HAL open science

Acoustique pour la métrologie - Métrologie pour l'acoustique

Cécile Guianvarc'H

▶ **To cite this version:**

Cécile Guianvarc'H. Acoustique pour la métrologie - Métrologie pour l'acoustique. Acoustique [physics.class-ph]. Le Mans Université, 2018. tel-03160702

HAL Id: tel-03160702

https://hal.science/tel-03160702v1

Submitted on 5 Mar 2021

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

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

Académie de Nantes
Le Mans Université
Le Mans, France

Habilitation à Diriger des Recherches

Spécialité : Acoustique

présentée par

Cécile GUIANVARC'H

Acoustique pour la métrologie
Métrologie pour l'acoustique

---

soutenance le 10 décembre 2018 devant le jury composé de

A. GARCIA,	Professeur Cnam, LMSSC (Paris), *Rapporteur*
R. M. GAVIOSO,	Chercheur, INRiM (Turin, Italie), *Rapporteur*
Ph. HERZOG,	Directeur de Recherche CNRS, LMA (Marseille), *Rapporteur*
M. BRUNEAU,	Professeur émérite, LAUM (Le Mans)
B. DUBUS,	Directeur de Recherche CNRS, IEMN (Lille)
M. E. HIMBERT,	Professeur Cnam, LCM (Paris - Saint Denis)
N. JOLY,	Maître de conférences HDR, LAUM (Le Mans)
D. LEPAROUX,	Directrice de recherche IFSTTAR, GEOEND (Bouguenais)
S. DURAND,	Maître de conférences HDR, LAUM (Le Mans), *Invité*

Remerciements

Tout d'abord, je remercie comme il se doit Alexandre Garcia, Roberto Gavioso et Philippe Herzog d'avoir accepté, malgré des emplois du temps bien chargés, d'être rapporteurs de ce mémoire, ainsi que les membres du jury d'avoir également accepté de juger ce travail.

Les travaux et perspectives présentés dans ce mémoire découlent de mes activités de recherche, menées au LNE, au LAUM, à l'INRiM, au LVA et au LCM, laboratoires qui m'ont accueillie ces 15 dernières années, et dans lesquels j'ai pu collaborer avec de nombreux chercheurs, ingénieurs, techniciens, doctorants et post-doctorants.

Parmi tous, je tiens à remercier de tout cœur Michel Bruneau et Anne-Marie Bruneau, qui, après avoir été mes directeurs de thèse, n'ont cessé de suivre mon parcours. Entre avis éclairés, problèmes bien posés, calculs débloqués et stylos rouges vidés, collaborer avec eux toutes ces années durant a été, et reste encore, un honneur et un réel plaisir pour moi.

J'adresse aussi des remerciement particuliers à Roberto Gavioso, pour l'opportunité qu'il m'a donnée de travailler pendant 3 ans dans son équipe, ainsi que pour la confiance qu'il me témoigne depuis. Ce que je pense être un beau travail de recherche est né de cette collaboration que j'espère maintenir.

Mes remerciements vont également à Laurent Pitre et à Marc Himbert, pour m'avoir associée au défi qu'a été la détermination de la constante de Boltzmann. Participer à un tel projet a été des plus enrichissant pour moi et a, sans aucun doute, marqué mon parcours.

Parmi les travaux et résultats présentés ici certains sont le fruit d'expériences et de projets préparés et/ou suivis par Lara Risegari, Thomas Lavergne, Jean-Pierre Wallerand et Joffray Guillory que je remercie sincèrement et avec qui j'ai grand plaisir à travailler au quotidien. Sont mentionnés ici également des résultats obtenus pendant sa thèse par Dominique Rodrigues, que j'ai co-encadré et avec qui les relations de travail perdurent depuis. Mes travaux doivent aussi beaucoup à mes interactions (pas toujours aussi suivies qu'on l'aurait voulu) avec notamment Petr Honzík, mais aussi Stéphane Durand et Nicolas Joly. Je leur adresse à tous un grand merci.

Merci également à mes collègues du LCM, pour l'environnement de travail dynamique et riche qu'ils savent entretenir. Une pensée particulière va à mes collègues de l'équipe pédagogique, notamment Annick Razet et Gaël Obein pour leur disponibilité et leur confiance.

