de la formation à la recherche.

1.5 Responsabilités

1.5.1 Responsabilités pédagogiques

J'ai participé en 2008 à l'élaboration et à la rédaction de la maquette pédagogique du Master Ingénierie Mécanique et Acoustique de l'Université du Maine. De même en 2009, j'ai pris part à l'élaboration de la licence Sciences Pour l'Ingénieur de l'Université du Maine. En outre, chaque année depuis 2000 (excepté la période 2007-2009 où j'ai bénéficié d'une année et demi de délégation au CNRS), j'ai assuré la direction administrative d'un cursus en acoustique ou en mécanique.

- 2000-2004 : Responsable des stages de 2eme année de DEUST Vibration - Acoustique - Signal (VAS),
- 2004-2007 : Responsable de la 1ere année du Master Ingénierie Mécanique et Acoustique,
- 2009-2011 : Responsable de la Licence de Mécanique de l'UFR Sciences et Technique,
- Depuis 2011 : Responsable de semestre 6 de la Licence Science Pour l'Ingénieur (parcours acoustique).

1.5.2 Responsabilités administratives

- Depuis 2003 : Membre élu du Conseil d'Administration de l'UFR Sciences et Technique de l'Université du Maine.
- Membre de la CSE 60 de l'Université du Maine depuis 2000,
- Membre élu (2004-2008) du conseil du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine.

1.5.3 Responsabilités dans l'animation de programmes ou projets

Rédacteur et/ou porteur de plusieurs demandes de financement avec réussite :

- Chaire junior d'excellence régionale pour un post-doctorat (Région Pays-de-la-Loire 2012-2013),
- ANR Jeunes chercheurs Acouville obtenue en 2009,
- Projet PAI avec le laboratoire "Acoustic and fluid dynamic group" de l'université d'Edimbourg (Ecosse).

Contrats de recherche

- Participation à l'ANR Jeunes Chercheurs "Acouville" (80 %), projet retenu en 2009,
- Participation à l'ANR Internationale "Procomedia" (10 %), projet retenu en 2010,

- Responsable de l'Opération de Recherche "Acoustique urbaine" au LAUM depuis 2009,
- Membre du bureau du GDR 2501 "Visible".

Chapitre 2

Publications

- Revues à comité de lecture : 11
- Expertises ("referee") pour : Applied Acoustics, Journal of Sound and Vibration, Wave Motion, Journal of Applied Physics.

2.1 Articles publiés

A1 O. Richoux & C. Depollier & J. Hardy, Characterization by a time frequency metho

Characterization by a time-frequency method of classical waves propagation in one-dimensional lattice : effects of the dispersion and localized nonlinearities

Acta Acustica 88(6), pp. 934-941, 2002.

- A2 O. Richoux & V. Pagneux, Acoustic characterization of the Hofstadter butterfly with resonant scatterers, Europhysics letters, 59(1), pp. 34, 2002.
- A3 G. Gonon & O. Richoux & C. Depollier, Acoustic wave propagation in a 1-D lattice : analysis of nonlinear effects by a fractional Fourier transform method, Signal Processing 83, pp. 2469-2480, 2003.
- A4 O. Richoux & C. Depollier & J. Hardy, Propagation of mechanical waves in a one-dimensional nonlinear disordered lattice, Phys. Rev. E 73(2), pp. 026611, 2006.
- A5 B. Gazengel & O. Richoux & P. Rouquier, Characterization of a Loudspeaker free field radiation by Laser Doppler Velocimetry, Acta Acustica 93(3) : 447-456, 2007.
- A6 O. Richoux & V. Tournat & T. Le Van Suu, Acoustic wave dispersion in a one-dimensional lattice of nonlinear re-

sonant scatterers,

Phys. Rev. E 75(2), pp. 026615, 2007.

A7 A. Degroot & R. MacDonald & O. Richoux & B. Gazengel & M. Campbell,

Suitability of laser Doppler velocimetry for the calibration of pressure microphones,

Applied Acoustics 69(12), pp. 1308-1317, 2008.

- A8 L. Simon & O. Richoux & A. Degroot & L. Lionet, Laser Doppler Velocimetry for Joint Measurements of Acoustic and Mean Flow Velocities : LMS-Based Algorithm and CRB Calculation, IEEE Transactions in Instrumentation and Measurement, 57(7), pp. 1455-1464, 2008.
- A9 O. Richoux & E. Morand & L. Simon, Analytical study of the propagation of acoustic waves in a 1D weakly disordered lattice, Annals of Physics, 324(9), pp. 1983-1995, 2009.
- A10 O. Richoux & A. Degroot & B. Gazengel & R. Mc Donald & M. Campbell, Modelling the pressure field in the vicinity of a microphone membrane

using PIV,

Applied Acoustics, 71(2), pp. 157-163, 2010.

A11 O. Richoux & C. Ayrault & A. Pelat & S. Félix & B. Lihoreau, Effect of the open roof on low frequency acoustic propagation in street canyons, Applied Acoustics. 71(8), pp. 731-738, 2010.

2.2 Articles soumis ou en préparation

- A12 M. Molerón & O. Richoux & S. Félix & V. Pagneux, Sound propagation in periodic urban areas, soumis à Journal of Applied Physics.
- A13 H. Pichard & O. Richoux & J.P. Groby, Experimental study of 2D tunable acoustic metamaterial with negative refraction in the audible range frequency, soumis à JASA.
- A14 O. Richoux & V. Tournat, Experimental study of the acoustic velocity in 1D lattice, en préparation
- A15 O. Richoux & C. Sire, Acoustic soliton : experimental and analytic comparison, en préparation

A16 O. Richoux & M. Molerón, Acoustic propagation in urban canyons, en préparation.

2.3 Colloques avec actes

C1 M. Molerón & S. Félix & O. Richoux & V. Pagneux, & J. Picaut, Application de la méthode EF-modale à l'étude de réseaux périodiques ouverts,

20e Congrès Français de Mécanique, Besançon, France (2011).

C2 M. Molerón & S. Félix & O. Richoux & V. Pagneux & J. Picaut, Application of the modal-FE method to the study of open periodic lattices,

6th Forum Acusticum, Aalborg, Danemark (2011).

C3 M. Molerón & S. Félix & A. Pelat & V. Pagneux & J. Picaut & O. Richoux,

A coupled modal-FE method for the sound propagation modeling in urban canyons,

Internoise 2010. Lisbonne, Portugal. Juin 2010.

C4 O. Richoux & C. Ayrault Effet de l'ouverture du toit sur la propagation acoustique basse fréquence dans une rue,

Congrès Français d'Acoustique 2010, Lyon (France), 12-16 Avril 2010.

- C5 B. Lihoreau & O. Richoux,A 3D parabolic equation code for street canyon propagation, Euronoise 09, Edinburgh (Ecosse), 2009.
- C6 A. Pelat & S. Felix & V. Pagneux & C. Ayrault & O. Richoux Sound propagation in a street canyon : A study by modal decomposition,

2th ASA-EAA joint conference Acoustics'08 Paris, Paris (France), 29 June-4 July 2008.

- C7 A. Pelat & S. Felix & C. Ayrault & O. Richoux, A multimodal formulation of the sound propagation in long enclosures, Int. Symp. on Room Acoustics, Seville (Espagne), 10-12 september 2007.
- C8 A. Degroot & S. Montresor & B.Gazengel & O. Richoux & L. Simon, Burst detection and particle time of flight estimation with wavelets for acoustic velocity estimation, 13th Int. Symp. on Applications of laser techniques to Fluid mechanics, Lisbon (Portugal), 26-29 june 2006.
- C9 A. Degroot & S. Montresor & B.Gazengel & O. Richoux & L. Simon, Doppler signal detection and particle time of flight estimation using

wavelet transform for acoustic velocity measurement, ICASSP'006 - IEEE International Conference on Acoustics Speech and Signal Processing, 14-19 mai 2006, Toulouse (France).

- C10 A. Degroot & R. MacDonald & M. Campbell & B. Gazengel & O. Richoux, Etalonnage de microphones par Vélocimétrie Laser Doppler, 8ème congrès Français d'Acoustique, 24-27 avril 2006, Tours (France).
- C11 O. Richoux & V. Tournat & T. Le Van Suu, Comportement non linéaire des bandes interdites dans un réseau acoustique unidimensionnel, 8ème Congrès Français d'Acoustique du 24 au 27 Avril 2006 à Tours, France.
- C12 A. Degroot & O. Richoux & L. Simon, Joint measurement of particle acoustic velocity and flow velocity by means of Laser Doppler Velocimetry (LDV), Congrès PSIP'2005 : Physics and Signal in Image Processing, 31 janvier-2 février 2005, Toulouse.
- C13 V. Raimbault & O. Richoux & B. Gazengel, Caractérisation du rayonnement acoustique d'une plaque en champ proche par Vélocimétrie Laser Doppler (VLD), CFM 2005, XVIIe Congrès Français de Mécanique, 29 août - 2 septembre 2005, Université de Technologie de Troyes.
- C14 S. Griffiths & O. Richoux & V. Pagneux, Measure of the group velocity of an acoustic wave in an one-dimensional lattice,
 CDA (DECA Standard St

Congrès CFA/DEGA, Strasbourg 22-25 mars 2004.

- C15 G. Souchon & B. Gazengel & O. Richoux, Characterization of a dipole radiation by Laser Doppler Velocimetry, Congrès CFA/DEGA, Strasbourg 22-25 mars 2004.
- C16 Ph. Rouquier, B. Gazengel, O. Richoux, L. Simon, G. Tournois, M. Bruneau, Acoustic particle velocities measurement by means of laser Doppler velocimetry : application to harmonic acoustic field in free space with weak flow,

Forum Acusticum, Sevilla, 16-20 september 2002.

C17 Ph. Rouquier, & B. Gazengel & O. Richoux & G. Tournois & M. Bruneau,

Etude par VLD d'un champ acoustique en champ libre : extraction des paramètres de la vitesse particulaire acoustique,

8ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Orsay, 17-20 septembre, 2002.

- C18 O. Richoux & C. Depollier & J. Hardy, Propagation of classical waves in a one-dimensional disordered media : caracterization by a time-frequency method, 6th International Conference on Electronics, Circuits and Systems, Volume III, p. 1441, Pafos, Cyprus, 5-8 september 1999.
 C19 O. Richoux & C. Depollier & J. Hardy & A. Brezini,
 - Effect of disorder and nonlinearity on the propagation of classical waves,16th International Congress on Acoustic and 135th Meeting Acousti-

cal Society of America, Volume III, p. 1751-1752, Seattle, USA, 20-26 june 1998.

C20 O. Richoux & C. Depollier & J. Hardy & A. Brezini, Propagation of mechanical waves in one-dimensional disordered and/or nonlinear media, 4th International Conference on Mathematical and Numerical Aspect of Waves Propagation, p. 676, Golden, USA, 31 may-5 june 1998.

2.4 Autres publications

P1 Chapitre dans le manuel de Physique-Chimie de 1ere S, collection Sirius, édition Nathan, 2011. Deuxième partie Activités de recherche

Chapitre 3

Vélocimétrie Laser Doppler pour l'acoustique

Avant-propos

Ce chapitre regroupe les travaux auxquels j'ai participé dans le cadre de l'opération de Recherche "Vélocimétrie Laser Doppler" du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM) que j'ai rejoint en 2000 lors de mon arrivée au LAUM en tant que Maître de Conférence. Ces recherches ont été menées à travers les travaux de thèse de P. Rouquier [?] (co-direction avec B. Gazengel) et de A. Degroot [?] (co-direction avec B. Gazengel). En outre, de nombreux stages de Master ont permis d'initier de premières études débouchant parfois sur des publications (voir la collaboration avec L. Simon).

3.1 Contexte

La Vélocimétrie Laser Doppler est apparue au LAUM dans les années 90 dans le but de caractériser des champs acoustiques au voisinage de surfaces vibrantes de manière non-intrusive. Les premiers travaux ont montré la faisabilité de la mesure acoustique par cette approche et ont permis de développer des méthodes expérimentales (mesures et traitements des signaux) adéquates. Dans un deuxième temps, à partir des années 2000, nous avons choisi de démontrer l'efficacité de cet outil en l'utilisant à caractériser des champs acoustiques complexes. Pour cela, une chambre semi-anéchoïque et une salle de contrôle dédiées ont été construites. Ces nouveaux moyens expérimentaux ont été accompagnés par le développement d'un nouveau banc de mesure et par la mise en place de l'automatisation des mesures et du traitement des données. Tous ces travaux "souterrains" ont été effectués en interne au laboratoire par J. Blondeau (ingénieur de recherche au LAUM), B. Gazengel et moi-même et avec l'aide J. C. Geslin [?] (Stage de Master 2) et B. Leroux [?] (contrat d'étude dans le cadre du contrat Etat Région "Système d'acquisition" mené au LAUM).

Dans ce chapitre, seuls les applications de la VLD à des problématiques acoustiques et le développement d'une nouvelle méthode de traitement de signal seront traités mais ces études n'auraient pu voir le jour sans un important travail préalable de développement et de caractérisation de l'outil expérimental.

3.2 Introduction

La Vélocimétrie Laser à effet Doppler (VLD) est une technique de mesure de la vitesse particulaire dans un fluide. La première expérience permettant de mesurer la vitesse d'un écoulement laminaire, à l'aide d'un spectromètre laser, est décrite par Yeh et Cummins en 1964 [?]. Cette technique est basée sur la mesure du décalage en fréquence entre la lumière émise par une source laser et celle diffusée par une particule d'ensemencement en mouvement dans le fluide, éclairée par cette même source. Le décalage en fréquence correspond à l'effet Doppler. La fréquence du signal diffusé par une particule et recueilli par le photodétecteur ou photomultiplicateur permet l'estimation de la vitesse de cette particule à l'intérieur du réseau de franges formé par deux faisceaux incidents, décalés en fréquence l'un par rapport à l'autre au moyen d'une cellule de Bragg. En faisant l'hypothèse que les particules sont de dimensions adéquates pour suivre fidèlement les mouvements du fluide étudié et pour diffuser suffisamment d'énergie lumineuse, la vitesse de la particule peut être estimée au moyen d'un traitement du signal approprié. L'adaptation de cette méthode à la mesure de vitesses acoustiques est née des travaux de Taylor [?] en 1976.

3.2.1 Principe

Le croisement de deux faisceaux Laser cohérents crée un volume ellipsoïdal appelé "volume sonde" ou "volume de mesure" dans lequel les interférences électromagnétiques entraînent l'apparition de franges sombres et brillantes [?].

La vitesse $v_q(t)$ de la particule d'ensemencement q est directement liée au champ optique diffusé par cette particule. L'intensité lumineuse diffusée par la particule traversant le volume de mesure est modulée en amplitude et en phase. La fréquence de modulation $F_q(t)$ appelée fréquence Doppler est donnée par

$$F_q(t) = \frac{v_q(t)}{i} = \frac{2v_q(t)}{\lambda_L}\sin(\theta/2), \qquad (3.1)$$

où $v_q(t)$ est la vitesse de la particule selon l'axe Ox, i est l'espace interfrange exprimé comme une fonction de l'angle θ entre les faisceaux et de leur longueur d'onde optique λ_L (Fig. ??).



FIGURE 3.1 – Dispositif optique du système de Vélocimétrie Laser Doppler. Quand la particule q traverse le volume de mesure, la lumière diffusée dans toutes les directions (signal de "burst" $s_q(t)$) est collectée par le photodetecteur. Le traitement du signal de $s_q(t)$ consiste ensuite à estimer la vitesse d'écoulement et la vitesse particulaire acoustique.

La lumière diffusée est collectée par une optique réceptrice et est convertie en signal électrique par un photomultiplieur (PM). Le signal électrique peut être modélisé par [?]

$$s_q(t) = A_q(t)(M + \cos\phi_q(t)), \qquad (3.2)$$

où M prend en compte le signe positif de l'intensité acoustique. Dans l'équation (??), l'amplitude de modulation est liée la distribution Gaussienne de l'intensité lumineuse sur la section du faisceau et s'écrit comme

$$A_q(t) = K_q e^{-(\beta d_q(t))^2}, (3.3)$$

où K_q dépend du faisceau Laser, de la sensibilité du PM, de l'amplification électronique, de la direction d'observation et de l'efficacité de diffusion de la

particule q. En outre, β est donné par la géométrie du volume sonde et $d_q(t)$ représente la projection du déplacement de la particule le long de l'axe Ox dans le volume de mesure. De même, la modulation de phase est donnée par

$$\phi_q(t) = 2\pi \frac{d_q(t)}{i} + \phi_0, \qquad (3.4)$$

avec ϕ_0 la phase initiale due au dispositif optique.

Finalement, le signal électrique final $x_q(t)$ peut être décrit par

$$x_q(t) = s_q(t) + w(t),$$
 (3.5)

où w(t) représente un bruit additif [?].

Pour connaître le signe de la vitesse (sens de déplacement), une cellule de Bragg accordée à $F_B = 40$ MHz est utilisée pour décaler l'un des faisceaux du Laser. Le signal $s_q(t)$ (appelé "burst" ou "bouffée") est par conséquent réécrit comme

$$s_q(t) = A_q(t)(M + \cos(2\pi F_B t + 2\pi d_q(t)/i + \phi_0)).$$
(3.6)

La composante continue M est éliminée au moyen d'un filtre passe-haut et le signal est décalé autour de zéro par une technique de Démodulation par Quadrature (QD) [?, ?]. Le signal peut finalement être écrit

$$s_q(t) = A_q(t)\cos(2\pi d_q(t)/i + \phi_0). \tag{3.7}$$

3.2.2 Modélisation du signal Doppler en acoustique

En supposant que l'onde acoustique est sinusoïdale et que la vitesse moyenne d'écoulement est constante dans le volume de mesure, la projection le long de l'axe Ox de la vitesse de la particule q peut s'écrire

$$v_q(t) = v_{c,q} + V_{ac} \cos(2\pi F_{ac} t + \phi_{ac}), \qquad (3.8)$$

où $v_{c,q}$ est la vitesse moyenne d'écoulement de la particule q, V_{ac} et ϕ_{ac} sont respectivement l'amplitude et la phase de la vitesse particulaire acoustique et F_{ac} la fréquence connue de l'excitation acoustique. La modulation d'amplitude du signal Doppler (??) associé à la particule q s'exprime alors comme

$$A_q(t) = K_q \exp[\beta(v_{c,q}(t - t_q) + \frac{V_{ac}}{2\pi F_{ac}}\sin(2\pi F_{ac}t + \phi_{ac}))]^2, \qquad (3.9)$$

où t_q représente le temps central du signal Doppler¹. De façon similaire, la modulation de phase du signal Doppler (??) associé à la particule q est donnée par

$$\phi_q(t) = \frac{2\pi}{i} v_{c,q}(t - t_q) + \frac{V_{ac}}{2\pi F_{ac}} \sin(2\pi F_{ac}t + \phi_{ac}).$$
(3.10)

^{1.} Le signal Doppler associé à la particule q est à base temporelle finie où $t \in [t_q - T_q/2, t_q + T_q/2]$ avec T_q le temps de vol de la particule q dans le volume de mesure.

Il est intéressant de noter que la vitesse d'écoulement $v_{c,q}$ peut changer d'une particule à l'autre (cas d'un écoulement turbulent) alors que les paramètres acoustiques V_{ac} and ϕ_{ac} sont indépendants de la particule q. Ainsi, lorsque l'onde acoustique est perturbée par un écoulement et en faisant l'hypothèse que la particule q traverse le volume de mesure au temps central t_q aléatoire sans recouvrement temporel avec la particule suivante, le signal Doppler peut alors s'écrire

$$s(t) = \sum_{q} s_{q}(t) = A_{D}(t) \cos[\phi_{D}(t)], \qquad (3.11)$$

où l'amplitude et la phase s'expriment respectivement par

$$A_D(t) = \begin{cases} A_q(t), \text{ pour } t \in [t_q - T_q/2, t_q + T_q/2] \\ 0, \text{ autrement,} \end{cases}$$
(3.12)

 et

$$\phi_D(t) = \begin{cases} \phi_q(t), \text{ pour } t \in [t_q - T_q/2, t_q + T_q/2] \\ 0, \text{ autrement.} \end{cases}$$
(3.13)

En outre, le temps de vol de la particule q peut être défini par [?]

$$T_q = \frac{\sqrt{2}D_x}{v_{c,q}},\tag{3.14}$$

où D_x est la longueur du volume de mesure le long de l'axe Ox. Ainsi le nombre de périodes acoustiques N_{per} associé s'écrit

$$N_{per} = \frac{\sqrt{2}D_x}{v_{c,q}}F_{ac}.$$
(3.15)

Un exemple typique de signal Doppler est représenté sur la fig. **??**(a) où les différents temps de vol sont associés aux différentes valeurs de la vitesse d'écoulement.

L'analyse du signal Doppler fait apparaitre deux échelles de temps distinctes : d'une part, une échelle de temps associée au signal Doppler dans sa globalité caractérisé par une succession de "bouffées" apparaissant à des temps aléatoires avec une amplitude variable, d'autre part, une échelle de temps associée à chaque bouffée définie par une amplitude Gaussienne modulée par l'onde acoustique et dont la fréquence instantanée varie de façon sinusoïdale.

3.2.3 Traitement du signal Doppler

Pour estimer la vitesse des particules du signal Doppler, des techniques spécifiques de traitement de signal peuvent être utilisées. On peut citer l'analyse spectrale [?, ?, ?], la corrélation de photon [?] ou la démodulation



FIGURE 3.2 – (a) Exemple de signal Doppler. (b) Signal de vitesse associé à chaque Burst. Le Burst 1 est associé à une faible vitesse d'écoulement correspondant à N_{per} période acoustique largement plus grande que 1. Le Burst 2 est associé à une grande vitesse d'écoulement définie par $N_{per} \ll 1$. Le Burst 3 est associé à une vitesse d'écoulement correspondant à $N_{per} \simeq 1$ période acoustique.

fréquentielle associée à des méthodes de post-traitement [?, ?, ?]. L'ordre de grandeur de la vitesse d'écoulement impose la méthode de traitement du signal à utiliser pour estimer les paramètres acoustiques.

Lorsque la vitesse moyenne d'écoulement est très faible comme c'est le cas dans la plupart des mesures acoustiques, la particule oscille dans le volume de mesure pendant un temps supérieur à plusieurs périodes acoustiques ce qui réduit considérablement l'effet de l'écoulement moyen et permet d'utiliser des méthodes de post-traitement usuelles [?, ?]. En revanche, une vitesse plus élevée de l'écoulement moyen empêche dans de nombreux cas d'utiliser ces méthodes car alors la durée du signal de vitesse de chaque particule est plus petite voire beaucoup plus petite qu'une période acoustique.

Pour traiter ce dernier cas, différentes méthodes de post-traitement ont été développées. Les plus couramment utilisées sont les méthodes "Slotting Technique" et "Sample and Hold" [?, ?] mais on peut aussi citer les travaux de Boucheron *et al* [?] qui proposent la pério-corrélation. La section suivante propose une nouvelle méthode de post-traitement spécifique basée sur un algorithme de moindres carrés, développée dans le cadre de mes recherches en collaboration avec L. Simon [S9,A8].

3.3 Estimations conjointes des vitesses acoustique et d'écoulement

3.3.1 Post-traitement : Algorithme de moindres carrés

Le but du traitement du signal Doppler consiste à estimer de façon conjointe, et bouffée par bouffée, la vitesse particulaire acoustique (amplitude V_{ac} et la phase ϕ_{ac}) et la vitesse d'écoulement $v_{c,q}$. Dans un premier temps, une détection de chaque bouffée [C8,C9] est menée afin de connaître les temps centraux et le temps de vol de chaque particule traversant le volume de mesure. Dans un deuxième temps, une démodulation fréquentielle du signal Doppler s(t) est effectuée en utilisant une transformée tempsfréquence pour estimer la fréquence instantanée $F_q(t)$ et de façon équivalente le signal de vitesse $v_q(t)$ grâce à l'équation (??) pour chaque bouffée [?]². En se référant à l'équation (??), le signal de vitesse associée à chaque particule q est exprimé par

$$v_q(t) = iF_q(t), \tag{3.16}$$

où i est l'espace interfrange.

A ce stade, le problème consiste à estimer la vitesse d'écoulement $\hat{v}_{c,q}$, l'amplitude et la phase de la vitesse particulaire acoustique \hat{V}_{ac} et $\hat{\phi}_{ac}$ du signal de vitesse associé à chaque particule q à partir du signal bruité de chaque bouffée $x_q(t)$ (voir équation (??)). La figure ??(a) illustre un exemple d'un signal Doppler simulé (non bruité) ainsi que le signal de vitesse associé pour trois bouffées (figure ??(b)) sans recouvrement temporel.

Les $N = N_q$ échantillons de données de vitesse mesurée sont regroupés dans $\mathbf{u} = [u_{n_0} \cdots u_{n_1}]^T$ où $N = n_1 - n_0 + 1$. D'après l'équation (??) la vitesse discrétisée est modélisée par

$$v[n;\theta] = v_c + V_{ac}\cos(2\pi f_{ac}n + \phi_{ac}), \qquad (3.17)$$

pour $n \in [n_0, n_1]$, où $f_{ac} = F_{ac}/F_s$ et $v_c \equiv v_{c,q}$. Les paramètres inconnus à estimer sont réunis dans le vecteur θ défini par

$$\theta = \begin{bmatrix} v_c & V_{ac} & \phi_{ac} \end{bmatrix}^T.$$
(3.18)

L'algorithme de moindres carrés consiste à minimiser la fonction coût $V(\theta)$,

$$V(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{n=n_0}^{n_1} (u_n - v[n;\theta])^2, \qquad (3.19)$$

^{2.} A noter qu'il existe d'autres méthodes pour estimer les paramètres de la vitesse acoustique pour chaque bouffée (pour une revue de ces méthodes, se reporter à l'HdR de B. Gazengel [?])

où $N = n_1 - n_0 + 1$. Il est possible ensuite de trouver une expression pour v_c , $a_{ac} = V_{ac} \cos(\phi_{ac})$ et $b_{ac} = V_{ac} \sin(\phi_{ac})$ comme des fonctions de \mathbf{u} et f_{ac} . Les paramètres acoustiques inconnus sont finalement déduits grâce à

$$\begin{cases} \hat{V}_{ac} = \sqrt{\hat{a}_{ac}^2 + \hat{b}_{ac}^2}, \\ \hat{\phi}_{ac} = \operatorname{atan}_{\hat{a}_{ac}}^{\hat{b}_{ac}}. \end{cases}$$
(3.20)

3.3.2 Résultats numériques

Afin de quantifier son efficacité, les résultats de cette nouvelle méthode sont comparés avec les Bornes de Cramer-Rao (BCR), représentant la variance minimale d'un estimateur non biaisé, calculées analytiquement [?]. Pour cela, des signaux Doppler sont simulés numériquement pour des valeurs de $F_{ac} \in [125 - 4000]$ Hz et $V_{ac} \in [0.05 - 50]$ mm.s⁻¹.

La figure ?? montre un exemple de résultats pour la variance relative de la vitesse d'écoulement v_c^3 (a) et de la vitesse acoustique V_{ac}^4 (b) pour $F_{ac} = 125$ Hz en comparaison avec les BCR théoriques de v_c et de V_{ac} . Trois sortes de signal sont analysées, correspondant chacune à l'une des "bouffées" illustrées sur la figure ??⁵. Quelle que soit la fréquence, lorsque la vitesse d'écoulement est faible (cas des Burst 1 et 3 de la figure ??), l'estimateur peut être considéré comme très efficace que ce soit pour la vitesse de l'écoulement moyen ou pour les paramètres acoustiques. En revanche, lorsque la vitesse d'écoulement est plus élevée (cas du Burst 2 de la figure ??), les résultats ne sont plus acceptables et la méthode ne peut pas être considérée comme efficace.

Cet outil peut aussi être utilisé pour calculer le nombre de périodes acoustiques nécessaires pour obtenir une erreur plus petite qu'une valeur choisie. Un exemple est illustré sur la table ?? : lorsque $F_{ac} = 125$ Hz pour obtenir une erreur relative sur v_c inférieure à 0.1 % avec un SNR= 10 dB, le nombre minimum de périodes acoustiques nécessaires dans un burst est égal à 0.8. De même, pour une erreur relative inférieure à 1 % sur V_{ac} et pour un SNR= 20 dB, il faudra au minimum une demi période acoustique.

Finalement, il ressort de cette étude que la vitesse de l'écoulement moyen est estimée avec une très bonne précision même pour des durées de signal de vitesse très courtes ($N_{per} \gg 1$) alors que pour l'estimation des paramètres acoustiques, les résultats sont moins significatifs⁶.

^{3.} La variance relative est définie par $\operatorname{var}(v_c)/v_c^2$.

^{4.} La variance relative est définie par $\operatorname{var}(V_{ac})/V_{ac}^2$

^{5.} Respectivement pour $N_{per} \gg 1$ (Burst 1), $N_{per} \ll 1$ (Burst 2) et $N_{per} \leq 1$ (Burst 3), où N_{per} est le nombre de périodes acoustiques dans une bouffée.

^{6.} Comme attendu, plus la fréquence acoustique est basse, plus l'estimation est précise.


FIGURE 3.3 – Comparaison de la variance relative de v_c (a) et V_{ac} (b) estimées par un algorithme de moindres carrés (ligne continue) avec les BCR théoriques (ligne pointillée) pour $F_{ac} = 125$ Hz. Les bouffées (1 - 3) se réfèrent à la Fig. ??. (Burst 1) : $V_{ac} = 1.58$ mm.s⁻¹, $\alpha_v = \frac{V_{ac}}{v_c} = 0.1$, $v_c = 15.8$ mm.s⁻¹. (Burst 2) : $V_{ac} = 50$ mm.s⁻¹, $\alpha_v = \frac{V_{ac}}{v_c} = 0.1$, $v_c = 50$ mm.s⁻¹. (Burst 3) : $V_{ac} = 50$ mm.s⁻¹, $\alpha_v = \frac{V_{ac}}{v_c} = 1$, $v_c = 50$ mm.s⁻¹.

TABLE 3.1 – Nombre de périodes acoustiques N_{per} (pour v_c et pour V_{ac}) conduisant à une erreur inférieure à E(%) pour $F_{ac} = 125$ Hz et $V_{ac} = 50$ mm.s⁻¹.

SNR (dB)	10			20		
E (%)	0.1	1	10	0.1	1	10
$N_{per}(v_c)$	≥ 0.8	≥ 0.3	≥ 0.2	≥ 0.45	≥ 0.2	≥ 0.09
$N_{per} (V_{ac})$	$\gg 10$	≥ 0.75	≥ 0.25	$\gg 5$	≥ 0.5	≥ 0.2

Néanmoins, ce travail a permis de proposer une méthode prenant en compte ces résultats : dans un premier temps, l'estimation de la vitesse de l'écoulement moyen est menée en utilisant un algorithme de moindres carrés, ensuite cette valeur de la vitesse d'écoulement est déduite du signal de vitesse. Puis une technique de "rotating machinery" avec une détection synchrone est appliquée pour estimer les paramètres acoustiques avec une grande précision.

Référence : tiré à part [A8]

3.4 Applications

3.4.1 Introduction

Les applications de la Vélocimétrie Laser Doppler à des problématiques acoustiques proposées dans cette section sont issues des différents travaux conduits pendant les thèses de P. Rouquier [?] et A. Degroot [?] que j'ai co-dirigées avec B. Gazengel. D'autres études ont été menées à travers des stages de Master 2 [S2,S3] sur le rayonnement d'une source dipolaire et d'une plaque en vibration mais ne sont pas présentées dans ce document.

3.4.2 Mesure de vitesses acoustiques en champ libre

Les performances du dispositif expérimental de LDV ont été évaluées pour la mesure de vitesse particulaire acoustique en champ libre pour des fréquences de 500, 1000 et 2000 Hz. La méthode choisie consiste en une comparaison de la vitesse acoustique mesurée sur l'axe d'un haut-parleur au moyen d'un système LDV et de la vitesse acoustique estimée grâce à une technique à deux microphones (sonde intensimétrique). L'estimation de la vitesse d'écoulement et de la vitesse acoustique par LDV se fait à l'aide d'une démodulation fréquentielle associée à une détection synchrone à la fréquence de la source.

Pour la fréquence 500 Hz, l'accord entre l'amplitude de la vitesse acoustique mesurée par LDV et estimée au moyen de la sonde intensimétrique est très bon (figure ??). Lorsque la fréquence est de 1000 Hz, la mesure par LDV est proche de celle de référence mais la variance de la vitesse mesurée par LDV est plus grande. Enfin pour une fréquence de 2000 Hz, l'amplitude de la vitesse acoustique mesurée par LDV est sur-estimée par rapport à la mesure de référence. On peut expliquer cette différence par le biais engendré par le post traitement du signal Doppler mais aussi par le fait que la mesure par les deux méthodes n'est pas effectuée exactement au même point.

Les résultats de cette étude montrent que le banc LDV associé à une technique de traitement de signal permet l'estimation de l'amplitude de la vitesse acoustique sur la bande de fréquences [500 - 2000] Hz pour une amplitude plus grande que 2 mm/s à 500 Hz, 3 mm/s à 1000 Hz et 4 mm/s à 2000 Hz correspondant respectivement à 92, 95.5 et 98 dB_{SPL} en champ libre. La limitation basses fréquences (500 Hz) est due à l'amplitude de la vitesse d'écoulement et à la technique de traitement du signal utilisée. La limitation en amplitude vient aussi du traitement du signal qui est adapté pour les forts niveaux acoustiques [?]. Les différences observées entre les mesures par LDV et la vitesse de référence sont du même ordre de grandeur que celles existant entre les simulations numériques et les mesures sans écoulement [?]. Concernant la phase de la vitesse acoustique, la mesure d'un grand nombre de burst permet d'estimer la phase avec une variance plus petite que 20 deg.



FIGURE 3.4 – Amplitude de la vitesse acoustique mesurée par LDV vs. amplitude de la vitesse de référence en champ proche et en champ lointain pour une fréquence de 500 Hz. Les barres d'erreurs représentent l'intervalle de confiance à 95 %.

3.4.3 Caractérisation du rayonnement d'un haut parleur

La sonde LDV a aussi été utilisée pour caractériser le rayonnement d'un haut parleur en champ proche et en champ lointain pour une fréquence de 500 Hz. Les valeurs mesurées de vitesses acoustiques sur l'axe d'un haut parleur effectuées par une sonde intensimétrique et par un système LDV sont comparées avec la vitesse calculée analytiquement.

Le profil de vitesse en champ lointain est présenté sur la fig. ??. Les amplitudes mesurées par LDV et par la sonde intensimétrique sont en accord. On retrouve le profil expérimental de décroissance de la vitesse en utilisant un modèle de propagation. Néanmoins, un biais entre les mesures et le modèle est observé (autour de 3 mm/s) qui peut être imputé à une erreur d'estimation des paramètres physiques utilisés dans le modèle théorique ainsi qu'à des conditions expérimentales différentes.

La figure ?? illustre le champ proche du haut parleur. Les profils de l'amplitude de la vitesse acoustique mesurée et estimée au moyen d'un modèle sont proches et seul un faible biais de l'ordre de 1 mm/s est visible entre le modèle et les mesures. Deux zones distinctes peuvent être analysées séparément :

• pour x < 10 cm, la vitesse mesurée par LDV est en parfait accord avec le modèle théorique (biais maximum de 0.5 mm/s). Les mesures



FIGURE 3.5 – Amplitude de la vitesse acoustique en champ lointain en fonction de la distance x à partir du haut-parleur pour une fréquence de 500 Hz. Mesures LDV (*), mesures sonde intensimétrique (carré), modèle (cercle).

effectuées par la sonde intensimétrique sont sous-estimées à cause de la nature évanescente du champ acoustique dans cette région qui introduit de nombreuses erreurs dans la méthode à deux microphones utilisée par la sonde [?],

• pour x > 10 cm, au contraire les mesures de vitesse par LDV et sonde intensimétrique sont en accord (biais inférieur à 0.5 dB).

Ces résultats prouvent ainsi qu'il est possible de mesurer la vitesse acoustique d'une structure vibrante en champ libre au moyen de la LDV et de caractériser son rayonnement acoustique en champ proche pour lequel la vitesse d'écoulement doit être faible (effets visqueux aux abords de la structure).

Référence : tiré à part [A5]

3.4.4 Etalonnage de microphone

Une estimation précise du niveau de pression acoustique requiert une connaissance (précise) de la sensibilité du microphone. Cette sensibilité peut être obtenue d'une façon absolue ou relative. Généralement la mesure absolue de la sensibilité d'un microphone est effectuée par des laboratoires de métrologie fine et est très difficile à obtenir de façon simple pour des applications industrielles ou de recherche. C'est pourquoi, dans la plupart des cas, la technique de calibration relative est utilisée pour estimer la sensibilité des



FIGURE 3.6 – Amplitude de la vitesse acoustique en champ proche en fonction de la distance x à partir du haut-parleur pour une fréquence de 500 Hz. Mesures LDV (*), mesures sonde intensimétrique (carré), modèle (cercle).

microphones.

Pour la calibration relative, la sensibilité des microphones est déduite de la sensibilité d'un microphone de référence mesurant la même amplitude de pression que le microphone à caractériser. Dans le cas de la calibration absolue, la sensibilité du microphone est estimée sans microphone de référence. Cette méthode est généralement menée en utilisant la technique de réciprocité [?].

La technique de réciprocité est communément appliquée dans des champs clos pour les microphones de pression. Cette méthode utilise une petite cavité et une bonne précision peut être obtenue pour l'estimation de la sensibilité, typiquement ± 0.5 dB. Ce même principe est aussi utilisé pour la calibration absolue de microphones de champ libre mais la technique mise en place diffère quelque peu de la calibration de microphones de pression. Dans ce dernier cas, de nombreux travaux ont été menés pour améliorer les performances de cette technique [?, ?] (modélisation de l'impédance de transfert, localisation des centres acoustiques des microphones, prise en compte des conditions de champ libre imparfaites,) et il apparaît très intéressant d'utiliser une technique non-intrusive pour calibrer les microphones de champ libre et ainsi s'affranchir de l'utilisation d'un second microphone utilisé comme source acoustique.

Les méthodes optiques, comme la LDV ou la Particle Image Velicimetry

(PIV) sont des techniques non-intrusives qui permettent la mesure de la vitesse acoustique. Pour la calibration de microphone, la LDV semble toute indiquée puisque cette technique permet la mesure de faible amplitude de vitesse (typiquement plus petite que 1 mm/s) en un point alors que la PIV fournit une estimation peu précise de l'allure du champ de vitesse sur un volume de mesure.

Quelques travaux ont déjà été menés pour calibrer des microphones en champ clos en utilisant la LDV. Le microphone est situé à un bout d'un tube excité par un haut-parleur et un modèle physique est utilisé pour déduire la pression acoustique d'un microphone de pression à partir d'une seule mesure de vitesse acoustique dans le tube. Taylor [?] a montré qu'il était possible de calibrer un microphone avec un précision de ± 0.3 dB avec la LDV et Mac-Gillivray et al. [?, ?] ont estimé l'incertitude sur l'estimation de la pression à respectivement ± 0.1 dB et ± 0.2 dB suivant la technique de traitement utilisée.

La calibration d'un microphone champ libre est plus problématique et la LDV et la PIV peuvent toutes deux être utilisées pour caractériser la vitesse acoustique en champ libre. Associée à une mesure PIV du champ de vitesse acoustique aux abords d'un microphone excité par une onde acoustique, la LDV peut être utilisée pour la calibration d'un microphone champ libre.

Etalonnage en champ clos

Dans ce travail, une nouvelle approche pour la calibration absolue de microphone, basée sur une mesure directe de la vitesse particulaire acoustique en utilisant la VLD est présentée. La technique de calibration est menée dans un tube fermé dans lequel seules des ondes planes se propagent. Le microphone à calibrer est situé sur la paroi opposée au haut parleur (voir le dispositif expérimental sur la figure **??**).