Mes sincères remerciements à mes collègues de la SFA : participer à la vie de cette association est une expérience stimulante et enthousiasmante. Je tiens à mentionner en particulier les animateurs du groupe EXACT ; la création de ce groupe avec eux a été une belle aventure et son animation reste pour moi une source de découvertes inépuisable.

De manière plus générale, je ne saurais tous les nommer, mais je souhaite remercier tous les collègues que j'ai croisé dans mon parcours, et qui (volontairement ou pas) ont contribué et contribuent encore à alimenter et à renouveler ma réflexion et ma curiosité, ainsi que mon enthousiasme pour ce métier. Une mention particulière, dans ce domaine, à Catherine Potel pour sa disponibilité et ses conseils (ô combien) précieux.

Plus personnellement, je remercie mes proches, sans lesquels "libérer de l'espace mémoire" serait une activité beaucoup plus difficile et nettement moins agréable. Enfin, merci à Mauro qui, dans son extrême confiance (ou sa totale inconscience), n'a jamais douté de la réussite de mes projets.

Table des matières

Liste des sigles utilisés **iv**

Préambule **vi**

I Détail des activités et projets de recherche **1**

Introduction **2**

1 Contributions à la métrologie des températures **5**
1.1 Détermination de la constante de Boltzmann 5
1.1.1 Contexte : définition de l'unité de température 5
1.1.2 Méthode acoustique pour la détermination de la constante de Boltzmann 6
1.1.3 Expériences mises en oeuvre au LCM et à l'INRiM 7
1.1.4 Champ acoustique dans le résonateur 10
1.1.5 Détermination de la vitesse du son 21
1.1.6 Résultats obtenus sur la valeur de k 22
1.2 Mesure de la température thermodynamique 23
1.2.1 Réalisation de l'échelle de température : $T - T_{90}$ 23
1.2.2 Méthode acoustique pour mesurer la température de l'air : application aux mesures de longueurs 24

2 Champ acoustique en mélanges gazeux binaires et mélanges gaz-vapeurs **26**
2.1 Propriétés de mélanges gazeux 26
2.1.1 Nature et propriétés physiques 26
2.1.2 Propriétés de transport 27
2.1.3 Phénomènes de diffusion moléculaire dans un mélange binaire 28
2.2 Comportement acoustique de mélanges gaz-vapeur 29
2.2.1 Équations fondamentales linéaires de l'acoustique en mélanges gazeux binaires : diffusion moléculaire 29
2.2.2 Champ acoustique en espace infini 31
2.2.3 Conditions au frontières : précondensation aux parois 31
2.2.4 Formes de solutions 36
2.3 Résultats expérimentaux obtenus 38
2.3.1 Diffusion moléculaire dans un mélange binaire He-Ar 38
2.3.2 Précondensation aux parois d'une vapeur d'argon 40
2.4 Travaux en cours et perspectives 42

2.4.1 Résolution des équations par une méthode d'éléments finis 42
2.4.2 Applications et prolongements envisagés 42

3 Microphones et chaînes de mesures en acoustique 44
3.1 Techniques d'étalonnage de microphones capacitifs 44
3.1.1 Étalonnage absolu par la méthode de réciprocité 45
3.1.2 Etalonnage relatif : technique de la grille d'entraînement 47
3.2 Comportement de microphones capacitifs hors conditions atmosphériques 48
3.2.1 Approche expérimentale adoptée 49
3.2.2 Effets de la pression et de la nature du gaz sur le comportement global d'un microphone 50
3.2.3 Influence de la température sur les propriétés mécaniques de la membrane 51
3.2.4 Comportement d'un microphone couplé à une grille d'entraînement . . . 53
3.3 Méthode de réciprocité en cavité pour l'étalonnage primaire de microphones . . 53
3.3.1 Dispositif expérimental 54
3.3.2 Champ acoustique dans la cavité de couplage 54
3.3.3 Prolongement vers la métrologie acoustique infrasonore 58
3.4 Caractérisation de composants acoustiques miniatures 58
3.4.1 Méthode de mesure inspirée de la méthode de réciprocité 59
3.4.2 Impédance acoustique des éléments de l'oreille artificielle 59
3.4.3 Comportement mécano-acoustique d'un microphone à nano-jauges de contrainte 62
3.5 Prolongements : caractérisation et analyse de chaînes de mesure en acoustique . 64
3.5.1 Etalonnage de réseaux de capteurs 64
3.5.2 Optimisation d'expériences de laboratoire à échelle réduite pour l'imagerie sismique 64