Construite en référence aux travaux de Taylor [?] et MacGillivray[?, ?] qui, à partir d'une mesure de vitesse, estiment la pression acoustique dans un tube, cette nouvelle méthode permet l'estimation de la pression acoustique moyenne agissant sur la membrane d'un microphone⁷ à partir de deux mesures de vitesse acoustique dans le tube. Cette nouvelle méthode de calibration est testée sur un microphone de pression en champ clos.

Dans un premier temps le profil de la vitesse acoustique pour une fréquence de 680 Hz est mesuré tout le long du tube et est comparé aux calculs analytiques effectués à partir de la mesure de la pression par le microphone situé en paroi. La figure **??** montre un bon accord entre la mesure et la vitesse de référence. Un biais de 1.8 mm/s (2.6 % correspondant à 0.22 dB_{SPL}) est cependant visible entre les deux courbes.

^{7.} Le microphone est monté en paroi (en bout du tube).



FIGURE 3.7 – Dispositif expérimental.



FIGURE 3.8 – Profil de vitesse dans un tube pour un niveau acoustique de $120 \text{ dB}_{\text{SPL}}$ et une fréquence de 680 Hz.

L'incertitude minimum théorique sur la vitesse mesurée par LDV, donnée par les bornes de Cramer-Rao, est utilisée pour calculer l'incertitude sur l'amplitude et la phase de la pression. Pour définir l'incertitude maximale admissible, la position pour l'estimation de la pression, l'espacement entre deux mesures de vitesse, la fréquence acoustique et le niveau acoustique minimum requis sont déterminés.

Les incertitudes observées expérimentalement sont en accord avec celles théoriques attendues en utilisant les bornes de Cramer-Rao. Lorsque le niveau acoustique augmente, les incertitudes théoriques sur la pression estimée par LDV diminuent (par exemple lorsque le niveau est supérieur à 120 dB les incertitudes sont inférieures à 0.015 dB).

La pression estimée par LDV est comparée à la pression de référence obtenue par le microphone de référence en paroi. Les résultats montrent un biais compris dans [0.36; 1.07] dB et une incertitude relative pour la pression estimée par LDV comprise dans [0.013; 0.11] dB.

Ainsi il ressort de cette étude que la calibration absolue de microphones de pression peut être menée en utilisant la LDV si le niveau acoustique est assez grand (typiquement 120 dB). Dans ces conditions, les incertitudes expérimentales seront incluses dans une gamme de valeur [0.013; 0.055] dB. Cet étalement des valeurs peut s'expliquer par le fait que les deux mesures de vitesses ne sont pas effectuées simultanément et que l'état physique du système peut changer pendant la durée de la mesure. Ces incertitudes pourront être minimisées en utilisant deux sondes LDV mesurant les deux vitesses en même temps.

Référence : tiré à part [A7]

Etalonnage en champ libre

Dans le cas du champ libre, deux approches distinctes peuvent être utilisées pour calibrer les microphones de façon absolue. La première, que nous appellerons "approche globale", suppose que l'impédance et les conditions limites du milieu sont parfaitement connues. Dans ce cas, la pression acoustique peut être estimée au point de mesure grâce à l'impédance ou à n'importe quel autre point du milieu en utilisant un modèle de propagation. La seconde approche, que nous avons utilisée dans ce travail, consiste à mesurer la vitesse acoustique aux limites d'un volume de fluide proche de la membrane du microphone et à utiliser un modèle de propagation acoustique pour permettre l'estimation de la pression en tout point du volume. Nous appellerons cette méthode l'"approche locale". Par exemple, pour des ondes planes, la mesure de la vitesse acoustique aux deux extrémités d'une tranche de fluide permet de connaître la pression au milieu de ces deux points.

L'approche locale requiert donc la caractérisation du champ acoustique proche du microphone pour pouvoir estimer la pression sur sa membrane et en déduire sa sensibilité. Nous proposons pour cela d'utiliser une technique de mesure non-intrusive (obligatoire dans le cas de champ proche) telles que la LDV ou la PIV. Pour cela, un microphone 1 pouce (25.4 mm de diamètre) est placé à l'intérieur d'un tube dans lequel se propagent des ondes planes. Le champ de vitesse acoustique est mesuré proche de la membrane grâce à un dispositif PIV (figure ??). Pour des raisons techniques d'une première étude, l'utilisation d'un guide d'onde permet de connaître précisément le champ acoustique dans la cavité et permet un ensemencement moindre qu'en champ libre⁸.



FIGURE 3.9 – Dispositif expérimental de mesure de la vitesse particulaire acoustique par PIV.

Le champ expérimental de vitesse acoustique est visible sur la figure ??. L'amplitude de la vitesse longitudinale (suivant l'axe de révolution du microphone) diminue lorsque l'on s'approche du microphone jusqu'à pratiquement s'annuler sur la membrane. En revanche, la vitesse radiale tend à augmenter en s'éloignant du centre de la membrane ce qui illustre des "fuites" acoustiques sur les bords du microphone.

En utilisant le formalisme intégral et connaissant la vitesse normale aux limites du volume considéré (défini par l'image PIV et compte tenu de la symétrie de révolution autour de l'axe du microphone), la pression en tout point du volume peut être estimée grâce à la mesure du champ de vitesse par PIV. La pression acoustique, dans un volume de fluide (sans source) au devant du microphone (décrit par la figure ??), s'écrit :

$$p(\vec{r}) = -j\omega\rho \sum_{i=1}^{3} \iint_{S_i} G(\vec{r}, \vec{r}_0) v_{n_i} dS_i, \qquad (3.21)$$

où S_1 , S_2 et S_3 délimitent le volume de fluide, v_{n_1} , v_{n_2} et v_{n_3} représentent la vitesse sur chaque surface respectivement et $G(\vec{r}, \vec{r}_0)$ représente la fonction de Green du volume considéré. Notons que sur la surface S_1 qui représente la membrane du microphone, la vitesse normale est supposée nulle.

La fonction de Green exprimée comme une somme discrète de fonctions propres du cylindre V (défini par les surfaces S_i) peut être calculée analyti-

^{8.} Ces mesures ont été réalisées au Laboratoire d'acoustique de l'Université d'Edimburgh avec le concours de R. MacDonald et du professeur M. Campbell dans le cadre d'un projet PAI.



FIGURE 3.10 – Champ expérimental obtenue par PIV de la vitesse acoustique au voisinage du microphone pour une fréquence de 680 Hz.



FIGURE 3.11 – Volume d'étude (en face du microphone) utilisé pour le calcul de la pression acoustique.

quement. L'expression de la pression dans le volume V est définie en fonction des vitesses normales sur chaque surface. Le champ de vitesse expérimental fournit les vitesses normales sur chaque surface ce qui permet de modéliser leurs profils : ondes planes sur la surface S_1 , vitesse normale nulle sur la surface S_2 et profil parabolique suivant la surface S_3 . Ainsi la pression en tout point du volume V s'exprime par :

$$p(r,z) = j\omega\rho \frac{\cos[k(z-L)]}{k\sin kL} v_{n_1} - j\frac{2\omega\rho}{r_a} \left(\sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{J_0(\frac{\gamma_0\nu}{r_a}r)}{J_0(\gamma_{0\nu})} \frac{\eta}{k_{z_{0\nu}}^2\sin(k_{z_{0\nu}}L)} \times \left\{ z2\sin(k_{z_{0\nu}}L) + \frac{2}{k_{z_{0\nu}}} \left[-\frac{1}{k_{z_{0\nu}}}\sin(k_{z_{0\nu}}L) + L\cos(k_{z_{0\nu}}z) \right] \right\} (3.22)$$

où L est la longueur du volume, ν est le nombre de modes radiaux utilisés dans la décomposition de la fonction de Green, η est donné par le profil de vitesse expérimental suivant S_3 où $v_{n3}(z)$ est modélisé par $v_{n3} = -\eta z^2$ et v_{n_1} par le profil suivant S_1 . $k_{z0\nu}$ est le nombre d'onde radial tenant compte de la symétrie de révolution et $k = k_{z00}$.

La figure ?? montre le résultat du calcul de la pression dans le volume V pour une décomposition sur 90 modes ($\nu = 90$) radiaux. La diffraction de l'onde acoustique est mise en évidence sur les bords du microphone. En effet, ce phénomène entraine une augmentation de l'amplitude de la pression acoustique au bord du microphone de l'ordre de 0.1 dB. La présence des bords crée une diffraction de l'onde plane incidente qui conduit à une redistribution de l'énergie acoustique sur les autres modes et une excitation des modes supérieurs.



FIGURE 3.12 – Champ théorique de la pression acoustique au voisinage du microphone en utilisant une décomposition sur 90 modes pour une fréquence de 680 Hz.

Cette première étude ouvre des nouveaux horizons pour la calibration de microphone dans des conditions de champ libre. Les résultats sur la pression acoustique en champ très proche du microphone pose une question importante : quelle grandeur est mesurée par le microphone sachant que la pression acoustique n'est pas uniforme sur la membrane ?

Ces résultats devront être validés par une mesure du champ de pression dans le champ très proche du microphone en utilisant par exemple des sondes miniatures ou un dispositif LDV. Le modèle proposé peut être quant à lui amélioré en y intégrant le mouvement de la membrane que l'on pourra déterminer au moyen d'une sonde Laser.

Référence : tiré à part [A10]

3.5 Articles relatifs à ce chapitre

- A5 B. Gazengel & O. Richoux & P. Rouquier, Characterization of a Loudspeaker free field radiation by Laser Doppler Velocimetry, Acta Acustica 93(3) : 447-456, 2007.
- A7 A. Degroot & R. MacDonald & O. Richoux & B. Gazengel & M. Campbell,

Suitability of laser Doppler velocimetry for the calibration of pressure microphones,

Applied Acoustics 69(12), pp. 1308-1317, 2008.

A8 L. Simon & O. Richoux & A. Degroot & L. Lionet,

Laser Doppler Velocimetry for Joint Measurements of Acoustic and Mean Flow Velocities : LMS-Based Algorithm and CRB Calculation, IEEE Transactions in Instrumentation and Measurement, 57(7), pp. 1455-1464, 2008.

A10 O. Richoux & A. Degroot & B. Gazengel & R. Mc Donald & M. Campbell,

Modelling the pressure field in the vicinity of a microphone membrane using PIV,

Applied Acoustics, 71(2), pp. 157-163, 2010.

Chapitre 4

Propagation dans les réseaux unidimensionnels

Avant-propos

Ce chapitre regroupe les travaux que j'ai effectués dans la thématique "propagation dans les réseaux unidimensionnels" initiée au laboratoire lors de ma thèse de doctorat [?]. Ces recherches ont été l'occasion de collaborer avec différents chercheurs du laboratoire : V. Pagneux, V. Tournat (dans le cadre du stage de Master de T. Le Van Suu [?]), C. Depollier (dans le cadre du stage de DEA de G. Gonon [?]) et L. Simon (dans le cadre de stage de Master 2 de E. Morand [?]). Depuis Janvier 2012, ces recherches sont incluses dans un contrat ANR International Franco-Chilien "Procomedia" en collaboration avec l'institut Langevin (ESPCI - Paris), le laboratoire Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes (ESPCI - Paris), le laboratoire Propagation des Ondes : Etude Mathématique et Simulation (ENSTA - Paris) et le département de Physique de l'Université du Chili (FCFM -Université de Chile).

4.1 Introduction

Cette partie est consacrée à la propagation (acoustique) dans les réseaux unidimensionnels. Initiée lors de ma thèse, la volonté première de ce travail est d'étudier (à travers le cas de la propagation acoustique notamment) les effets introduits par la présence de non-linéarités sur la propagation dans un milieu désordonné. Pour étudier et observer les effets du désordre dans un milieu¹, il est indispensable de connaître parfaitement son comportement dans un état ordonné. C'est l'une des raisons qui nous a poussé à choisir d'étudier la propagation à travers un réseau. Par soucis de simplicité, nous nous sommes restreints au cas unidimensionnel.

Le comportement d'une onde à travers un réseau unidimensionnel ordonné est typique; le spectre de la transmission se découpe en une succession de bandes fréquentielles où le régime est soit propagatif i.e., *bande passante*, soit évanescent i.e., *bande interdite*. Le réseau ordonné agit donc comme un filtre en fréquence partageant la transmission en une partie complètement opaque et une partie transparente. La théorie de Bloch [?] permet de prédire ces différents régimes et la littérature fournit de nombreuses études de ce phénomène. Par exemple, la propagation d'électrons à travers un potentiel périodique montre l'existence de bandes interdites dans le spectre de transmission [?]. Pour les ondes classiques, le phénomène a aussi été étudié et les cristaux photoniques sont maintenant souvent traités pour des applications de filtrage². Le réseau régulier sert de référence et l'écart par rapport à l'ordre induit par l'introduction d'inhomogénéités et/ou de non-linéarités permet de quantifier leurs influences sur la propagation et la transmission.

L'effet du désordre sur la propagation a ensuite été étudié et là-aussi de nombreux domaines³ tels que la physique du solide [?, ?], la mécanique quantique [?], la physique classique [?] ont traité ce sujet. La présence de désordre entraîne la localisation [?] de l'onde qui se traduit par une décroissance exponentielle de la transmission dans le milieu⁴.

Les conséquences de l'introduction de non-linéarités dans un milieu ordonné ou désordonné sont encore très mal connues. Les différents travaux menés sur la propagation dans les milieux non-linéarités ordonnés [?, ?, ?, ?, ?] montrent que la présence de non-linéarités entraîne une compétition

^{1.} A fortiori, les effets de non-linéarités.

^{2.} De nombreuses branches de la physique telles que l'acoustique, la mécanique quantique, la mécanique et la physique du solide ont abordé cette problématique.

^{3.} Pour un revue complète voir [?].

^{4.} C'est en 1958, qu'Anderson [?], en considérant la propagation des électrons dans un cristal contenant des impuretés, a mis en évidence le phénomène de localisation i.e., *Localisation de Anderson* des ondes dans un cristal.

entre les effets non-linéaires et la périodicité spatiale. De la même façon, les effets non-linéaires peuvent aussi contrer les conséquences du désordre et conduire à une délocalisation des ondes [?, ?, ?]. Malgré cela, de nombreuses questions demeurent. Par exemple, quelle est l'influence du type de non-linéarités (quadratique, cubique ou autres ...) sur la propagation dans un milieu désordonné?

Ainsi, deux sortes de non-linéarités sont étudiées dans les différents travaux de recherche présentés. Dans un premier temps, des non-linéarités localisées sont introduites à chaque noeud du réseau ce qui permet de considérer la propagation comme linéaire entre ceux-ci. Dans un deuxième temps, le cas d'une onde de très forte amplitude est considéré induisant une propagation non-linéaire entre les noeuds du réseau⁵ et permettant, par exemple, d'observer des ondes solitaires [?, ?].

Ce chapitre s'articule autour des différents travaux que j'ai menés sur cette thématique. Après un bref rappel sur la propagation dans les réseaux unidimensionnels, une première section aborde la propagation dans les réseaux ordonnés. La deuxième partie présente une nouvelle méthode analytique pour étudier la propagation dans un réseau faiblement désordonné. Enfin, les dernières parties exposent les différents cas de propagation nonlinéaire dans les réseaux.

4.2 Equation de propagation

Le réseau est constitué d'un milieu unidimensionnel infini et parfaitement homogène chargé aux points x_n par des forces F_n dérivant d'un potentiel V_n (voir schéma de la figure ??)⁶. La propagation d'une onde $\Psi(x, t)$ entre deux discontinuités du réseau est considérée comme linéaire et elle est décrite par l'équation différentielle

$$\frac{\partial^2 \Psi(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi(x,t)}{\partial t^2} = 0$$
(4.1)

où c est la célérité de l'onde.

Dans le cas où les forces F_n sont linéaires, les conditions aux limites, représentées par les discontinuités du réseau, se déduisent du comportement de la fonction $\Psi(x,t)$ et de sa dérivée spatiale à chaque point x_n . En choisissant la continuité de la fonction $\Psi(x,t)$ et la discontinuité de sa dérivée

^{5.} Un terme non-linéaire est ajouté dans l'équation de propagation caractérisant le milieu entre les noeuds du réseau

^{6.} On peut, par exemple, considérer la propagation des ondes acoustiques dans un tube connecté à des résonateurs, ou étudier les vibrations transversales le long d'une corde chargée par des ressorts.



FIGURE 4.1 – Représentation schématique du milieu de propagation.

spatiale et en utilisant une dépendance temporelle $e^{j\omega t}$, la propagation dans un réseau est décrite par

$$\frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + k^2 \Psi(x) = \sum_n \delta(x - x_n) \sigma_n(x_n) \Psi(x)$$
(4.2)

où $k = \omega/c$ avec ω la pulsation et σ_n représente le saut de discontinuité au point x_n . Le second membre de cette équation représente des sources secondaires qui s'allument au passage de l'onde sur chaque discontinuité. Ces sources sont caractérisées par la valeur de la discontinuité σ_n .

Dans le cas où les forces F_n sont non-linéaires, un terme, dépendant de l'amplitude de l'onde, apparaît dans l'expression de la force. La propagation de l'onde à travers le réseau peut alors s'écrire comme suit :

$$\frac{\partial^2 \Psi(x)}{\partial x^2} + k^2 \Psi(x) = \sum_n \delta(x - x_n) \sigma_n^{nl}(x_n, \Psi(x_n)) \Psi(x)$$
(4.3)

où $\sigma_n^{nl}(x, \Psi(x)) = \sigma_n(x) + f(\Psi(x))$ décrit le potentiel non-linéaire et où f(x) caractérise la non-linéarité.

4.3 Réseau périodique linéaire

Pour illustrer le cas d'un réseau périodique, un guide d'onde cylindrique de surface S chargé régulièrement de résonateurs de Helmholtz identiques est utilisé (voir la photographie de la figure ??). La propagation d'une onde acoustique plane et monochromatique dans ce milieu est décrite par l'équation ?? où la fonction $\Psi(x)$ est remplacée par la pression acoustique p(x). La valeur de $\sigma_n = \sigma$, $\forall n$, est définie par le résonateur de Helmholtz et est donnée par $\sigma = -j\omega\rho s/(SZ)$ où ρ est la masse volumique de l'air, s la surface du col du résonateur de Helmholtz et Z son impédance d'entrée.

La pression acoustique peut se développer sur une base de fonction u(x)prenant en compte la périodicité du réseau telle que $p(x) = e^{jqd}u(x)$ où q représente le nombre d'onde de Bloch et d la périodicité du réseau. En utilisant le formalisme matricielle pour décrire la propagation le long du



FIGURE 4.2 – Photographie du dispositif expérimental illustrant le réseau de résonateurs de Helmholtz.

réseau, la relation de dispersion pour les ondes de Bloch s'écrit

$$\cos(qd) = \cos(kd) + \frac{\sigma}{2k}\sin(kd). \tag{4.4}$$

Cette relation de dispersion exhibe les caractéristiques particulières d'un filtre avec des fréquences dites "interdites" (bandes interdites) et "passantes" (bandes passantes) dans le domaine fréquentiel. Dans notre cas, les bandes interdites sont le résultat d'une part de la résonance de chaque résonateur de Helmholtz (bande interdite dite "de Helmholtz") et d'autre part de l'arrangement périodique du milieu (bandes interdites dites "de Bragg"). Les ondes définies par $|\cos(qd)| \leq 1$ appartiennent à une bande passante et se propagent librement dans le réseau alors que celles déterminées par $|\cos(qd)| > 1$ se rapportent à une bande interdite et sont atténuées très rapidement (ondes évanescentes).

La figure ?? montre l'effet de filtre du réseau périodique de résonateurs de Helmholtz sur la propagation d'une impulsion : les chutes brutales de l'énergie acoustique (de l'ordre de 15 dB) dans le pulse transmis illustrent les bandes interdites du réseau. Le phénomène de dispersion des ondes due au milieu est lui aussi aisément identifiable sur leurs bords⁷.