Conclusion 66

II Bilan d'activités 68

4 Curriculum vitae 69
4.1 Domaines de compétences 69
4.2 Parcours professionnel 70
4.3 Formation et diplômes 71
4.4 Informations complémentaires 71
4.4.1 Distinctions 71
4.4.2 Langues 71
4.4.3 Activités collectives liées à l'enseignement et la recherche 71
4.4.4 Activités parallèles 71

5 Activités d'enseignement 72

6 Résumé des activités de recherche 73
6.1 Description 73
6.1.1 Contributions à la métrologie des températures 73

6.1.2 Champ acoustique en mélanges gazeux binaires et mélanges gaz-vapeurs 75
6.1.3 Microphones et composants acoustiques miniatures 77
6.2 Projets de recherche sur les prochaines années 79
6.3 Publications 81
6.4 Activités d'encadrement 81
6.5 Collaborations et relations internationales 82

7 Autres activités **83**
7.1 Jury de thèse et Comités de Suivi Individuel (CSI) 83
7.2 Implication dans la communauté scientifique 83
7.3 Activités collectives au sein du Cnam 84

Publications **85**
Revues internationales à comité de lecture 85
Revue française à comité de lecture 86
Congrès internationaux avec comité de lecture et actes 86
Congrès français avec comité de lecture et actes 87
Congrès avec comité de lecture et résumés 89
Journées et colloques sans comité de lecture 89
Thèse 90
Rapport de contrat de collaboration 90

Bibliographie **91**

Liste des sigles utilisés

CEA Commissariat à l'Energie Atomique

CERN Organisation européenne pour la recherche nucléaire

CGPM Conférence Générale des Poids et Mesures

Cnam Conservatoire National des Arts et Métiers

CODATA Comité de données pour la science et la technologie

CVUT Czech Technical University in Prague

DAM Direction des Applications Militaires

EIT-90 Echelle Internationale de Température de 1990

EURAMET European Association of National Metrology Institutes

GeoEND Laboratoire Géophysique et Évaluation Non Destructive (IFSTTAR)

GUM Central Office of Measures (Pologne)

IFSTTAR Institut Français des Sciences et Technologies des Transports, de l'Aménagement et des Réseaux

IM2NP Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence

InK Implementing the new kelvin (JRP)

INRiM Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica (Italie)

JRP Joint Research Project (EURAMET)

LAUM Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine

LaVA Large Volume metrology Applications (JRP)

LCM Laboratoire Commun de Métrologie LNE-Cnam

LETI Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Information

LMA Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique

LMSSC Laboratoire de Mécanique des Structures et des Systèmes Couplés (Cnam)

LNE Laboratoire National de métrologie et d'Essais

LPG Laboratoire Planétologie et Géodynamique

LVA Laboratoire Vibrations Acoustique

MADNEMS Microphone à Détection par jauge NEMS (projet ANR)

NIM National Institute of Metrology (Chine)

NIST National Institute of Standards and Technology (USA)

NPL National Physical Laboratory (UK)

NRC National Research Council (Canada)

PTB Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne)

SFA Société Française d'Acoustique

SI Système International d'unités

VTT Technical Research Centre of Finland Ltd

Préambule

Le présent mémoire est divisé en deux parties qui peuvent être lues de manière indépendante.

La première partie présente en détail mes activités de recherche et développe les perspectives de mes travaux, mes projets en préparation et les orientations futures envisagées au fur et à mesure des thèmes abordés.

Dans la seconde partie, c'est un bilan synthétique de mon parcours et de mes activités de recherche qui est proposé, accompagné d'un récapitulatif de mes activités en terme d'enseignement et d'implication dans mon établissement et dans la communauté scientifique.

Première partie

Détail des activités et projets de recherche

Introduction

La métrologie, souvent assimilée au seul art de faire des mesures au plus haut niveau d'exactitude (ou l'art de "couper les cheveux en quatre") est mise en avant plus particulièrement cette année dans le cadre de la redéfinition du Système International d'unités. Elle n'a pourtant pas pour seule vocation de satisfaire les seuls besoins fondamentaux liés à la réalisation des unités et au maintien d'étalons primaires. La métrologie est, plus généralement, l'art de réaliser une expérimentation et d'en analyser les résultats de manière adaptée et pertinente au regard des applications visées. Ainsi, qu'il s'agisse d'expériences de laboratoire en environnement finement contrôlé ou de mesures effectuées sur le terrain, indépendamment du niveau d'exactitude recherché et par définition, la "science de la mesure" concerne tous les expérimentateurs et toutes personnes dont les travaux reposent sur l'analyse de résultats de mesure.

Mon parcours de recherche en acoustique a très tôt rencontré la métrologie et n'a cessé depuis de mêler métrologie pour l'acoustique et développement de méthodes et techniques acoustiques pour la mesure d'autres grandeurs. Mes travaux portent, en grande partie, sur l'étalonnage et la caractérisation de microphones et systèmes de mesure acoustique, mais ils sont aussi étroitement liés au perfectionnement de méthodes acoustiques pour la thermométrie primaire, qui ont grandement contribué à la récente redéfinition du kelvin, et qui sont susceptibles d'apporter des réponses pertinentes pour la caractérisation de propriétés physiques de gaz. En première approche, mon parcours semble donc bien conforme au stéréotype mentionné précédemment du métrologue visant toujours le plus haut niveau d'exactitude. De fait, les travaux présentés ici sont en majorité liés à des bancs expérimentaux de qualité exceptionnelle. Il a été alors bien tentant de profiter de tels moyens afin d'observer les effets sur le mouvement acoustique de phénomènes physiques, souvent admis comme étant peu significatifs, quand bien même cela devrait nécessiter un effort d'adaptation technique et des développements théoriques spécifiques. La portée de ces travaux touche alors à des domaines variés, allant de la conception de microphones miniatures à l'optimisation de machines thermoacoustiques, et dépassant souvent largement le strict cadre métrologique dans lequel ils prennent racine.

Le présent document rend compte de mon parcours et de mes activités de recherche en acoustique, dont la majeure partie se trouve ancrée dans un contexte métrologique fortement pluridisciplinaire. Il est divisé en deux parties qui peuvent être lues indépendamment. Mes activités de recherche sont détaillées dans la première partie, la seconde partie proposant une vue synthétique et un bilan de mon parcours et de mes différentes activités. Dans cette seconde partie, se trouve un bref curriculum vitae (chapitre 4), ainsi qu'un résumé de mes activités d'enseignements (chapitre 5), de recherche (chapitre 6) avec mention des publications produites, encadrements et collaborations, et de mes autres activités, notamment en terme d'implication dans la communauté scientifique (chapitre 7).

Les trois chapitres constituant la première partie décrivent de manière détaillée les activités et projets de recherche qui se trouvent résumés au chapitre 6. Ces activités et projets sont

déclinés ici autour de trois items principaux qui, loin d'être disjoints, s'alimentent mutuellement.

Le premier chapitre détaille ma contribution et les apports de méthodes acoustiques à la métrologie des températures. Y sont présentés, au préalable, le contexte de ces travaux ainsi que les principes des méthode acoustiques développées pour la thermométrie primaire et la détermination de la constante de Boltzmann au plus haut niveau d'exactitude, projet qui a mobilisé pendant plus de 10 ans plusieurs laboratoires de métrologie dans le monde.

Les travaux que j'ai menés sur la compréhension fine du comportement acoustique de mélanges gaz-vapeurs, présentés dans le chapitre 2, découlent directement de mes activités en thermométrie acoustique. Les résultats expérimentaux obtenus dans ce cadre ont permis d'observer les effets sur le mouvement acoustique de phénomènes de diffusion moléculaire d'un composant d'un mélange dans un autre et de précondensation aux parois de vapeurs saturées. Une modélisation analytique avancée de champs acoustiques en mélanges gaz-vapeur y est présentée, ainsi que les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent sur le comportement acoustique de mélanges gazeux binaires et de vapeurs saturées.

Enfin, l'étalonnage et la caractérisation de microphones de mesure a toujours été une préoccupation qui a sous-tendu l'ensemble de mes travaux, que le microphone et son étalonnage soient l'objet même de l'étude ou qu'il ne soit qu'un élément constitutif de la chaîne de mesure considérée. Le chapitre 3 de ce document est dédié à ce sujet, ainsi qu'aux activités et projets qui y sont liés.