La figure ??(a) illustre la relation de dispersion (équation ??) en fonction de la fréquence pour le même réseau de résonateur de Helmholtz. Les différentes bandes de fréquence sont visibles en fonction des valeurs de $|\cos(qd)|$ et les bandes interdites sont illustrées par les parties grisées. La

^{7.} La vitesse des ondes dépend fortement de la fréquence de celles-ci.



FIGURE 4.3 – Illustration dans un plan Temps-Fréquence d'une impulsion avant (a) et après (b) le réseau constitué de 60 résonateurs de Helmholtz.

bande interdite autour de 300 Hz est associée à la résonance de Helmholtz des résonateurs, celle apparaissant autour de 1300 Hz est due à la résonance du volume du résonateur et la bande de Bragg (due à la périodicité du réseau) se situe vers 1800 Hz. La figure ??(b) montre le coefficient de transmission expérimental d'un réseau (comportant 60 résonateurs) identique à celui défini pour le modèle analytique. Les bandes interdites sont définies dans les régions où le coefficient de transmission chute brutalement et correspondent avec la théorie.

4.3.1 Réseau quasi-périodique

En appliquant une modulation périodique sur le volume des résonateurs de Helmholtz, le réseau devient alors quasi-périodique. En faisant varier le paramètre de modulation, et en observant la transmission à travers le réseau, il est possible de construire une structure auto-similaire appelé "Papillon de Hofstadter". Cette figure a été mise en évidence expérimentalement en utilisant un réseau de 60 résonateurs de Helmholtz dont le volume (et donc la fréquence de résonance) est réglable.

La modulation périodique des volumes des résonateurs entraîne l'apparition de nouvelles bandes interdites dans la transmission par rapport au



FIGURE 4.4 – **Dispersion par un réseau de résonateurs de Helmholtz.** (a) Relation de dispersion pour un réseau linéaire obtenue à partir de l'équation ??. Les régions grisées illustrent les bandes interdites. (b) Coefficient de transmission expérimental d'un réseau de 60 résonateurs de Helmholtz.

cas périodique. Les bandes passantes sont alors découpées en sous bande dont le nombre augmente avec l'indice de modulation α ($\alpha \in [0,1]$). Pour obtenir une image du Papillon de Hofstadter, la fonction de transfert pour différentes valeurs de la modulation ($\alpha \in [0,1]$) est tracée en fonction de la fréquence en utilisant une échelle de gris. La figure **??** montre le résultat des mesures où les bandes interdites apparaîssent en plus sombre.

La structure du papillon est facilement identifiable (deux structures sont visibles pour deux bandes de Bragg). Les branches du papillon sont dues aux nouvelles bandes interdites créées par la modulation. Les caractéristiques auto-similaires du papillon sont elles aussi mises en évidence grâce aux résultats expérimentaux bien que le réseau soit fini et malgré l'atténuation



FIGURE 4.5 – Spectre de la transmission à travers un réseau de 60 résonateurs de Helmholtz en fonction de l'indice de modulation α et de la fréquence.

dans l'air. Il semble que la présence de bandes interdites dues aux résonances des résonateurs brise l'influence de la modulation en faisant diverger les branches du papillon ce qui est corroboré par une étude analytique.

Référence : tiré à part [A2]

4.4 Réseau aléatoire linéaire

4.4.1 Introduction

La localisation de Anderson dans les milieux aléatoires est étudiée depuis de nombreuses années. Dans les années 1970, la théorie du transfert radiatif [?] est proposée puis les premières études de la propagation d'ondes acoustiques ou électromagnétiques dans un milieu aléatoire stratifié sont présentées [?, ?, ?, ?, ?]. Le problème de la diffraction d'une impulsion par un milieu aléatoire stratifié est aussi considéré en utilisant les équations de transport radiatif pour décrire la propagation et étudier la localisation dans le domaine temporel [?]. Dans le même but, des travaux présentent des résultats analytiques en utilisant des méthodes d'approximation comme la méthode CPA (Coherent Potentiel Approximation) pour le cas de quelques impuretés [?], la méthode QCA (Lax Quasi-crystalline Approximation) [?] pour de faibles désordres⁸, l'approximation basses fréquences [?] ou les com-

^{8.} Une comparaison des ces différentes méthodes est proposée dans l'article [?]

portements asymptotiques [?]. Néanmoins, la méthode des matrices de transfert est généralement utilisée pour simuler la propagation des ondes dans les milieux aléatoires.

Dans cette partie, après avoir brièvement abordé la méthode matricielle, nous proposerons une nouvelle méthode analytique pour traiter les faibles désordres.

4.4.2 La méthode matricielle

On considère un guide d'onde circulaire (section S) chargé par un réseau de résonateurs de Helmholtz. Les résonateurs sont connectés aux positions $x_n, n \in N$ par un col de section s qui est considéré comme très petit devant la longueur d'onde des ondes acoustiques (voir la figure ??). Le réseau est découpé en cellules élémentaires de différentes longueurs (appelée d_n pour la n^{ieme} cellule) et chaque résonateur est constitué d'une cavité de volume différent (volume V_n pour la n^{ieme} cellule).





Pour une onde monochromatique dont la fréquence est inférieure à la première fréquence de coupure du guide d'onde, la pression et la vitesse acoustique le long du guide s'écrit respectivement $p(x,t) = p(x)e^{j\omega t}$ et $v(x,t) = v(x)e^{j\omega t}$. Les grandeurs p(x) et v(x) sont reliées par l'impédance. A chaque connexion x_n , la continuité de la pression et la conservation du débit permettent de trouver une relation matricielle entre la pression dans deux cellules voisines. La propagation à travers un réseau de N résonateurs peut s'écrire alors sous la forme :

$$\begin{pmatrix} P_r \\ P_i \end{pmatrix} = M_1 M_2 \dots M_n \dots M_N \begin{pmatrix} 0 \\ P_t \end{pmatrix}.$$
(4.5)

où

$$M_n = \begin{pmatrix} h_n(1-w_n) & -w_n \\ w_n & \frac{1}{h_n}(1+w_n) \end{pmatrix}$$

$$(4.6)$$

et P_i , P_r et P_t représentent respectivement l'amplitude des ondes incidente, réfléchie et transmise. h_n et w_n sont donnés par les caractéristiques de la cellule n et la nature de l'onde. Cette modélisation permet de décrire la propagation acoustique à travers un réseau désordonné de résonateurs de Helmholtz. Le désordre peut être appliqué soit au volume de chaque résonateur, soit à la longueur de chaque cellule⁹. Dans ce travail, seul le désordre sur la longueur de chaque cellule est étudié.

4.4.3 Cas d'un faible désordre Gaussien

Dans notre cas, nous avons choisi un désordre sur la longueur des cellules et une relation récursive sur le coefficient de transmission peut être obtenue :

$$\frac{1}{T_N} = \left[h_{N-1}(1-w) + \frac{1}{h_N}(1+w)\right] \frac{1}{T_{N-1}} - \frac{1}{T_{N-2}}.$$
(4.7)

où T_N représente la coefficient de transmission d'un réseau composé de N résonateurs de Helmholtz. Dans l'hypothèse d'un faible désordre et en utilisant une distribution Gaussienne sur les longueurs de cellules, il est possible de présenter une solution approchée de la moyenne de l'amplitude du coefficient de transmission d'un réseau constitué de N cellules

$$\langle |T_N| \rangle \simeq \frac{1}{|C_1 r_1^N + C_2 r_2^N|},$$
(4.8)

où r_1 , r_2 , C_1 et C_2 sont définis par les caractéristiques du réseau aléatoire (écart type de la distribution aléatoire, fréquence de résonance des résonateurs de Helmholtz, valeur moyenne de la longueur des cellules).

La figure ?? montre l'amplitude du coefficient de transmission d'un réseau formé de 200 cellules pour deux "forces" de désordre différentes (écart type σ de la Gaussienne de d/50 et d/20 où d représente la valeur moyenne de la longueur de cellule). Le résultat analytique est comparé au calcul numérique (effectué par une méthode de Monte-Carlo pour 1000 réalisations). La concordance entre les deux résultats est d'autant plus satisfaisante que le désordre est faible. Les formules analytiques permettent donc de qualifier très convenablement la transmission à travers un réseau faiblement désordonné.

De la même façon, une formule analytique de la longueur de localisation ξ peut être déterminée dans le cas d'un faible désordre et les comparaisons avec les résultats numériques donnent la même satisfaction. La figure ?? propose le cas de deux fréquences différentes appartenant chacune à une bande interdite différente (bande de Helmholtz ou bande de Bragg). Il apparaît que la solution analytique correspond à la limite asymptotique des résultats de

^{9.} Une étude détaillée de l'influence différente des deux désordres sur la propagation dans le réseau a été menée dans mon travail de thèse [?].



FIGURE 4.7 – Coefficient de transmission d'un réseau désordonné (faible désordre Gaussien) défini par un écart type $\sigma = d/50$ (gauche) et $\sigma = d/20$ (droite) : – calcul analytique (Eq. (??)), \Box simulation pour 1000 réalisations (Eq. (??)).

la simulation (pour $N \to +\infty$). Pour kd = 3.01, les deux méthodes sont en très bon accord. Les limites de la modélisation analytique sont néanmoins atteintes pour une intensité de désordre dépassant $6\sigma/d = 0.2$.



FIGURE 4.8 – Longueur de localisation adimensionnée d'un réseau désordonné en fonction de l'intensité du désordre pour une fréquence (a) kd = 0.856 et (b) kd = 3.01. La courbe bleue correspond au calcul analytique et la courbe noire représente les résultats d'une simulation de Monte-Carlo.

Cette nouvelle approximation pour un faible désordre permet donc une analyse physique fine des caractéristiques de la localisation de Anderson en fonction du désordre injecté dans le réseau mais aussi de la fréquence. Nous avons ainsi montré que la longueur de localisation dépendait à la fois de l'intensité du désordre et de la fréquence : l'influence de l'intensité du désordre est par exemple plus importante pour des fréquences proches de la bande interdite de Bragg que de la bande de Helmholtz (voir la figure ??). Dans ce cas là, le coefficient de transmission n'est pas suffisant pour étudier la propagation à travers un réseau désordonné et seule l'analyse de la longueur de localisation permet d'apporter des précisions sur le phénomène de localisation.



FIGURE 4.9 – Longueur de localisation adimensionnée d'un réseau aléatoire en fonction de la fréquence adimensionnée kd pour différentes intensités de désordre : a) $6\sigma/d = 0.05$, (b) $6\sigma/d = 0.066$, (c) $6\sigma/d = 0.08$, (d) $6\sigma/d = 0.1$, (e) $6\sigma/d = 0.13$, (f) $6\sigma/d = 0.2$ and (g) $6\sigma/d = 0.4$. Le domaine de fréquence est inclus dans la bande interdite de Helmholtz.

Référence : tiré à part [A9]

4.5 Réseau périodique à non-linéarités localisées

L'étude de la propagation d'une onde dans un réseau périodique contenant des non-linéarités localisées est abordée à travers le cas d'une onde acoustique se propageant dans un réseau ordonné de résonateurs de Helmholtz. Parmi les caractéristiques de ces résonateurs, leurs réponses nonlinéaires permettent d'obtenir des non-linéarités localisées (à chaque résonateur) dans le réseau. Ainsi, en plus de la dépendance fréquentielle (propriétés de résonances) qui influence grandement la dispersion des ondes dans le milieu, vient s'ajouter une dépendance à l'amplitude de l'onde de la réponse des résonateurs. La cohabitation de ces deux propriétés dans un même milieu est très intéressante et permet de générer par exemple des solitons ou d'étudier l'effet des non-linéarités sur les propriétés de transparence d'un milieu périodique.

4.5.1 Dispersion dans un réseau à diffuseurs non-linéaires résonants

Dans un premier temps, un modèle simple de résonateur de Helmholtz non-linéaire a été proposé en se basant sur les travaux de R. R. Boullosa *et al* [?]. Le comportement non-linéaire est décrit par un terme quadratique dans la relation entre la vitesse particulaire et la pression acoustique à l'entrée du résonateur de Helmholtz. Ainsi, une impédance d'entrée pour chaque résonateur avec une faible dépendance à l'amplitude de l'onde a été définie. Dans un deuxième temps, cette relation est utilisée dans l'équation ?? à travers le terme σ_n^{nl} où la fonction f est définie par l'impédance d'entrée non-linéaire Z de chaque résonateur, solution de l'équation [?]

$$Z^{2} - j\omega\rho l_{c}^{\prime} \left[1 - \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega^{2}}\right] Z - \alpha_{n}\rho l_{c}^{\prime} \frac{\omega_{0}^{2}}{\omega^{2}} p = 0.$$

où l'_c est la longueur corrigée du col des résonateurs, ω_0 la pulsation de résonance des résonateurs, p l'amplitude de la pression à l'entrée des résonateurs et α_n un paramètre non-linéaire quadratique des résonateurs. On introduit ainsi un terme supplémentaire qui peut être interprété comme une correction du nombre d'onde de Bloch q due aux effets non-linéaires du milieu. Par la suite, une vitesse de phase des ondes de Bloch c_b est définie par $q = \omega/c_b$ comme pour l'acoustique non-linéaire dans les milieux homogènes [?].

En supposant l'amplitude de la pression, introduite à travers le terme non-linéaire de σ_n^{nl} , constante le long du tube, l'équation ?? est résolue avec un terme de source dépendant de l'amplitude de la pression¹⁰. Ainsi, la relation de dispersion (équation ??) peut être calculée pour chaque valeur de la pression.

La figure ?? montre un zoom de la relation de dispersion autour du bord inférieur de la première bande interdite du réseau. L'influence de l'amplitude sur la fréquence caractéristique définissant la limite de la bande interdite et correspondant à |cos(qd)| = 1 est clairement visible. L'augmentation de l'amplitude de l'onde entraîne donc la transformation d'une onde propagative dans le cas linéaire en une onde évanescente dans le cas non-linéaire¹¹. Ainsi, l'opacité du milieu est renforcée par l'augmentation de l'amplitude de l'onde.

Ce résultat est confirmé par l'étude expérimentale de la propagation d'une onde acoustique dans un milieu périodique à non-linéarités localisées. La figure ?? montre l'influence de l'amplitude de l'onde sur la transmission à travers un réseau de 60 résonateurs de Helmholtz. Le décalage de la fréquence caractéristique du bord inférieur de la première bande interdite est du même ordre de grandeur que pour l'étude théorique (de l'ordre de 10 Hz). Ce phénomène peut être interprété comme une conversion non-linéaire d'une onde propagative en une onde évanescente. Néanmoins, cette observation diffère suivant le type de non-linéarités introduites dans le milieu ¹².

^{10.} L'hypothèse de l'amplitude de l'onde constante pour la partie non-linéaire de σ_n^{nl} semble raisonnable lorsque les harmoniques supérieurs sont négligés. Ceci n'est plus le cas lorsque l'on veut étudier le processus de mélange des fréquences du aux non-linéarités ce qui entraîne que le terme source de l'équation ?? contienne des harmoniques de la fréquence de la source.

^{11.} Dans le même temps, le bord supérieur de la bande interdite ne subit aucune influence.

^{12.} En effet, d'autres travaux (voir section ??) montrent que pour des non-linéarités de type cubique, c'est la transparence du milieu qui est, cette fois, renforcée avec l'augmentation de l'amplitude.



FIGURE 4.10 – Dépendance à l'intensité acoustique de la relation de dispersion autour du bord inférieur de la première bande interdite d'un réseau ordonné de résonateurs de Helmholtz. La direction de la flèche indique une augmentation de l'amplitude de l'onde.

Pour étudier plus en détail les effets des non-linéarités sur la largeur de la première bande interdite, la longueur d'atténuation en fonction de l'amplitude d'excitation est mesurée. Cette longueur est définie comme la distance à partir de la source pour laquelle l'onde acoustique perd 10 dB. Ainsi, lorsque la longueur d'atténuation est de l'ordre de la taille du réseau (600 cm), le milieu est considéré comme transparent. Au contraire lorsque cette longueur est de quelques centimètres, les ondes sont fortement atténuées pour une distance plus petite que la longueur d'onde et sont donc considérées comme évanescentes. La figure **??** illustre la dépendance de cette longueur d'atténuation à la fréquence mais aussi à l'amplitude d'excitation. Le fait que l'augmentation de l'amplitude d'excitation influence de façon prépondérante le bord inférieur de la première bande interdite est encore une fois démontré (entre 235 Hz et 295 HZ environ).

Référence : tiré à part [A6]

4.5.2 Analyse des effets non-linéaires par Transformée de Fourier Fractionnaire

Un autre moyen d'analyse des effets des non-linéarités localisées sur la propagation acoustique dans un guide d'onde périodique est l'utilisation



FIGURE 4.11 – Dépendance à l'amplitude de la largeur de la première bande interdite. (a) Fonction de transfert mesurée pour deux niveaux d'excitation acoustique (132 dB (noir) et 147 dB (gris)). (b) Détail autour du bord inférieur de la bande interdite de la fonction de transfert pour 9 niveaux d'intensité acoustique différents (de 132 dB à 147 dB).

d'outils spécifiques de traitement du signal. Dans le cas linéaire, la Dis-



FIGURE 4.12 – Longueur d'atténuation dans le réseau pour différentes fréquences en fonction de l'amplitude de l'excitation. Les amplitudes d'excitation correspondent à des niveaux acoustiques de 130 dB à 147 dB.

tribution de Wigner Ville [?], qui permet d'illustrer dans le plan Temps-Fréquence l'énergie d'un signal, semble fournir de bonnes garanties : la figure ?? montre la représentation de Wigner Ville d'un signal impulsionnel à travers le réseau de résonateurs de Helmholtz où les propriétés de filtrage du milieu sont aisément observables ("trou" dans le signal transmis). Dans le cas non-linéaire, pour pouvoir séparer les effets des non-linéarités de ceux produits par la dispersion, on utilise généralement un sinus glissant comme signal d'excitation. Dans ce cas là, la présence de non-linéarités (de type quadratique dans notre cas) dans le milieu entraîne l'apparition d'harmoniques supérieurs ce qui ajoute des composantes fréquentielles au signal transmis. La représentation de Wigner Ville dans le cas de signaux multicomposantes produit des termes d'interférences qui empêchent une analyse fine des phénomènes.

Pour palier à ce problème, la Transformée de Fourier Fractionnaire (TFFr) [?] est utilisée car elle permet d'extraire des composantes linéaires d'un signal multi-composantes bruité et de proposer une reconstruction parfaite du signal. La Transformée de Fourier Fractionnaire d'ordre $\alpha \{F^{\alpha}x\}(t_{\alpha})$ d'une fonction x(t) est définie pour $\alpha \in [0, 4]$ par

$$\{F^{\alpha}x\}(t_{\alpha}) = \int_{-\infty}^{\infty} H_{\alpha}(t_{\alpha}, t)x(t)dt$$

où les fonctions $H_{\alpha}(t_{\alpha}, t)$ sont définies par

$$H_{\alpha}(t_{\alpha},t) = \begin{cases} A_{\phi}e^{j\pi((t_{\alpha}^{2}+t^{2})\cos\phi-(2t_{\alpha}tcsc\phi))} & \text{si } \phi \neq n\pi \\ \delta(t-t_{\alpha}) & \text{si } \phi = 2\pi n \\ \delta(t+t_{\alpha}) & \text{si } \phi + \pi = 2\pi n \end{cases}$$

avec $\phi = \alpha(\pi/2)$ et

$$A_{\phi} = \frac{exp[-j\pi sgn(\sin(\phi/4) + j\phi/2)]}{\sqrt{|\sin\phi|}}$$

De la même façon que la Transformée de Fourier permet une analyse sur des exponentielles complexes d'un signal, la TFFr propose une analyse sur des chirps linéaires et permet donc l'extraction des composantes linéaires du signal ¹³.

Ainsi, pour étudier comment l'énergie est transférée d'une composante monochromatique vers des harmoniques supérieurs, le comportement d'un sinus glissant dans le milieu est analysé. La réponse du réseau à ce type de signal est composée de plusieurs composantes dont les amplitudes sont dépendantes du temps. Le comportement de chacune d'elles (amplitude et dépendance temporelle notamment) nous renseigne sur le type de processus non-linéaires mis en jeu.