A noter que pour chacun de ces trois aspects, les projets en cours, en préparation et envisagés sont également mentionnés. Ils représentent, pour la plupart, des prolongement et ouvertures de mes activités passées et actuelles vers différents domaines d'application pour lesquels une compréhension approfondie et adaptée des capteurs et systèmes de mesure acoustique est nécessaire.

Chapitre 1

Contributions à la métrologie des températures

La mesure de la température thermodynamique est une préoccupation de plus en plus présente en thermométrie mais aussi pour d'autres domaines, en particulier les mesures dimensionnelles ou d'humidité. L'intérêt de ce type de mesure primaire est d'accéder à la température d'un gaz sans faire appel à des thermomètres à contact.

Dans le cadre de la redéfinition du Système International d'unités, qui doit être adoptée lors par la 26ème Conférences Générales des Poids et Mesures en novembre 2018, la mise en œuvre de techniques de mesure de la température thermodynamique est une nécessité pour nombre de laboratoires de métrologie, certains d'entre eux ayant même contribué à cette redéfinition en participant aux efforts déployés en vue de réduire les incertitudes sur la valeur de la constante de Boltzmann, préalable indispensable à cette redéfinition du SI.

Pour ces différentes problématiques, la mesure de la vitesse du son dans un gaz a permis d'apporter des réponses pertinentes et très satisfaisantes jusqu'à présent, que l'application visée soit une expérience de laboratoire ou un système de mesure in situ.

1.1 Détermination de la constante de Boltzmann

1.1.1 Contexte : définition de l'unité de température

Depuis les 10ème et 11ème Conférences Générales des Poids et Mesures (CGPM), en 1954 et 1960, la définition de l'unité de température thermodynamique T, le kelvin, repose sur un point fixe fondamental : le point triple de l'eau dont la valeur exacte est fixée à $273,16$ K [12, 13]. Néanmoins, faire reposer la définition du kelvin sur un artefact dont la définition a varié dans le temps avec une incertitude non négligeable est peu satisfaisant à plusieurs titres. En effet, les températures générées dans les cellules au point triple de l'eau matérialisant ce point fixe sont sujettes à différents facteurs d'influence (pression effective dans la cellule, présence d'impuretés, composition isotopique de l'eau). Il en résulte que l'incertitude sur sa réalisation ne peut vraisemblablement être réduite au delà de 100 µK, ce qui est largement supérieur à la résolution des thermomètres actuels (de l'ordre de quelques µK). Par delà, cela implique que l'incertitude sur une unité de base du SI se trouve liée à celle de l'artefact et se répercute sur les unités qui en découlent.

Ainsi, la CPGM a-t-elle recommandé de redéfinir le Système International d'unités à partir de constantes fondamentales de la physique dont les valeurs seraient fixées de manière exacte.

Dans ce cadre, le kelvin doit être redéfini à partir d'une valeur fixée de la constante de Boltzmann k. Cependant il est nécessaire au préalable

— qu'une incertitude suffisamment faible soit obtenue sur la valeur de la constante de Boltzmann, soit inférieure à 1.10^{-6} en valeur relative,

— qu'un consensus international puisse être établi sur la base de résultats indépendants issus de différents laboratoires.

Jusqu'à présent, la dernière détermination notable de la constante des gaz parfaits R (reliée à k par la constante d'Avogadro) a été effectuée par le NIST en 1988 à l'aide d'une méthode acoustique en cavité fermée. Elle a conduit à la valeur actuellement fixée de la constante de Boltzmann, soit $k = 1,3806503(24).10^{-23}\mathrm{J.K}^{-1}$ avec une incertitude relative de $1,8.10^{-6}$.

Compte tenu des avancées techniques et théoriques effectuées depuis, cette méthode est apparue perfectible en vue d'une détermination de k avec l'incertitude de 1.10^{-6} requise. Pour cette raison, elle a été reprise et perfectionnée récemment par différents laboratoires de métrologie, avec cet objectif mais aussi pour la mesure de la température thermodynamique T (thermométrie primaire, cf § 1.2.1).