Ce traitement a été appliqué à un signal acoustique expérimental issu de la propagation d'un signal d'excitation de type sinus glissant (chirp) de forte amplitude (120 dB) à travers le réseau ordonné de résonateurs de Helmholtz. Le spectrogramme d'un signal de type sinus glissant incluant la première bande interdite (0 - 600 Hz) transmis à travers le réseau (figure ??a) montre la présence d'harmoniques supérieurs lorsque la fréquence du signal d'entrée appartient à la première bande interdite (présence de droites avec un coefficient directeur multiplié par 2 ou 3). La méthode d'extraction est utilisée pour séparer les composantes du signal et les résultats sont présentés dans les figures ?? et ??.

Les signaux temporels (figure ??) de chaque composante du signal transmis montrent que la contribution des harmoniques supérieurs est petite par rapport à l'amplitude du signal d'entrée excepté pour les fréquences appartenant à la bande interdite où elle ne peut plus être négligée. Cette décomposition permet aussi de souligner les différents processus non-linéaires existant dans une bande interdite : pour le bord inférieur de la bande, seul le second harmonique est excité alors que la composante fondamentale diminue. En revanche, les premier et second harmoniques sont tout deux excités

^{13.} Les chirps sont les modes propres du noyau de la transformée défini par H_{α} .



FIGURE 4.13 – Spectrogramme du signal transmis par le réseau (a), de la composante fondamentale (b), du premier harmonique (c) et du second harmonique (d).

de façon pour le reste de la bande interdite. Ces différences montrent la complexité des phénomènes physiques mis en jeu.

Les spectrogrammes de chaque composante du signal transmis montrent la localisation fréquentielle de l'énergie transmise. L'étude de ces images permet de confirmer notre choix de modéliser le comportement non-linéaire à travers la réponse des résonateurs puisque l'amplitude des harmoniques supérieurs est la plus grande pour des fréquences proches de la fréquence de résonance des résonateurs. Le modèle pourra être ainsi amélioré en y incluant des termes d'ordre plus élevé.

Référence : tiré à part [A3]

4.6 Réseau aléatoire à non-linéarités localisées

Pour aborder le problème de la propagation d'onde dans les réseaux aléatoires comportant des non-linéarités localisées, nous avons choisi de nous intéresser à la propagation d'onde de vibrations transversales le long d'une corde tendue chargée par des systèmes masse-ressort. Les systèmes masseressort sont considérés comme non-linéaires par l'intermédiaire de la réponse du ressort qui comprend un terme non-linéaire de type cubique. Une étude



FIGURE 4.14 – Forme d'onde temporelle du signal transmis par le réseau (a), de la composante fondamentale (b), du premier harmonique (c) et du second harmonique (d).

numérique est menée pour étudier l'influence de différents types de désordres (distribution aléatoire sur les masses ou sur les distances entre elles) et du signe des non-linéarités.

Le milieu est constitué d'une corde chargée de N systèmes masse-ressort se comportant comme des résonateurs. La n^{ieme} cellule caractérisée par la masse M_n et la raideur k_n est située en x_n et la distance entre chaque noeud est définie par $d_n = x_{n+1} - x_n$ (voir la figure ??). Les caractéristiques des résonateurs (masse et raideur) ainsi que leurs emplacements x_n peuvent être choisis aléatoirement. Lorsque la masse et/ou la raideur constitue une variable aléatoire, nous parlerons de désordre cellulaire alors que le désordre sera nommé géométrique lorsque la périodicité du réseau ne sera pas conservée (ou topologique).

Nous considérons que les non-linéarités dans le réseau sont introduites par l'intermédiaire d'un terme non-linéaire cubique dans la raideur des ressorts qui se traduit par une force de chargement $F(x_n, t)$ dérivant d'un potentiel $U(x_n, t)$ de la forme

$$U(x_n, t) = \frac{1}{2}k_n y^2(x_n, t) + \alpha_n k_n y^4(x_n, t) + O(y^5(x, t))$$
(4.9)

où y(x,t) représente le déplacement transversal de la corde et α_n le coefficient de la non-linéarité du ressort en x_n . La propagation d'une onde monochromatique est étudiée et l'utilisation de l'approximation "describing



FIGURE 4.15 – Schéma de la corde vibrante chargée par des résonateurs masse-ressort.

function method" permet de simplifier le problème en négligeant l'influence des harmoniques supérieurs.

Le problème de la transmission à travers le réseau de N résonateurs peut être écrit en utilisant une équation non-linéaire itérative pour le déplacement de chaque masse $n, Y_n = y(x_n)$:

$$Y_{n+1} + Y_{n-1} - 2a_n Y_n + \Lambda_n |Y_n|^2 Y_n = 0 \text{ pour } 0 \le n \le N,$$
(4.10)

avec

$$a_n = \cos(Kd_n) + \frac{1}{2K\lambda_n} (1 - \frac{\omega^2}{\Omega_n^2}) \sin(Kd_n)$$
(4.11)

 \mathbf{et}

$$\Lambda_n = \frac{-3\alpha}{4K\lambda_n}\sin(Kd_n) \tag{4.12}$$

où $K = \omega/c$ représente le nombre d'onde, λ_n et Ω_n les caractéristiques du n^{ieme} système masse-ressort.

Dans un premier temps, le cas d'un réseau périodique est considéré. Les figures ??(a) et ??(b) montrent les diagrammes de phase d'un réseau périodique en fonction de l'amplitude de l'onde pour un coefficient nonlinéaire positif (figure ??(a)) ou négatif (figure ??(b)). Chaque point noir du diagramme correspond à une bande passante pour une valeur de la fréquence adimensionnée Kd et de l'amplitude de l'onde. La structure de bande du cas linéaire (pour $|\Lambda|T_r^2$ tend vers 0) est fortement perturbée par la présence des non-linéarités. La présence de non-linéarités peut changer le régime de la propagation suivant le signe de celles-ci. Les bandes passantes peuvent devenir interdites et vice et versa. Pour des non-linéarités positives, la transparence du milieu est améliorée excepté pour les basses fréquences ¹⁴. En revanche pour des non-linéarités négatives, l'opacité du milieu est renforcée.

^{14.} Une étude analytique pour les basses fréquences a été menée et son résultat est montré en insert dans la figure ??a. Elle corrobore les résultats de l'étude numérique et montre que, pour des non-linéarités positives, la largeur de la première bande passante diminue quelle que soit la valeur des non-linéarités [?].



FIGURE 4.16 – Diagramme de phase pour des non-linéarités positives (a) et négatives (b) dans le cas ordonné. $|\Lambda|T_r^2$ représente l'intensité transmise à travers le réseau. (c) Relation de dispersion pour le cas linéaire (ligne pleine), non-linéaire positif (ligne pointillée), non-linéaire négatif (ligne hachurée). Les bandes interdites des différents cas sont illustrées par les parties grisées en dessous du graphe.

Ces résultats sont retrouvés en analysant qualitativement l'effet des nonlinéarités sur la relation de dispersion du réseau. Pour le cas linéaire ($\alpha = 0$), les bandes passantes sont données par la relation $-1 \leq a \leq 1$. Par analogie, pour des faibles amplitudes Y_n , la valeur de $-2a + \Lambda |Y_n|$ donne le comportement du régime propagatif. La figure **??**(c) montre l'évolution de la fréquence de coupure entre un régime propagatif et évanescent quand $-2a \rightarrow -2a + \Lambda |Y_n|$ pour $Y_n = 1$. Ainsi l'influence des non-linéarités sur le diagramme de bande du milieu est illustrée : pour $\alpha > 0$, les largeurs des 2^{ieme} et 3^{ieme} bandes augmentent alors que pour $\alpha < 0$, elles diminuent. Enfin, il apparaît que les fortes amplitudes empêchent toute transmission à travers le réseau (au delà $|\Lambda|T_r^2 > 3$ pour des non-linéarités positives par exemple).

La présence de désordre dans le milieu est synonyme de renforcement de

l'opacité du milieu. En effet, les figures ??, qui présentent les diagrammes de phase pour un désordre cellulaire (figure ??(a)) et topologique (figure ??(b)) montrent un accroissement des largeurs des bandes interdites avec l'amplitude des ondes. Toutefois, le désordre topologique semble beaucoup plus efficace pour limiter la transmission. Malgré cela, les non-linéarités peuvent contrer l'effet du désordre pour de fortes amplitudes dans les basse fréquences : la deuxième bande interdite du cas linéaire comprise entre Kd = 2 et Kd = 2.2 disparaît quelque soit le type de désordre. En résumé, la présence de non-linéarités augmente légèrement la transparence du milieu pour des faibles forces de désordre mais le comportement non-linéaire ne peut empêcher la décroissance générale de la transmission et la localisation de Anderson pour des désordres forts.



FIGURE 4.17 – Diagramme de phase pour un désordre cellulaire (a) et topologique (b).

Le deuxième effet important du à la présence de non-linéarités est la multistabilité. Pour certaines fréquences, un "trou" dans un régime propagatif peut apparaître en fonction de l'amplitude de l'onde. Par exemple, en se référant à la figure ??(a), deux exemples peuvent être considérés : pour Kd = 4.21, le cas linéaire correspond à une bande passante qui se transforme en régime opaque lorsque l'amplitude augmente pour finalement redevenir un régime de transmission pour des intensités élevées. De
même, pour Kd = 5, le régime de transmission change plusieurs fois de caractéristique avec l'augmentation de l'amplitude. Ces manifestations de multistabilité sont généralement liées à une nature chaotique de la propagation des ondes dans le milieu. Nous avons vérifié cette hypothèse en transformant l'équation non-linéaire itérative (équation ??) en un système dynamique. L'état du système est illustré par un point dans un espace des phases à plusieurs dimensions dans lequel la quantité observée (par exemple l'énergie de l'onde) est une fonction continue. Quand le système dynamique évolue, ces points représentatifs appartiennent à un sous-espace de l'espace des phases et en fonction du comportement du système, la trajectoire définie peut être soit fermée (cycle limite), soit enroulée autour d'un tore soit proposer une répartition aléatoire (apériodique). Pour rendre plus facile leurs interprétations, nous utilisons les sections de Poincaré, qui sont illustrées par l'intersection des trajectoires dans l'espace des phases avec un plan. Ces figures sont caractérisées par deux paramètres de contrôle, K la fréquence et $|\Lambda|T_r^2$ l'intensité de l'onde incidente et sont représentées par des orbites qui nous renseignent sur le régime de la propagation. Les courbes fermées organisées en orbites quasi-périodiques sont synonymes de propagation (bande passante) contrairement aux orbites divergentes qui correspondent aux trajectoires apériodiques et décrivent une onde qui ne peut pas se propager dans le milieu.



FIGURE 4.18 – Sections de Poincaré pour Kd = 4.21 (a) et Kd = 2.5 (b) dans un cas ordonné et Kd = 2.5 (c) pour un cas faiblement désordonné.

La figure ??(a) présente les sections de Poincaré pour Kd = 4.21 dans le cas ordonné correspondant à une bande passante linéaire. L'intensité de l'onde $(|\Lambda|T_r^2)$ est le paramètre de contrôle et pour de faibles valeurs de celui-ci les orbites apparaissent fermées de période 1 (courbe unique). Lorsque le paramètre de contrôle augmente, les points se répartissent de manière aléatoire illustrant l'existence d'un régime non-propagatif. Finalement les orbites retournent à un comportement périodique avec une période double : deux bassins d'attraction sont présents (indiqués par les flèches). Ce phénomène illustre l'existence d'une bifurcation pendant le régime nonpropagatif instable. Enfin, pour de fortes amplitudes, les orbites de période 2 deviennent instables entrainant un comportement stochastique associé à une opacité du milieu.

Des commentaires équivalents peuvent être avancés pour le cas d'une fréquence appartenant à une bande interdite dans le cas linéaire (figure ??(b)) à la différence qu'une zone instable évolue en une orbite de période 1 lorsque l'amplitude augmente. Ce régime stable est entouré d'orbites de période 4 qui deviennent chaotiques et perdent leur stabilité. Dans ce cas, aucun "trou" dans la transmission n'apparaît entre les deux régimes stables mais l'évolution des sections de Poincaré montre l'existence de nombreux phénomènes distincts dans la propagation à travers le milieu.

Les effets d'un faible désordre peuvent aussi être observés à travers les sections de Poincaré (figure **??**(c)). Elles gardent la même structure globale que dans le cas ordonné mais sont rendues floues par la présence du désordre. Ceci montre que la transmission est perturbée mais n'est pas complètement bloquée par le désordre.

Ces résultats sont en bon accord avec ceux issus des diagrammes de phases : l'effet du désordre est atténué par les non-linéarités aussi longtemps que sa force n'est pas trop grande, sinon pour de fort désordre la localisation de Anderson outrepasse les effets non-linéaires.

Référence : tiré à part [A4]

4.7 Soliton acoustique

Un soliton est une onde solitaire qui se propage sans se déformer dans un milieu non-linéaire et dispersif. Il possède une énergie localisée dans l'espace et se révèle extrêmement stable en présence de perturbations. De nombreuses manifestations de solitons existent en milieu naturel, notamment dans le domaine hydrodynamique, comme les tsunamis, les mascarets ou les vagues scélérates. Ce phénomène est issu de la co-existence d'un comportement nonlinéaire de l'onde (du à une forte amplitude) et d'une forte dispersion du milieu : lorsqu'ils s'équilibrent, le profil de l'onde tend à rester constant et un soliton est créé. Ils sont généralement décrits par l'équation Korteweg de Vries (KdV) qui combine un terme non-linéaire favorisant la formation de front d'onde, ou onde de choc, et un terme qui rend compte de la dispersion du milieu, c'est à dire de l'étalement de l'onde dans l'espace. Au delà des applications hydrodynamiques, des solitons existent également en optique et sont utilisés pour le transport d'information digitale au travers de fibres optiques. Ces solitons optiques sont décrits par une équation de Schrödinger non-linéaire (NLSE).

Dans le cadre de l'acoustique, il faut introduire de la dispersion dans le milieu¹⁵ pour pouvoir créer des solitons. Pour cela, un réseau unidimensionnel de résonateurs de Helmholtz est utilisé [?]. Ainsi, la propagation d'une onde de forte amplitude à travers un réseau peut engendrer la naissance d'un soliton acoustique.

Dans ce travail, une étude expérimentale et théorique de la propagation d'un soliton acoustique est proposée. Il s'agit de développer un modèle théorique sur le même principe que les travaux de Sugimoto [?] et de générer un soliton acoustique pour observer sa propagation. Pour cette étude, nous disposons d'un réseau ordonné de 60 résonateurs de Helmholtz identiques connectés à un guide d'onde cylindrique. La source acoustique utilisée pour la création de l'impulsion initiale est l'explosion d'un ballon de baudruche situé à l'une des extrémités du guide d'onde. Les ondes de pression obtenues avec cette source peuvent atteindre 3. 10^4 Pa suivant le type de ballon utilisé. L'extrémité opposée est fermée, ce qui permet de constituer un réseau deux fois plus grand ¹⁶ (120 résonateurs de Helmholtz sur une distance de 11.9 m).

La comparaison entre la propagation d'une impulsion de forte amplitude (comprise entre 2.10^4 et 3.10^4 Pa) dans un tube cylindrique et dans un guide d'onde identique mais chargé régulièrement par des résonateurs de Helmholtz montre l'effet de ces résonateurs sur l'onde acoustique (voir les figures ??(a) et ??(b)). Dans le cas d'un guide d'onde lisse, l'impulsion ini-

^{15.} L'air est très peu dispersif.

^{16.} La distance entre le dernier résonateur et l'extrémité fermée est calculée de telle sorte à ce que l'onde réfléchie parcourt exactement la distance entre deux résonateurs.



FIGURE 4.19 – (a) Evolution temporelle d'un signal impulsionnel de forte amplitude dans un guide cylindrique, à l'entrée du guide (courbe noire) et au bout de 5.95 m (courbe verte). (b) Evolution temporelle d'un signal impulsionnel de forte amplitude dans un guide d'onde cylindrique chargé par des résonateurs de Helmholtz régulièrement espacés, à l'entrée du réseau (courbe noire) et au bout de 5.95 m (courbe verte).

tiale se déforme en une onde de choc (figure **??**(a)) causée par la dépendance de la vitesse de propagation à l'amplitude de l'onde (effet non-linéaire bien connu). Lorsque le même type d'onde de forte amplitude se propage dans un réseau ordonné (figure **??**(b)), l'onde de choc n'apparaît plus et le signal de pression forme une onde solitaire acoustique. C'est le résultat de la compensation des effets non-linéaires (visibles dans le cas d'un guide d'onde lisse) et de la dispersion des ondes introduite par l'intermédiaire du réseau ordonné. Il est à noter que la vitesse de l'onde dépend aussi fortement du milieu considéré puisque que le soliton acoustique se déplace moins vite que l'onde de choc mais qu'à la différence d'un soliton hydrodynamique dont l'amplitude reste constante, celui-ci subit une atténuation importante.

Lorsque les pertes dans le fluide sont négligées, le modèle théorique établi par Sugimoto dans ces différents travaux sur les solitons acoustiques se met sous la forme

$$\begin{cases}
\frac{\partial f}{\partial X} - f \frac{\partial f}{\partial \theta} = -K \frac{\partial g}{\partial \theta}, \\
\frac{\partial^2 g}{\partial \theta^2} + \Omega g = \Omega f.
\end{cases}$$
(4.13)

où f est une fonction dépendante de la vitesse acoustique dans le guide d'onde, g représente la pression dans les résonateurs, Ω et K rendent compte de l'influence des résonateurs de Helmholtz et θ et X sont respectivement le temps retardé et la variable spatiale.

Il est possible de trouver une solution analytique à ce système et ainsi pouvoir prédire l'amplitude de l'onde de pression dans le guide d'onde. Les figures ?? proposent une comparaison entre l'évolution temporelle de solitons acoustiques expérimentaux et théoriques où la distance propagée entre les deux solitons correspond à 7m. Le dispositif expérimental utilisée, bien que rudimentaire, permet de générer des solitons de forme spatiale et d'amplitude différentes suivant le type et la taille du ballon et la fréquence de résonance des résonateurs de Helmholtz (comme le montre les figures ?? où six solitons différents sont exposés). Lorsque le soliton est d'amplitude élevée et d'étalement faible (voir les figures ??(a), (b) et (c)), les résultats théoriques et expérimentaux sont en bon accord en ce qui concerne la vitesse de propagation. Néanmoins, les hypothèses utilisées pour le modèle ne permettent pas de retrouver leur amplitude. Pour des étalements temporels plus grands et des amplitudes plus faibles (voir les figures ??(d), (e) et (f)), la comparaison entre la théorie et l'expérience montre l'importance des pertes (négligées dans le modèle) qui influent aussi sur la vitesse des ondes 17.

^{17.} Les différences viennent aussi de l'impossibilité, avec la source à notre disposition, de générer le soliton correspondant aux réglages des résonateurs.



FIGURE 4.20 – Comparaison de l'évolution temporelle d'un soliton acoustique expérimental (courbe noire) et théorique (courbe verte) pour différentes valeur du volume V des résonateurs de Helmholtz : (a) $V = 2.9 \, 10^{-5} \, \text{m}^3$, (b) $V = 4.4 \, 10^{-5} \, \text{m}^3$, (c) $V = 1.0 \, 10^{-4} \, \text{m}^3$, (d) $V = 1.5 \, 10^{-4} \, \text{m}^3$, (e) $V = 1.9 \, 10^{-4} \, \text{m}^3$, (f) $V = 2.4 \, 10^{-4} \, \text{m}^3$.

4.8 Articles relatifs à ce chapitre

- A1 O. Richoux & C. Depollier & J. Hardy, Characterization by a time-frequency method of classical waves propagation in one-dimensional lattice : effects of the dispersion and localized nonlinearities Acta Acustica 88(6), pp. 934-941, 2002.
- A2 O. Richoux & V. Pagneux, Acoustic characterization of the Hofstadter butterfly with resonant scatterers, Europhysics letters, 59(1), pp. 34, 2002.
- A3 G. Gonon & O. Richoux & C. Depollier, Acoustic wave propagation in a 1-D lattice : analysis of nonlinear effects by a fractional Fourier transform method, Signal Processing 83, pp. 2469-2480, 2003.
- A4 O. Richoux & C. Depollier & J. Hardy, Propagation of mechanical waves in a one-dimensional nonlinear disordered lattice, Phys. Rev. E 73(2), pp. 026611, 2006.
- A6 O. Richoux & V. Tournat & T. Le Van Suu, Acoustic wave dispersion in a one-dimensional lattice of nonlinear resonant scatterers, Phys. Rev. E 75(2), pp. 026615, 2007.
- A9 O. Richoux & E. Morand & L. Simon, Analytical study of the propagation of acoustic waves in a 1D weakly disordered lattice, Annals of Physics, 324(9), pp. 1983-1995, 2009.

Chapitre 5

Guides d'ondes et réseaux de guides d'ondes acoustiques : Applications à l'acoustique urbaine.

5.1 Introduction

Ce chapitre regroupe les travaux que j'ai réalisés dans le cadre du groupe Acoustique Urbaine du LAUM. En 2006, en raison d'enjeux scientifiques et sociétaux forts, cette thématique de recherche, présente au Laboratoire de l'Université du Maine depuis 1994, bénéficie d'un soutien conséquent du Laboratoire d'Acoustique de l'Université. C'est en Janvier 2008, lors de ma délégation au CNRS, que je rejoins cette jeune Opération de Recherche du LAUM. L'année suivante nous obtenons un contrat ANR "jeunes chercheurs" autour de cette thématique. Les travaux regroupés dans ce chapitre prennent tous naissance dans des problématiques rencontrées en Acoustique Urbaine.

5.2 Propagation acoustique basses fréquences dans un canyon

Dans le but d'étudier la propagation acoustique en milieu urbain, le cas d'un canyon (guide d'onde ouvert sur le dessus) modélisant une rue lisse (sans décrochement de façade) est abordé. De nombreux travaux ont déjà été menés pour modéliser la propagation acoustique en milieu urbain et plusieurs approches sont possibles : les méthodes énergétiques [?, ?, ?] sont efficaces pour les moyennes et hautes fréquences ; les méthodes numériques [?] peuvent être utilisées pour toutes les gammes de fréquence mais sont vite inexploitables pour les basses fréquences à cause du temps de calcul prohibitif qu'elles nécessitent ; et les méthodes modales [?, ?] requièrent, elles aussi, des temps de calculs conséquents. Généralement, l'ouverture vers le haut du canyon, caractéristique essentielle de l'environnement urbain, est modélisé par une complète absorption de l'énergie sonore (dans les approches moyennes et hautes fréquences). Pour les basses fréquences, cette hypothèse n'est plus justifiée et les méthodes proposant la prise en compte réelle de cette caractéristique sont généralement très couteuse en temps de calcul.

Le but de cette étude est d'étudier l'effet de l'ouverture du toit sur la propagation acoustique le long d'un canyon pour les basses fréquences. Pour cela, un modèle analytique simple basé sur une approche modale alliée à une méthode de sources images est développé. Un coefficient de réflexion décrivant les effets de l'ouverture du toit est incorporé dans le modèle. Ce coefficient est déterminé en fonction de la fréquence en ajustant le champ de pression modélisé dans un rue avec les résultats expérimentaux. Pour étudier l'effet de l'ouverture, le canyon est choisi lisse et ses parois sont considérées comme parfaitement réfléchissantes.

5.2.1 Modélisation

Pour la modélisation, le champ de pression acoustique dans le canyon est décomposé suivant ses modes propres dans la direction transverse (axe y) et l'atténuation le long du guide d'onde, due aux pertes par rayonnement à travers le toit ouvert, est décrit au moyen d'un modèle de sources images dans le plan (x, z) (voir le schéma de la figure ??) faisant intervenir un coefficient de réflexion modélisant la rupture d'impédance du haut du guide.

En faisant l'hypothèse que le guide d'onde est semi-infini suivant l'axe x et que la réflexion sur le sol est totale ($R_g = 1$), le champ de pression dans le canyon peut ainsi se mettre sous la forme

$$p(r,\theta,y) = -\frac{j}{4} \sum_{n} \left\{ A_n \sqrt{2 - \delta_{n0}} \cos(\frac{n\pi}{d}y) \right\}$$
$$\sum_{m} (R_r)^m (H_0^1(k_{nr}|\vec{r} - \vec{r}_{0m}^+|) + H_0^1(k_{nr}|\vec{r} - \vec{r}_{0m}^-|)) \right\}, (5.1)$$



FIGURE 5.1 - .

où R_r est le coefficient de réflexion de l'ouverture du canyon, H_0^1 la fonction de Hankel du premier type d'ordre 0, n représente le nombre de modes pris en compte, m le nombre de sources images (réflexions sur le sol et sur l'ouverture) et $k_{nr} = \sqrt{k^2 - (n\pi/d)^2}$. A_n représente l'amplitude de chaque mode transverse et est donnée par les conditions de source dans le guide d'onde.

5.2.2 Résultats

Les résultats expérimentaux sont obtenus à partir d'une maquette de canyon dans lequel la pression est relevée au moyen d'un microphone fixé sur un système 3D robotisé. Les figures ?? montrent les champs de pression dans le canyon pour plusieurs fréquences. La forme de ces champs acoustiques est caractéristique de l'existence de modes acoustiques suivant la direction transversale du guide. En outre, la décroissance de la pression le long de la rue indique la présence de pertes acoustiques importantes dues, en grande partie, à l'ouverture du canyon sur le haut. Elle est d'ailleurs dépendante de la fréquence puisqu'elle augmente avec celle-ci. Les résultats simulés (par FDTD modifiée), analytiques (où le coefficient de réflexion est ajusté à l'aide des expériences) et expérimentaux montrent un bon accord. La forme des champ est retrouvée et l'atténuation le long du guide est du même ordre de grandeur (autour de 20 dB pour 2.8 m) quelque soit la méthode utilisée. Comme le sol et les façades ont un très faible coefficient d'absorption, cette forte atténuation est essentiellement due au rayonnement par le toit. Le coefficient de réflexion (inclus dans le modèle théorique) illustre le rôle du rayonnement qui constitue une rupture d'impédance entrainant une onde réfléchie.



FIGURE 5.2 – Pression acoustique à la hauteur z = 0.07 m dans un canyon de 0.27 m de haut, 0.2 m de large et 3 m de long (sortie anéchoïque) pour (a) f = 1000 Hz, (b) f = 1500 Hz, (c) f = 2000 Hz et (d) f = 2500 Hz.

Pour étudier de façon plus précise l'effet de l'ouverture du toit (notamment sa dépendance fréquentielle), la pression acoustique suivant la direction longitudinale du guide est tracée. L'accord entre les différents résultats est très bon jusqu'à une fréquence f = 2500 Hz (un exemple est montré sur la figure ?? pour f = 1000 Hz) qui constitue la limite fréquentielle du modèle théorique développé.

En effet, pour les fréquences supérieures, le champ de pression le long du guide est caractérisé par des comportements modaux différents le long de l'axe x comme le montre la figure ?? pour f = 3400 Hz : en début de guide (entre 0 et 1 m), le mode transversal prédominant est donné par $2\lambda = d$ avec une certaine décroissance alors qu'un deuxième mode défini par $\lambda/2 = d$ apparaît ensuite avec une décroissance plus faible. A cause de cette différence d'atténuation, ce second mode devient prépondérant pour cette



FIGURE 5.3 – Comparaison des résultats expérimentaux (courbes bleues), analytiques (courbes noires) et numériques (courbes grises) des profils de pression le long du canyon pour f = 1000 Hz à y = 0.09 m (a) et y = 0.15 m (b).

partie du guide. Le phénomène de fuite ("leakage") est ainsi mis en évidence expérimentalement : les modes présents dans le guide sont des modes fuyants, perdant de l'énergie le long du guide, indépendamment les uns des autres. Le modèle proposé ne peut pas décrire ce phénomène puisqu'un coefficient de réflexion est défini pour tous les modes.



FIGURE 5.4 – Pression acoustique expérimentale dans le canyon à z = 0.07 m et pour f = 3400 Hz.

Ce modèle, simple et rapide, permet, pour l'instant d'obtenir de bons résultats dans le domaine des basses fréquences, tant que le comportement fuyant ne doit pas être discrétisé suivant les modes présents. Pour pouvoir accroître le domaine fréquentiel, un coefficient de réflexion doit être défini pour chaque mode. Ce coefficient dépend des grandeurs transversales du guide. Une méthode numérique peut être utilisée pour déterminer les caractéristiques de chaque mode transversal pour les incorporer dans le modèle analytique¹.

^{1.} A. Pelat utilise une méthode d'éléments finis pour déterminer les modes propres transversaux d'un guide d'onde ouvert [?]

5.3 Propagation acoustique dans les réseaux périodiques à 2 dimensions

5.3.1 Avant propos

Initiée dans le cadre de l'Opération de Recherche Acoustique Urbaine, l'étude de la propagation acoustique dans un réseau ordonné à 2 dimensions constitue la première étape d'un projet de modélisation du champ acoustique en zone urbaine. Pour cela, le quartier urbain est considéré comme un ensemble de bâtiments carrés constituant un réseau ordonné restreint, par soucis de simplicité, à 2 dimensions. Les résultats de ce travail, accompli dans le cadre d'un stage de Master 2 Acoustique de l'Université de Maine par H. Pichard, peuvent sembler éloignés de l'acoustique urbaine (souhaitée au départ) mais, comme le montre la section suivante, ils ne sont pas dénués d'intérêt pour la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu lors de la propagation acoustique dans un environnement urbain.

5.3.2 Introduction

Les réseaux ordonnés, appelés plus généralement cristaux phononiques, possèdent des caractéristiques particulières suivant la fréquence de l'onde acoustique qui s'y propage. Ils jouent le rôle de filtres acoustiques dont le spectre de transmission se décompose en bandes passantes pour lesquelles les ondes se propagent et bandes interdites qui, au contraire, sont synonymes de forte atténuation dans le milieu. De même, de tels dispositifs peuvent donner lieu au phénomène de réfraction négative, qui se manifeste par une réfraction anormale pour lequel l'onde réfractée par le milieu se propage du même coté de la normale que l'onde incidente. Ce sont ces deux aspects des milieux phononiques que nous proposons d'étudier.

Pour cela, un réseau de tiges à section carrée, dont la rotation est contrôlée, est utilisé (voir la figure ??). En tournant les diffuseurs, leur section de diffraction est changée ce qui influe sur les propriétés d'atténuation du milieu et peut produire des bandes interdites complètes dans la transmission (aucune propagation possible quelle que soit la direction des ondes incidentes). Aussi, suivant l'angle d'incidence de l'onde acoustique et la disposition des cellules du réseau, la réfraction négative d'un tel milieu peut être mise en évidence pour des ondes acoustiques dans le domaine des fréquences audibles.

La réfraction négative a été prédite par Veselago en 1968 [?] pour les ondes électromagnétiques et son étude est ensuite devenue un sujet très prisé dans de nombreux domaines de la physique. En électromagnétisme, la réfraction négative a été obtenue avec des métamatériaux [?] et avec des cristaux photoniques [?]. Ce phénomène, observé expérimentalement pour les micro-ondes et les infra-rouges a conduit à la réalisation de super- lentilles planes [?].



FIGURE 5.5 – Photographies du réseau de tiges carrées avec un angle de rotation nul (à gauche) et de 30 degrés (à droite). Le réseau est ensuite recouvert d'une planche.

Pour les ondes classiques, ce phénomène a fait l'objet de nombreux travaux. Des observations expérimentales ont ainsi été conduites pour des ondes à la surface de liquides dans une structure périodique de cylindres [?] et des effets de super-focalisation ont été mis en évidence [?]. De même, en acoustique, les milieux phononiques ont été largement étudiés et la réfraction négative a focalisé l'attention de nombreux chercheurs ces dernières années. Dans le domaine des fréquences ultrasonores, des super-lentilles ont été obtenues en utilisant la réfraction négative [?, ?, ?]. On peut citer les ondes élastiques pour lesquelles ce type de phénomène a aussi été mis en évidence [?, ?].

Comme le met en lumière cette bibliographie, toutes les illustrations de la réfraction négative dans le domaine de l'acoustique l'ont été pour des ondes ultrasoniques. En effet, la possibilité d'obtenir des faisceaux ultradirectifs pour étudier plus facilement des phénomènes de réfraction et les longueurs d'ondes mises en jeu, qui permettent d'élaborer des milieux de grandes tailles (par rapport à la longueur d'onde) constituent des atouts forts pour ce genre d'étude.

Dans ce travail, nous nous proposons d'étudier, pour le domaine des fréquences audibles, la transmission à travers un cristal phononique réglable (en fonction de l'angle de rotation des tiges) ce qui permet d'adapter le milieu aux caractéristiques voulues et d'observer le phénomène de réfraction négative qui n'a jamais été mis en évidence pour ce domaine de longueurs d'ondes.

5.3.3 Caractérisation de la transmission

La méthode d'expansion par les ondes planes (PWE) est utilisée pour déterminer le diagramme de bandes du cristal en définissant une cellule élémentaire du cristal et les directions correspondantes (direction ΓX , XMet $M\Gamma$ dans la zone de Brillouin). La figure ?? présente les résultats de cette méthode pour des angles de rotation $\theta = 0$ deg (courbe noire) et $\theta = 30$ deg (courbe grise). Pour $\theta = 0$ deg, des bandes interdites sont visibles pour les directions ΓX et XM alors que pour $\theta = 30$ deg, une bande interdite complète apparaît.



FIGURE 5.6 – Diagramme de bandes d'un réseau de tiges carrées avec un angle de rotation nul (courbe noire) et de 30 degrés (courbe grise).

Ce résultat est corroboré par l'étude expérimentale du cristal. Le dispositif expérimental est composé d'un réseau de bloc en bois verni de dimensions $\ell \times \ell \times h = 0.05 \times 0.05 \times 0.15 \text{ m}^3$ disposés sur une planche de bois de longueur 2 m et de largeur 1 m (voir la figure ??). Le cristal est formé de cellules élémentaires carrées de 0.075 m de coté (26 × 9 cellules au total). Le tout est recouvert d'une planche de bois pour former un réseau de guides d'ondes. L'utilisation d'une antenne paramétrique permet de disposer d'un faisceau d'onde plane avec un angle d'incidence choisi.

Ainsi, pour $\theta = 30^{\circ}$, des mesures de la fonction de transfert sont comparées au diagramme de bande calculé par PWE. La figure ?? présente les résultats pour une onde suivant la direction ΓX et montre un très bon accord avec la théorie. Ce résultat met en évidence l'effet de l'angle de rotation des inclusions qui permet une augmentation de la largeur de la bande interdite (accroissement de l'opacité du milieu). La figure ?? propose une comparaison des bandes calculées et mesurées pour une direction des ondes suivant $M\Gamma$. Comme prévu par la théorie, une bande interdite complète est mise en évidence par les résultats expérimentaux (propagation interdite suivant toutes les directions).



FIGURE 5.7 – (a) Diagramme de bande selon ΓX d'un réseau de tiges carrées avec un angle de rotation de 30 degrés. (b) Mesure de l'amplitude de l'onde acoustique propagée à travers le réseau correspondant pour une direction selon l'axe ΓX . Dans les deux cas, la partie grisée illustre la bande interdite.

5.3.4 Mise en évidence de la réfraction négative

Pour visualiser et étudier la réfraction des ondes d'un cristal sonique, la surface équifréquence (EFS) de la structure de bande est utilisée. La méthode PWE permet de construire les EFS et de prédire ainsi l'existence d'une réfraction négative. Dans notre cas, pour un cristal construit avec des tiges de section carrée orientée avec un angle $\theta = 0^{\circ}$ et un taux de remplissage de 44 %, la réfraction d'une onde plane d'angle d'incidence 25° et de fréquence 2300 Hz apparaît comme négative puisque l'onde réfractée reste du même coté de la normale que l'onde incidente. Ce phénomène est mis en évidence sur la figure ?? où la propagation acoustique dans un cristal, constitué de 6×20 cellules, est simulée au moyen d'une méthode de différence finie dans le domaine temporelle (FDTD).

Pour un angle $\alpha = 25^{\circ}$ de l'onde incidente, la réfraction négative est mise en évidence expérimentalement. Le faisceau incident éclaire l'interface du cristal en son centre (voir la figure ??a) situé à x = 0, y = 0, z = 0et des plans verticaux de l'amplitude du champ acoustique diffracté par le cristal sont mesurés derrière le réseau (figure ??a). Ces mesures illustrent



FIGURE 5.8 – (a) Diagramme de bande selon $M\Gamma$ d'un réseau de tiges carrées avec un angle de rotation de 30 degrés. (b) Mesure de l'amplitude de l'onde acoustique propagée à travers le réseau correspondant pour une direction selon l'axe $M\Gamma$. Dans les deux cas, la partie grisée illustre la bande interdite.



FIGURE 5.9 – Illustration de la réfraction négative à travers un réseau de tiges carrées pour une fréquence de 2300 Hz et un angle $\alpha = 25$ degrés.

clairement le phénomène de réfraction négative puisque le faisceau sortant se propage vers les y positifs à partir d'un point localisé sur l'axe (Oy) pour y < 0 ce qui démontre la caractéristique main gauche du milieu. En outre l'existence d'un faisceau acoustique en sortie du cristal souligne l'effet de focalisation due à la réfraction négative, empêchant une distribution équirépartie dans l'espace (la direction de la vitesse de groupe dans le réseau est opposée au vecteur d'onde dans l'air).



FIGURE 5.10 – Mise en évidence expérimentale de la réfraction négative à travers un réseau de tiges carrées pour une fréquence de 2300 Hz et un angle d'incidence $\alpha = 25$ degrés. (a) Schéma du dispositif expérimental. (b) Plans verticaux de mesure de l'amplitude de la pression pour des distances d = 0.1 m, 0.2 m, 0.3 m, 0.4 m et 0.5 m.

5.4 Propagation acoustique dans les réseaux périodiques de guides d'ondes ouverts

5.4.1 Avant propos

Dans ce travail, nous nous intéressons à la propagation acoustique dans des réseaux de guides d'ondes ouverts sur leur partie supérieure. Cette étude a été orientée par le soucis de modéliser la propagation acoustique dans les espaces urbains représentés par un réseau de bâtiments carrés disposés régulièrement sur le sol (et dont la partie supérieure est ouverte sur le ciel). Ces travaux ont été réalisés durant la thèse de M. Moléron au Laboratoire de l'Université du Maine (LAUM).

5.4.2 Introduction

Durant les deux dernières décennies, répondant à une demande sociale forte, l'amélioration de l'environnement sonore urbain est devenue une question importante, suscitant de nombreux travaux (voir [?, ?] et leurs références pour une revue).

Si la plupart des recherches ont porté sur la propagation dans une rue (canyon urbain) [?, ?], quelques auteurs ont modélisé la propagation acoustique à une plus grande échelle considérant des rues parallèles ou connectées par une intersection [?, ?, ?, ?, ?] ou une distribution de bâtiments [?, ?, ?]. Pour notre part, afin d'étudier la propagation acoustique dans les espaces urbains, nous avons choisi de considérer sa structure (topologie) comme périodique ce qui décrit assez bien certaines situations réelles². Les milieux périodiques possèdent des propriétés particulières (bandes interdites, forte dispersion, anisotropie, réfraction négative) et l'on peut s'attendre à retrouver ces propriétés spécifiques dans le contexte de l'acoustique urbaine. Néanmoins, du fait qu'une distribution périodique de bâtiments, par son ouverture sur le dessus qui induit des pertes par rayonnement, diffère d'un réseau périodique 2D, nous ne savons pas si les effets de la périodicité perdureront.