D'autres méthodes ont également été mises en œuvre pour la détermination de la constante de Boltzmann, en particulier par la mesure de la permittivité diélectrique d'un gaz [20] ou la largeur de raies d'absorption d'un laser dans un gaz [16]. Toutes ces méthodes ont été perfectionnées par plusieurs laboratoires de métrologie internationaux depuis 2006. L'objectif était de collecter plusieurs valeurs de k obtenues de manières indépendantes par différentes méthodes et différents laboratoires, ces valeurs devant servir de base pour le "Comité de données pour la science et la technologie" (CODATA) en vue de fixer une nouvelle valeur pour k avec une incertitude réduite.

Dans le cadre de ce projet, des méthodes acoustiques ont été développées en particulier au LCM, à l'INRiM et au NPL. J'ai pu participer, à un niveau plus ou moins élevé, aux avancées effectuées par chacun de ces laboratoires, qui ont finalement obtenus les incertitudes les plus faibles sur la valeur de k [59].

1.1.2 Méthode acoustique pour la détermination de la constante de Boltzmann

La vitesse du son u dans un gaz réel, de masse atomique m, est reliée à sa pression statique P et sa température T par une relation de la forme

$$u^2 = A_0(T) + A_1(T)P + A_2(T)P^2 + \dots, \tag{1.1a}$$

dont le premier coefficient est donné par

$$A_0(T) = \frac{\gamma kT}{m}, \tag{1.1b}$$

où γ désigne le rapport des capacités calorifiques à pression et à volume constants (égal à 5/3 pour un gaz monoatomique) ; et les $A_i(T)$ suivants peuvent être exprimés en fonction des coefficients du viriel en densité [54, 90].

Ainsi, afin de déterminer k, il s'agit ici de

— mesurer la vitesse du son u dans un gaz de masse atomique connue, dont la température est stabilisée à T_{tpw} =273, 16 K la température du point triple de l'eau, pour plusieurs valeurs de P (d'environ 50 kPa à 800 kPa selon les laboratoires) ;
— optimiser au sens des moindres carrés les coefficients d'un modèle de la forme (1.1a) à partir de ces données expérimentales. La valeur de k est alors déduite de la valeur du coefficient A_0 (1.1b).

La vitesse du son u peut être déterminée en mesurant les fréquences de résonance acoustiques $f_{\nu\eta}$ d'un gaz en cavité close de volume connu. En particulier pour une cavité sphérique de rayon moyen a et dans des conditions de propagation "idéales" (cf. infra), elle est donnée par

$$u = \frac{2\pi a f_{\nu\eta}}{z_{\nu\eta}} , \tag{1.2}$$

où $z_{\nu\eta}$ est la valeur propre du mode (ν, η), donnée par la η-ième racine de $j'_\nu(z) = 0$, $j_\nu(z)$ étant la fonction de Bessel sphérique d'ordre ν.

Ces méthodes acoustiques en cavités résonantes sont étudiées depuis plusieurs décennies principalement pour la mesure de propriétés physiques [55, 90] et de températures relatives de gaz [3, 54, 64].

Cependant, la valeur effectivement mesurée $f^{exp}_{\nu\eta}$ pour la fréquence de résonance s'éloigne significativement de la valeur de $f_{\nu\eta}$. Cet écart $\Delta f_{\nu\eta} = f^{exp}_{\nu\eta} - f_{\nu\eta}$ est lié à diverses perturbations par rapport à des conditions de propagation "idéales" (cavité parfaitement sphérique, gaz non dissipatif, parois uniformes et parfaitement réfléchissantes...) en jeu dans le résonateur acoustique. La relation (1.2) doit donc être réécrite :

$$u = \frac{2\pi a \left(f^{exp}_{\nu\eta} - \Delta f_{\nu\eta}\right)}{z_{\nu\eta}} , \tag{1.3}$$

où le terme correctif $\Delta f_{\nu\eta}$ doit être déterminé à partir de modèles physiques ou de connaissances empiriques des différentes sources de perturbations dans le résonateur.