En outre, l'étude de la propagation acoustique dans les espaces urbains, de part leurs grandes tailles et leurs complexités, demande de grandes ressources numériques de calcul. En conséquence, les zones urbaines sont le plus souvent limitées à des géométries à 2 dimensions [?, ?, ?, ?, ?] ou 3 dimensions mais comportant très peu de rues interconnectées [?, ?, ?]. Le fait de considérer la structure du quartier comme périodique simplifie considérablement le problème et la possibilité de réduire le domaine d'étude à une cellule unitaire permet d'abaisser sensiblement le coût numérique des calculs. Dans ce travail, ces caractéristiques sont utilisées pour étudier les effets de la périodicité sur la propagation acoustique dans les espaces ur-

^{2.} La répartition des bâtiments dans les villes nord-américaines et dans certaines villes du sud de l'Europe, comme Barcelone par exemple, peut se rapprocher de cette hypothèse.

bains. Particulièrement, l'existence de bandes de fréquences interdites dans lesquelles la propagation est largement atténuée est examinée en vue d'une application pour la réduction du bruit dans les villes.

Pour aborder ce problème, une méthode alliant une approche éléments finis (EF) et une décomposition modale, développée pour la modélisation de la propagation acoustique dans les rues irrégulières [?] est utilisée. L'idée principale est de remplacer le domaine ouvert sur sa partie supérieure par un domaine fermé par une PML (perfectly matched lavers) et de décomposer le champs acoustique sur les modes propres des guides d'ondes ainsi constitués. La méthode EF permet de déterminer les modes transverses du guide puis une description modale est utilisée pour modéliser la propagation dans la direction longitudinale. Cette méthode a fait ses preuves pour les applications en acoustique urbaine et permet de décrire les conditions météorologiques, les façades irrégulières ou les matériaux absorbants présents dans les rues. Enfin, le rayonnement acoustique au dessus des bâtiments, caractéristique essentielle d'un espace urbain - ouverture sur le toit pouvant entrainer un couplage acoustique "par dessus les toits" entre les rues - peut lui aussi être modélisé avec cette méthode. Seuls les effets de la périodicité et de l'ouverture sur le ciel sur la propagation acoustique sont étudiés dans ce travail.

Une étude expérimentale sur un modèle réduit est menée en parallèle. Ce modèle réduit de quartier, construit à l'échelle 1/100 est le dispositif de la précédente étude (cf. section ??) à la différence près que la planche de bois recouvrant le réseau est retirée (voir la figure ??). L'angle de rotation de chaque inclusion carrée est choisi nul (bâtiments parallèles aux rues). La gamme fréquentielle de cette étude expérimentale est comprise entre 1000 -8300 Hz ce qui implique un domaine d'étude pleine échelle de 10 - 83 Hz. Cette gamme contient les infrasons et les bruits basse fréquence émis par les éoliennes ou les usines souvent situées en zone urbaine. De même, le bruit du trafic est principalement situé dans la bande fréquentielle 15 - 33 Hz. Sachant que les ondes basses fréquences sont moins sujettes à l'atténuation atmosphérique, elles se propagent sur de longue distance et constituent ainsi une gêne importante pour les habitants des cités.

5.4.3 Modélisation d'un réseau ordonné ouvert

Le domaine d'étude, décrit sur la figure ??(a), est constitué d'une série de lignes de cubes rectangulaires disposés périodiquement suivant la direction yavec une périodicité spatiale D_y . La taille des obstacles et la distance entre les lignes peuvent être choisies arbitrairement suivant la direction x. Les conditions limites (obstacles et sol) sont considérées parfaitement réfléchissantes et l'ouverture sur le ciel (suivant la direction z) est modélisée par une PML. Pour une excitation en ondes planes harmoniques, le théorème de Floquet-Bloch impose les conditions suivantes pour le champ de pression p(x, y, z)

$$p(x, y + mD_y, z) = exp(jmk\sin\theta D_y)p(x, y, z)$$
(5.2)



15cm 5cm 7,500 7,500

FIGURE 5.11 – Dispositif expérimental.

où k est le nombre d'onde, θ est l'angle d'incidence de l'onde plane et $m \in Z$. D'après cette équation ??, le domaine d'étude peut être réduit à un domaine plus simple (voir figure ??(b)) représenté par un guide d'onde délimité par des conditions périodiques Γ_R et Γ_L sur les cotés et par une PML sur le haut. Ce guide d'onde contient N_s segments droits de longueur $L^{(i)}$ $(i = 1...N_s)$ de sections transversales S_1 et S_2 . Dans chaque segment, le problème transverse est discrétisé en utilisant la méthode FE ce qui conduit à modéliser la propagation acoustique sous une forme matricielle décrit par

$$\vec{P}''(x) + (k^2 - \mathbf{M}_p^{-1} \mathbf{K}_p) \vec{P}(x) = \vec{0},$$
(5.3)

où le n^{ieme} coordonnée de $\vec{P}(x)$ est la valeur de p(x, y, z) au noeud n et à l'abscisse x. Le symbole " représente la dérivée seconde suivant x et \mathbf{M}_p et \mathbf{K}_p sont respectivement les matrices masse et raideur obtenues par la discrétisation de la méthode FE suivant la section transverse.



FIGURE 5.12 – (a) Géométrie du réseau périodique, (b) Cellule unitaire du réseau.

Une solution générale pour la pression $\vec{P}(x)$ dans chaque segment peut être trouvée en fonction des valeurs propres α_n^2 et des vecteurs propres $\vec{\Phi}_n$ de la matrice $\mathbf{M}_p^{-1}\mathbf{K}_p$. A chaque discontinuité, les équations de continuité pour la pression et la vitesse normale sont utilisées pour raccorder les modes et la condition de rayonnement en fin de guide permet de remonter à la condition de source segment par segment. Enfin, à partir des conditions de source, le champ de pression est déterminé en tout point du guide d'onde.

Pour déterminer le diagramme de bande du réseau ouvert, une méthode similaire au cas des réseaux à 2 dimensions [?] est utilisée pour calculer les valeurs du nombre d'onde de Bloch k_B du milieu. Due à la présence de pertes entraînées par l'ouverture sur le ciel du guide d'onde, les nombres d'onde k_B sont complexes. Ainsi, pour discriminer les bandes passantes des bandes interdites, l'existence d'une partie imaginaire ne peut suffire, comme c'est le cas dans un milieu sans perte. Pour cela, nous utilisons une valeur seuil du facteur de perte η défini par $\eta = \left| \frac{Im(k_B)}{Re(k_B)} \right|$ au dessus (*resp.* en dessous) de laquelle la propagation est considérée comme impossible (*resp.* possible).

5.4.4 Résultats

La figure ?? montre une comparaison de la fonction de transfert mesuré sur le modèle réduit et le diagramme de bandes théoriques pour un réseau fermé sur le dessus et pour un réseau ouvert avec une incidence normale.



FIGURE 5.13 – (a) Amplitude de la fonction de transfert mesurée du réseau fermé ordonné à inclusions carrées pour une incidente normale. (b) Diagramme de bandes du réseau fermé pour une incidence normale (suivant ΓX). (c) Modes propres 0, 1 et 2 du réseau fermé. (d) Amplitude de la fonction de transfert mesurée du réseau ouvert ordonné à inclusions carrées pour une incidente normale. (e) Diagramme de bandes du réseau ouvert pour une incidence normale (suivant ΓX). (f) Modes propres 0, 1 et 2 du réseau ouvert.

La source paramétrique utilisée pour cette étude expérimentale impose une onde plane harmonique à l'entrée du réseau ce qui permet d'étudier principalement la propagation du mode plan (mode 0). Les localisations des bandes interdites pour le mode 0 (zones grisées sur les figures) sont plutôt bien prédites par la théorie et les différences (largeurs plus importantes dans le cas de la mesure) peuvent être expliquées par le désordre inhérent au réseau expérimental (fait à la main) et aux dimensions finies de celui-ci. Pour ce mode, les effets de la périodicité du réseau ne semblent pas être atténués par l'ouverture du toit. Par contre, pour les modes supérieurs, les bandes interdites pour le réseau ouvert sont plus nombreuses que dans le cas du réseau fermé (effet surtout présent pour les fréquences les plus basses) puisque l'ouverture du toit entraîne la présence de pertes dans le milieu. Néanmoins, nous avons mis en évidence expérimentalement et théoriquement, pour le mode 2, un comportement inattendu autour de la bande fréquentielle 3.8 - 4.1kHz qui contient une bande interdite dans le cas fermé alors que le mode se



propage dans le cas ouvert.

FIGURE 5.14 – Plan horizontal du champ de pression à 2 kHz mesuré (a) et simulé (b) à 1 cm au dessus du réseau. (c) Pression moyenne dans la direction Oy en fonction de x pour le champ acoustique mesuré et simulé.

Enfin, la figure ?? propose une comparaison de l'amplitude du champ théorique et expérimental au dessus du réseau (à 5 cm de celui-ci) pour une fréquence de 2 kHz. Malgré les différences, les deux résultats semblent décrire la même décroissance de l'amplitude du champ le long de la direction de propagation. Si l'on compare la valeur moyenne du champ le long de cette même direction, les résultats théoriques et expérimentaux sont en accord (voir figure ??(c)).

5.5 Articles relatifs à ce chapitre

A11 O. Richoux & C. Ayrault & A. Pelat & S. Félix & B. Lihoreau, Effect of the open roof on low frequency acoustic propagation in street canyons, Applied Acoustics. 71(8), pp. 731-738, 2010.

A12 M. Molerón & O. Richoux & S. Félix & V. Pagneux,

- Sound propagation in periodic urban areas, soumis à Journal of Applied Physics.
- A13 H. Pichard & O. Richoux & J.P. Groby, Experimental study of 2D tunable acoustic metamaterial with negative refraction in the audible range frequency, soumis à JASA.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Les différents résultats théoriques et expérimentaux présentés dans ce document peuvent être séparés en trois thématiques distinctes : la Vélocimétrie Laser Doppler appliquée à l'acoustique, la propagation acoustique dans les réseaux unidimensionnels désordonnés et non-linéaires et la propagation acoustique dans les réseaux de guides d'ondes (application à l'acoustique urbaine).

Concernant la Vélocimétrie Laser Doppler, une nouvelle technique de traitement du signal Doppler, basée sur un algorithme de moindres carrés, servant à estimer la vitesse acoustique en présence d'écoulement a été développée. Cette méthode a été testée sur des signaux synthétisés ce qui a permis d'évaluer ses performances en fonction de la vitesse d'écoulement et de l'amplitude de l'onde acoustique. En parallèle, après avoir évalué les performances du dispositif expérimental de LDV pour la mesure de vitesse particulaire acoustique en champ libre, la sonde LDV a été utilisée pour caractériser le rayonnement d'un haut-parleur en champ proche et en champ lointain. Finalement, une première étude de faisabilité pour l'utilisation d'une telle technique de mesure pour l'étalonnage de microphone en champ clos et en champ libre a été conduite.

La seconde thématique regroupe les recherches que j'ai menées dans la continuité de mon travail de thèse sur l'influence du désordre et/ou des nonlinéarités sur la propagation dans les réseaux unidimensionnels. En vue d'une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu, différentes études autour des effets de la présence de désordre et/ ou de non-linéarités localisées dans un réseau ont été conduites. L'influence de non-linéarités d'ordre quadratique sur les bandes interdites d'un réseau ordonné a été montrée théoriquement et expérimentalement, un modèle simple de la propagation dans un réseau désordonné a été présenté, et une étude numérique sur la compétition entre les effets du désordre et de non-linéarités a été proposée. Enfin, une étude expérimentale sur la propagation de solitons acoustiques a été exposée. La troisième partie de mes travaux s'inscrit dans le cadre de l'acoustique urbaine, jeune thématique du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine. Ces recherches portent sur la propagation acoustique dans les rues (guide d'ondes ouvert sur le ciel) et dans les réseaux ordonnés à deux ou trois dimensions modélisant des quartiers urbains. Un modèle simplifié basse fréquence de la propagation dans un canyon urbain a été proposé. L'influence des effets d'interférences et de périodicité, produisant des bandes interdites, dans le cas d'un réseau de rues a elle aussi été étudiée. Finalement, bien qu'en marge de cette thématique, la présence d'une bande interdite complète et la réfraction négative dans le domaine audible ont été mises en évidence pour un réseau ordonné à deux dimensions de cylindres carrés.

Mes perspectives de recherches s'articulent autour de ces trois thématiques dans la continuités de mes activités décrites dans ce document.

6.1 Vélocimétrie Laser Doppler

L'application de la nouvelle méthode de traitement de signaux Doppler à des signaux réels constitue une première étape dans le développement de la sonde LDV pour la mesure acoustique. Dans un second temps, une technique plus performante alliant un algorithme de moindres carrés pour l'estimation de la vitesse d'écoulement et une méthode de détection synchrone pour la vitesse acoustique pourra être mise en oeuvre ce qui permettra d'augmenter les performances du dispositif expérimental. Ce nouvel instrument de mesure pourra par exemple être utilisé dans le cadre de l'étude des interactions acoustique, thématiques importantes du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine.

En outre, grâce à cet outil de mesures non-intrusives du champ acoustique, le développement d'une nouvelle méthode d'étalonnage de microphone en champ libre et en champ clos est envisageable. A l'heure actuelle, l'étalonnage primaire des microphones est assuré par la méthode de réciprocité (en pression et en champ libre) retenue dans les normes mais qui montre des limites (faible niveau sonore, modèles analytiques dont la précision n'est pas réellement maitrisée malgré leur sophistication). De fait, la LDV, qui donne accès à la mesure de la vitesse particulaire acoustique, peut constituer une solution pour contourner les difficultés de l'étalonnage classique. L'utilisation d'un modèle physique du champ acoustique et d'une mesure de la vitesse acoustique en champ proche d'un microphone permet de remonter à la pression acoustique sur la membrane microphonique et ainsi procéder à un étalonnage du microphone. Cette méthode d'étalonnage peut aussi être effectuée *in situ*.

6.2 Propagation dans les réseaux

Effet du désordre

La propagation des ondes dans les systèmes linéaires homogènes ou périodiques est un sujet bien connu. En revanche, le problème reste ouvert quand il s'agit d'étudier l'influence de la présence de désordre dans le milieu. Lorsque le désordre est faible, les méthodes par perturbation sont généralement utilisées (Approximation Quasi Crystaline, Approximation du Potentiel Coherent ou la méthode de Dyson - voir [?] pour une revue complète) mais leurs limites ne sont pas encore bien connues. Dans le cadre de l'ANR Internationale "Procomédia", nous nous proposons d'étudier à la fois théoriquement et expérimentalement l'effet du désordre sur la propagation dans un réseau périodique (réseau périodique perturbé) en commençant par un réseau unidimensionnel qui permet une approche simple. Par la suite, l'étude de l'influence du désordre pour des milieux périodiques à deux ou trois dimensions est envisagée afin d'éprouver les modèles proposés.

Influence des non-linéarités

L'étude de la compétition entre les effets des non-linéarités et du désordre sur la propagation d'une onde fait l'objet depuis quelques années d'une attention toute particulière dans différents domaines de la physique. Comment la présence de non-linéarités dans le milieu affecte le phénomène de localisation d'Anderson [?] reste une question ouverte qui scinde le monde scientifique en deux camps proposant des conclusions diamétralement opposées. Récemment, à l'inverse des conclusions théoriques qui prédisent un renforcement des effets du désordre en présence de non-linéarités [?], des études numériques ont montré que les non-linéarités ont essentiellement un rôle de destruction de la localisation d'Anderson [?, ?, ?]. Ces études révèlent la complexité des phénomènes physiques présents dans ce genre de problématique et les différents scénarios possibles suivant le type de nonlinéarités et leur "force" par rapport à celle du désordre. Cette controverse met en lumière la thèse exprimant la "fragilité" du régime de Localisation d'Anderson, où même de faibles non-linéarités conduisent à une destruction de la localisation.

A l'heure actuelle, la question cruciale reste donc sans réponse et il serait particulièrement intéressant de pouvoir étudier cette "compétition" entre les effets des non-linéarités et du désordre en produisant des résultats expérimentaux permettant d'éprouver les différentes théories. Mes premiers travaux ont montré expérimentalement l'influence des non-linéarités localisées sur la propagation dans un réseau ordonné. Dans la continuité de cette étude et en proposant un dispositif expérimental plus adapté (avec notamment des nonlinéarités plus importantes), il serait intéressant d'étudier, dans un premier temps, l'influence du type de non-linéarités (quadratique, cubique, ...) sur les effets de la périodicité du milieu avant de se préoccuper du problème plus général de la compétition entre les non-linéarités et le désordre.

Les solitons sont aussi le fruit de phénomènes non-linéaires alliés, dans le cas de l'acoustique, aux effets de la périodicité d'un réseau introduisant une dispersion anormale dans le milieu. En y introduisant du désordre (par l'intermédiaire du réseau), la rivalité entre les effets du désordre et ceux des non-linéarités pourra être mise en évidence.

Cristaux phononiques et métamatériaux

Les résultats expérimentaux encourageants obtenus en étudiant la propagation d'une onde acoustique audible dans un réseau à deux dimensions d'inclusions carrées ont fait naître de nouvelles pistes dans le domaine des cristaux phononiques et des métamatériaux. De nombreuses études ont montré les caractéristiques atypiques de ces matériaux telles que la réfraction négative, l'effet de la périodicité, l'anisotropie et les applications qui en découlent comme les lentilles acoustiques ou le phénomène de "cloaking". A ce jour, toutes ces études ont été menées dans le domaine des ultrasons et il serait extrêmement intéressant de pouvoir observer ces phénomènes dans le domaine audible ouvrant ainsi un large horizon à des applications diverses (mur anti-bruit, matériaux isolant, etc ...). Nous envisageons aussi d'abaisser le domaine fréquentiel d'utilisation de ces matériaux en y incluant des diffuseurs résonants à basse fréquence. La méthode FE-modale, développée dans le cadre de l'acoustique urbaine, peut résoudre ce genre de problématique et permettre de prédire les caractéristiques d'un milieu complexe.

Les applications (industrielles) peuvent entraîner l'utilisation de tels matériaux dans des conditions de forts niveaux acoustiques engendrant des non-linéarités dans le milieu. De la même façon que pour les réseaux unidimensionnels, nous ne connaissons pas l'effet que pourrait avoir l'introduction de ces non-linéarités (localisées ou dues à la propagation d'une onde de forte amplitude) sur les propriétés de ce type de matériaux. De même que nous ne savons pas s'il est possible d'engendrer des solitons acoustiques dans des réseaux à deux ou à trois dimensions.

6.3 Acoustique urbaine

Dans la continuité des travaux menés sur la propagation acoustique dans une rue en insistant sur la simplicité du modèle afin d'avoir à disposition un outil rapide de prédiction, l'approche basse-fréquence pourra être améliorée en y introduisant les modes fuyants calculés par une méthode d'éléments finis. Les différentes conditions de façade pourront ainsi être prises en compte ainsi que les changements de section.

Dans le cas de réseaux ordonnés de rues, nous avons montré que l'effet de la périodicité subsiste malgré la présence de fuites acoustiques dues à l'ouverture sur le ciel. Malheureusement la plupart des villes ou des quartiers ne possède pas ces caractéristiques de périodicité. Nous envisageons d'étudier l'influence de la présence de désordre dans le réseau (que ce soit un désordre sur la hauteur des bâtiments, la largeur des rues, etc ...) ainsi que les effets de la taille finie du milieu. Dans un deuxième temps, nous espérons pouvoir développer des approches macroscopiques permettant de prendre en compte les caractéristiques de morphologie d'un quartier (tailles caractéristiques des rues ou des blocs, répartition ordonnée ou désordonnée, connexions, densité du réseau) et de les faire apparaître "explicitement" dans les approches développées. Ces approches macroscopiques alliées aux méthodes modales introduisant l'influence des hétérogénéités permettront de diminuer notablement le coût numérique des calculs. Ce travail suppose aussi de s'interroger sur la modélisation d'un quartier comme partie d'un ensemble plus grand (quelles conditions aux extrémités?) et non comme un quartier isolé. On pourra par exemple essayer de définir une "zone d'influence" d'une source sonore afin d'étudier sa dépendance aux caractéristiques topologiques du quartier. L'impact des hétérogénéités "locales" (morphologie des façades, micro-météorologie) dans une approche globale (échelle du quartier) devra aussi être analysé.

Bibliographie

- P. Rouquier Mesure de vitesses particulaires acoustiques en champ libre par Vélocimétrie Laser Doppler : développement du banc de mesure et évaluation des performances. Thèse de doctorat, Université du Maine, Le Mans, 2004.
- [2] A. Degroot Contribution à l'estimation de la vitesse acoustique par Vélocimétrie Laser Doppler et application à l'étalonnage de microphones en champ libre. Thèse de doctorat, Université du Maine, Le Mans, 2007.
- [3] J. C. Geslin, V. Raimbault, P. Picart, and B. Gazengel. Caractérisation du rayonnement de plaque par Vélocimétrie Laser Doppler. In *Colloque* des Méthodes Optiques pour l'Industrie, Saint Etienne, France, 2004.
- [4] J. C. Geslin Développement d'une sonde LDV à deux composantes pour la mesure de vitesses acoustiques. Laboratoire d'Acoustique de Université du Maine, Le Mans, 2005.
- [5] H. Yeh and H.Z. Cummins. Localized fluid flow measurements with a He-Ne laser spectrometer. Applied Physics Letter, 4:176–178, 1964.
- [6] K.J. Taylor. Absolute measurement of acoustic particle velocity. J. Acoust. Soc. Am., 59(3):691–694, 1976.
- [7] H. E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys, and C. Tropea. Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Springer Verlag, 2003.
- [8] B. Gazengel and S. Poggi. Measurement of acoustic particle velocities in enclosed sound field : Assessment of two laser doppler velocimetry measuring systems. *Applied Acoustics*, 66(1) :15–44, 2005.
- [9] J.C. Valière, P. Herzog, V. Valeau, and G. Tournois. Acoustic velocity measurements in the air by means of laser doppler velocimetry : dynamic and frequency range limitations and signal processing improvements. J. Sound Vib., 229(3) :607–626, 2000.
- [10] J. Czarske and O. Dolle. Quadrature demodulation technique used in laser Doppler anemometry. *Electron. Lett.*, 43 :547–549, 1998.
- [11] A. Le Duff, G. Plantier, J.C. Valière, and R. Perdriau. Particle detection and velocity measurements in Laser Doppler Velocimetry using Kalman filters. In *ICASSP'2004 - IEEE International Conference on Acoustics* Speech and Signal Processing, Montréal, Québec, 2004.

- [12] A. Degroot, S. Montrésor, B. Gazengel, O. Richoux, and L. Simon. Doppler signal detection and particle time of flight estimation using wavelet transform for acoustic velocity measurement. In *ICASSP'2006 - IEEE International Conference on Acoustics Speech and Signal Proces*sing, Toulouse, France, 2006.
- [13] B. Gazengel. Approches expérimentales de l'acoustique. Habilitation à diriger les Recherches, Laboratoire d'Acoustique de Université du Maine, Le Mans, 2008.
- [14] K.J. Taylor. Absolute calibration of microphone by Laser Doppler technique. J. Acoust. Soc. Am., 70(4) :939–945, 1981.
- [15] M.R. Davis and K.J. Taylor. Laser Doppler measurement of complex impedance. J. Sound Vib., 107(3) :451–470, 1986.
- [16] J.F. Vignola, Y.H. Berthelot, and J. Jarzinsjy. Laser detection of sound. J. Acoust. Soc. Am., 90 :1275–1286, 1991.
- [17] J.P. Sharped and C.A. Greated. A stochastic model for photon correlation measurements in sound field. J. Phys. D : Appl. Phys., 22 :1429–1433, 1989.
- [18] V. Valeau, J.C. Valière, and C. Mellet. Instantaneous frequency tracking of a sinusoidally frequency-modulated signal with low modulation index : application to laser measurements in acoustics. *Sig. Proc.*, 84(7):1147–1165, 2004.
- [19] B. Gazengel, S. Poggi, and J.C. Valière. Evaluation of the performances of two acquisition and signal processing systems for measuring acoustic particle velocities in air by means of laser doppler velocimetry. *Meas. Sci. Tech.*, **14**(12) :2047–2064, 2003.
- [20] L. Boyer and G. Searby. Random sampling : distortion and reconstruction of velocity spectra from FFT analysis of the analog signal of laser doppler processor. *Journal of Applied Physics*, **60**(8) :2699–2707, 1986.
- [21] R.J. Adrian and C.S. Yao. Power spectra of fluid velocities measured by Laser Doppler Velocimetry. *Experiments in fluids*, 5 :17–28, 1987.
- [22] R. Boucheron, J.C. Valière, Ph. Herzog, H. Baillet, and J.P. Dalmont. Evaluation of acoustic velocity in mean flow by Laser Doppler Velocimetry. Proceedings of 12th International Symposium on Applications of Laser Techniques to fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 2004.
- [23] L. Simon, O. Richoux, A. Degroot and L. Lionet. Laser Doppler Velocimetry for Joint Measurements of Acoustic and Mean Flow Velocities : LMS-Based Algorithm and CRB Calculation. *IEEE Transactions in Ins*trumentation and Measurement, 57(7) :1455–1464, 2008.
- [24] F. Jacobsen. A note on finite difference estimation of acoustic particle velocity. J. Sound. Vib., 256(5):849–859, 2002.

- [25] International Electrotechnical Commission IEC 61094-2 :1992 Measurement microphones – Part2 : primary method for the pressure calibration of laboratory standard microphones by the reciprocity method. *International Electrotechnical Commission*, 1992.
- [26] S. Barrera Figueroa, K. Rasmussen and F. Jacobsen. A time-selective technique for free-field reciprocity calibration of condenser microphones. J. Acoust. Soc. Am., 114(3) :1467–1476, 2003.
- [27] S. Barrera Figueroa, K. Rasmussen and F. Jacobsen. On the interference between the two microphones in free-field reciprocity calibration. J. Acoust. Soc. Am., 116(5) :2771–2778, 2004.
- [28] TJ. MacGillivray, DN. Campbell, CA. Greated and R. Barham. The development of a microphone calibration technique using laser Doppler anemometry. Acustica-Acta Acustica, 88(1):135–141, 2002.
- [29] TJ. MacGillivray, DN. Campbell, CA. Greated and R. Barham. The development of a microphone calibration technique using photon correlation spectroscopy. Acustica-Acta Acustica, 89(2):369–376, 2003.
- [30] O. Richoux Etude de la propagation des ondes mécaniques dans un réseau unidimensionnel comportant du désordre et/ou des non-linéarités localisées. Thèse de doctorat, Université du Maine, Le Mans, 1999.
- [31] T. Le Van Suu Etude des effets non-linéaires dans un réseau à nonlinéarités localisées. Stage de Master 2, Université du Maine, Le Mans, 2005.
- [32] G. Gonon Etude et implémentation de la Transformée de Fourier Fractionnaire. Applications aux signaux acoustiques.. Stage de DEA, Université du Maine, Le Mans, 1998.
- [33] E. Morand Etude analytique de la propagation dans un réseau périodique de résonateurs de Helmholtz. Stage de Master 2, Université du Maine, Le Mans, 2005.
- [34] F. Bloch Der quantenmechanik electronishen Z. Phyzic, 52:555, 1928.
- [35] F. Bentalosa, V. Grecchi and F. Zironi. Approximate ladder of resonances in a semi-infinite crystal. J. Phys. C, 15 :7119–7131, 1982.
- [36] F. J. Dyson. The dynamics of a disordered linear chain. *Phys. Rev.*, 92(6):1331–1338, 1953.
- [37] H. Schmidt. Disorder one-dimensional crystals. *Phys. Rev. B*, 105(2):425–441, 1957.
- [38] P. W. Anderson, D. J. Thouless, E. Abrahams, and D. S. Fisher. New method for a scaling theory of localization. *Phys. Rev. B*, 22(8) :3519– 3526, 1980.
- [39] P. Sheng. Scattering and Localization of Classical Waves in Random Media. Singapore, World Scientific, 1990.

- [40] P. W. Anderson Absence of Diffusion in Certain Random Lattices Phus. Rev, 109 :1492–1505, 1958.
- [41] D. Hennig, H. Gabriel, G. P. Tsironis, and M. Molina. Wave propagation in periodic nonlinear dielectric superlattices. *Phys. Lett.*, 64(22):2934–2936, 1994.
- [42] Q. Li, C. T. Chan, K. M. Ho, and C. M. Soukoulis. Wave propagation in nonlinear photonic band-gap materials. *Phys. Rev.B.*, **53**(23) :15577– 15585, 1996.
- [43] Y. Wan and C. M. Soukoulis. One-dimensional nonlinear Scrodinguer equation : a nonlinear approach. *Phys. Rev. A.*, 41(2) :800, 1990.
- [44] P. Hawrylak, M. Grabowski, and P. Wilson. Chaotic wave functions and ballistic transport in nonlinear superlattices. *Phys. Rev. B.*, 40(9) :6398– 6401, 1989.
- [45] M. Grabowski and P. Hawrylak. Wave propagation in nonlinear periodic lattices. *Phys. Rev. B.*, 41(9):5783–5791, 1990.
- [46] M. J. McKenna, R. L. Stanley, and J. D. Maynard. Effects of nonlinearity on Anderson localization. *Phys. Rev. Lett.*, **69**(12) :1807–1810, 1992.
- [47] Yu S. Kivshar, S. A. Gredeskul, A. Sanchez, and L. Vazquez. Localization decay induced by strong nonlinearity in disordered systems. *Phys. Rev. Lett.*, **64** :1693–1696, 1990.
- [48] E. Cota, J. V. Jose, J. Maytorena, and G. Monsivais. Comment on "Absence of localization in a nonlinear binary alloy". *Phys. Rev. Lett.*, 74(16) :3302, 1995.
- [49] N. Sugimoto. Acoustic solitary waves in a tunnel with an array of Helmholtz resonators. J. Acoust. Soc. Am., 99(4) :1971–1976, 1996.
- [50] N. Sugimoto, M. Masuda, J. Ohno, and D. Motoi. Experimental demonstration of generation and propagation of acoustic solitary waves in an air-filled tube. *Phys. Rev. Lett.*, 83(20):4053–4056, 1999.
- [51] W. Kohler and G.S. Papanicolaou. Power statistics for wave propagation in one dimension and comparison with radiative transport theory. J. Math. Phys., 14(12) :1733–1745, 1973.
- [52] C. Depollier and J. Kergomard and F. Laloe. Anderson localization of waves in random 1D lattices. Annales de Physique, 11(5):457–492, 1986.
- [53] Ping Sheng, Zhao-Qing Zhang, B. White and G.S. Papanicolaou. Minimum wave-localization length in a one-dimensional random medium. *Phys. Rev. B*, **34**(7) :4757–4761, 1986.
- [54] R. Burridge, G.S. Papanicolaou and B.S. White. One-dimensional wave propagation in a highly discontinuous medium. *Wave Motion*, **10**:19–44, 1988.
- [55] W. Kohler, G.S. Papanicolaou and B.S. White. Reflection of waves generated by a point source over a randomly layered medium. *Wave Motion*, 13:53–87, 1991.
- [56] W. Kohler, G.S. Papanicolaou and B.S. White. Localization and mode conversion for elastic waves in randomly layered media I. *Wave Motion*, 23 :1–2, 1996.
- [57] B. White, Ping Sheng, Zhao-Qing Zhang and G.S. Papanicolaou. Wave localization characteristics in the time domain. *Phys. Rev. Lett.*, 59(17):1918–1921, 1987.
- [58] P. Sebbah, D. Sornette and C. Vanneste. a wave autmation for wave propagation in time domain. 2. Random systems. J. Phys., 3(6) :1281– 1302, 1993.
- [59] P. A. Martin and A. Maurel. Waves around almost periodic arrangements of scatterers : Analysis of positional disorder. *Mathematical Me*thods in the Applied Sciences, **33**(18) :2215–2224, 2010.
- [60] A. Maurel, P.A. Martin and V. Pagneux. Effective propagation in a one-dimensional perturbed periodic structure : comparison of several approaches. *Random and Complex Media*, 20(4) :634–655, 2010.
- [61] Pao Li Chow. Wave propagation in a random lattice. II. J. Math. Phys., 14(10) :1364–1373, 1973.
- [62] O.I. Lobkis and R.L. Weaver. Self-consistent transport dynamics for localized waves. *Phys. Rev. E*, **71**(1), 2005.
- [63] R. R. Boullosa and F. O. Bustamante. The reaction force of a Helmholtz resonator driven at high sound pressure amplitudes. *Am. J. Phys.* **60** :722-726, 1992.
- [64] O. Richoux, V. Tournat and T. Le Van Suu. Acoustic wave dispersion in a one-dimensional lattice of nonlinear resonant scatterers. *Phys. Rev.* E 75(2) :026615, 2007.
- [65] K. Naugolnykh and L. Ostrovky. Nonlinear wave processes in acoustics, Cambridge texts in applied mathematics, New York, 1998.
- [66] P. Flandrin, Temps-Fréquence, Hermes, 1983.
- [67] V. Namias, The fractional order Fourier transform and its application to quantum mechanics, J. Inst. Math. Appl., 25 :241–265, 1980.
- [68] O. Richoux, C. Depollier and J. Hardy. Propagation of mechanical waves in a one-dimensional nonlinear disordered lattice. *Phys. Rev. E* 73(2):026611, 2006.
- [69] FM. Wiener FM, CI. Malme and CM. Gogos CM, Sound propagation in urban areas, J. Acoust. Soc. Am., 37 :738–747, 1965.
- [70] DJ. Oldham and MM. Radwan, Sound propagation in city streets, Build Acoust., 1 :65–68, 1994.

- [71] J. Picaut, L. Simon and JD. Polack, Sound propagation in urban areas : a periodic disposition of buildings, *Phys. Rev. E*, **60** :4851–4859, 1999.
- [72] T. Van Renterghem and D. Botteldooren, Prediction-step staggered-intime FDTD : an efficient numerical scheme to solve the linearised equations of fluid dynamics in outdoor sound propagation, *Appl. Acoust.*, 68 :201–216, 2007.
- [73] R. Bullen and F. Fricke, Sound propagation in a street., J. Sound. Vib., 46:33–42, 1976.
- [74] A. Pelat, S. Félix and V. Pagneux, On the use of leaky modes in open waveguides for the sound propagation modeling in street canyons, J. Acoust. Soc. Am., 126(6) :2864–2872, 2009.
- [75] A. Pelat, S. Félix and V. Pagneux, A coupled modal-finite element method for the wave propagation modeling in irregular open waveguides, J. Acoust. Soc. Am., 129(3) :1240–1249, 2011.
- [76] Veselago, Positrons are electrons traveling backwards in time, Phys. Rev., 94 :262, 1954.
- [77] J. B. Pendry, Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures, *Phys. Rev. Lett.* **76** :4773, 1996.
- [78] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, Low frequency plasmons in thin-wire structures, J. Phys. Condens. Matter 10:4785, 1998.
- [79] M. Notomi Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refraction like behavior in the vicinity of the photonic band gap, *Phys. Rev. B* 62 :10696, 2000.
- [80] C. Luo,S. G. Johnson,J. D. Joannopoulos and J. B. Pendry, Subwavelength imaging in photonic crystals, *Phys. Rev. B* 68 :45115, 2003.
- [81] X. Hu,Y. Shen,X. Liu,R. Fu and J. Zi, Complete band gaps for liquid surface waves propagating over a periodically drilled bottom, *Phys. Rev.* E 68 :066308, 2003.
- [82] X. Hu, Y. Shen, X. Liu, R. Fu and J. Zi, Superlensing effect in liquid surface waves, *Phys. Rev. E* 69 :03020, 2004.
- [83] S. Yang, J. Page, Z. Liu, M. Cowan, C. Chan and P. Sheng, Focusing of sound in a 3d phononic crystal, *Phys. Rev. Lett.* 93 :024301, 2004.
- [84] S. Zhang, L. Yin and N. Fang, Focusing ultrasound with an acoustic metamaterial network, *Phys. Rev. Lett.* **102** :194301, 2009.
- [85] J. Li, L. Fok, X. Yin, G.Bartal and X. Zhang, Experimental demonstration of an acoustic magnifying hyperlens, *Nature Material* 8 :931, 2009.
- [86] C. Croenne, E. Manga, B. Morvan, A. Tinel, B. Dubus, J. Vasseur and A. Hladky-Hennion, Negative refraction of longitudinal waves in a two-dimensional solid-solid phononic crystal, *Phys. Rev. B* 83 :054301, 2011.

- [87] B. Morvan, A. Tinel, A. Hladky-Hennion, J. Vasseur and B. Dubus, Experimental demonstration of the negative refraction of a transverse elastic wave in a two-dimensional solid phononic crystal *Appl. Phys. Lett.* **96** :101905, 2010.
- [88] T. Van Renterghem, E. Salomon and D. Botteldooren, Parameter study of sound propagation between city canyons with a coupled FDTD-PE model, *Appl. Acoust.* 67(6) :487–510, 2006.
- [89] J. Kang, Sound propagation in street canyons : Comparison between diffusely and geometrically reflecting boundaries, J. Acoust. Soc. Am. 107 :1394–1404, 2000.
- [90] R. Bullen and F. Fricke, Sound-propagation at a street intersection in an urban-environment, J. Sound. Vib. 54(1):123–129, 1977.
- [91] J. Picaut, Numerical modeling of urban sound fields by a diffusion process, *Appl. Acoust* **63**(9) :965–991, 2002.
- [92] A. Can, L.Lecrecq, J. Lelong and D. Botteldooren, Traffic noise spectrum analysis : Dynamic modeling vs. experimental observations, *Appl. Acoust* 71(8) :764–770, 2010.
- [93] M. Hornikx and J. Forssén, The 2.5-dimensional equivalent sources method for directly exposed and shielded urban canyons, J. Acoust. Soc. Am. 122(5) :2532-2541, 2007.
- [94] M. Hornikx and J. Forssén, Modelling of sound propagation to threedimensional urban courtyards using the extended fourier PSTD method, *Appl. Acoust.* 72(9) :665–676, 2011.
- [95] D. G. Albert, L. Liu and M. L. Moran, Time reversal processing for source location in an urban environment, J. Acoust. Soc. Am. 118(2):616-619, 2005.
- [96] D. G. Albert and L. Liu, The effect of buildings on acoustic pulse propagation in an urban environment, J. Acoust. Soc. Am. 127(3):1335– 1346, 2010.
- [97] D. Heimann, Three-dimensional linearised Euler model simulations of sound propagation in idealised urban situations with wind effects, *Appl. Acoust.* 68(2) :217–237, 2007.
- [98] M. Molerón, S. Félix, A. Pelat, V. Pagneux, J. Picaut and O. Richoux, A coupled modal-FE method for the sound propagation modeling in urban canyons, *Proceedings of Internoise* Lisbon, Portugal, 2007.
- [99] A. Duclos, D. Lafarge and V. Pagneux, Transmission of acoustic waves through 2D phononic crystal : visco-thermal and multiple scattering effects, *Eur. Phys. J. : Appl. Phys.* 45(1) :11302, 2009.
- [100] Y. Lahini, A. Avidan, F. Pozzi, M. Sorel, R. Morandotti, D.N. Christodoulides and Y. Silberberg Anderson Localization and Nonlinearity

in One-Dimensional Disordered Photonic Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, **100** :013906, 2008.

- [101] G. Kopidakis, S. Komineas, S. Flach and S. Aubry Absence of Wave Packet Diffusion in Disordered Nonlinear Systems. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :084103, 2008.
- [102] S. Flach, D.O. Krimer and CH. Skokos Universal spreading of wave packets in disordered nonlinear *Phys. Rev. Lett.*, **102** :024101, 2009.
- [103] A.S. Pikovsky and D.L. Shepelyansky Destruction of Anderson Localization by a Weak Nonlinearity. *Phys. Rev. Lett.*, **100** :094101, 2008.