1.1.3 Expériences mises en oeuvre au LCM et à l'INRiM

Étant données les exigences en terme d'incertitudes sur la valeur finale de k, de nombreux paramètres doivent être contrôlés dans le dispositif expérimental. Plusieurs points sont détaillés ci-dessous, en précisant certains choix effectués au LCM, à l'INRiM et au NPL.

a. Choix du gaz, contrôle de sa pureté, sa pression et sa température

Les gaz sélectionnés pour la détermination de k et la thermométrie acoustique sont l'hélium et l'argon, gaz monoatomiques dont les propriétés physiques sont connues *ab initio* [10, 21, 30, 54, 61]. L'hélium est, en général, préféré car ses propriétés physiques permettent d'obtenir des facteurs de qualité sur les résonances acoustiques plus élevés et des termes correctifs $\Delta f_{\nu\eta}$ plus faibles que dans l'argon. Cependant, ce gaz léger est aussi plus sensible que l'argon à la présence d'impuretés.

Le dispositif mis en œuvre au LCM pour le contrôle de la pression et de la pureté du gaz est décrit dans les références [A16] et [65], et reproduit Figure 1.1.

Afin de limiter les effets du dégazage des éléments constitutifs du dispositif expérimental, un débit de gaz permanent est introduit dans le résonateur acoustique pendant toute la durée

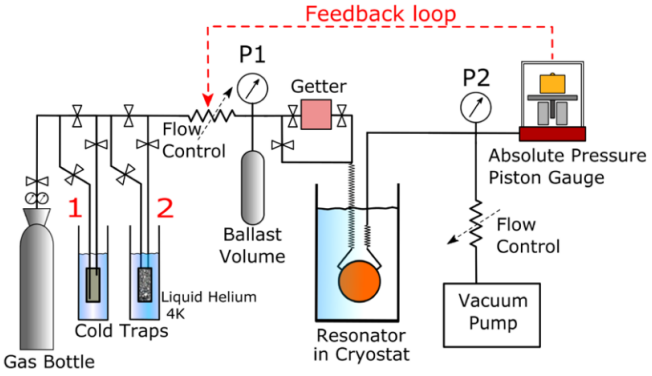

FIGURE 1.1 – Système de contrôle et régulation de pression et de purification du gaz dans le résonateur mise en œuvre au LCM [65].

des mesures. Dans la dernière expérience réalisée au LCM le seul gaz présent dans le résonateur est de l'hélium-4 avec des traces d'hélium-3 (composition isotopique exacte déterminée indépendamment) [A16].

Le maintien du dispositif expérimental à la température de travail de $273,16$ K est assuré par un bain thermostaté (Figure 1.2) et la température est contrôlée en différents points du résonateur par des thermomètres capsule à résistance de platine.

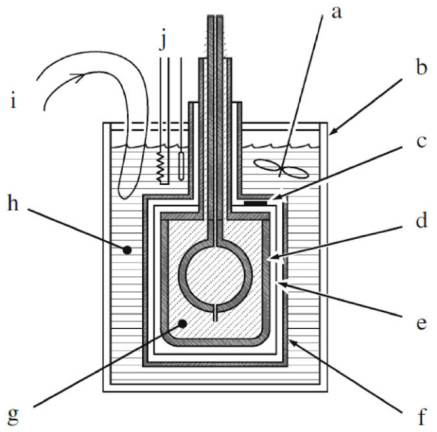

FIGURE 1.2 – Vue schématique du résonateur dans le thermostat [65, 66] : (a) agitateur, (b) dewar, (c) résistance chauffante, (d) enceinte close, (e) écran blindage, (f) enceinte sous vide, (g) He gazeux, (h) bain d'eau + éthylène glycol, (i) refroidisseur, (j) chauffage.

b. Forme, matériau et réalisation du résonateur acoustique

Le choix d'une forme intérieure sphérique pour la cavité utilisée permet d'optimiser les facteurs de qualité des résonances acoustiques. Pour des raisons pratiques, liées à la technique utilisée pour la mesure du volume interne de la cavité (cf. § 1.1.3.c.), il est nécessaire cependant d'introduire des écarts contrôlés à une sphéricité parfaite. Ainsi, les cavités résonantes utilisées

par le LCM, l'INRiM et le NPL ont-elles la forme intérieure d'un ellipsoïde triaxial caractérisée par le rayon a d'une sphère de volume équivalent (de 50 mm à 90 mm selon les résonateurs), et les déformations relatives selon deux directions ε_1 et ε_2 (de l'ordre de 10^{-3}).

Plus le volume du résonateur est grand, plus les effets de différentes sources de perturbations sur le champ acoustique sont réduits (cf. § 1.1.4). Cependant, cela augmente le temps de thermalisation du système.

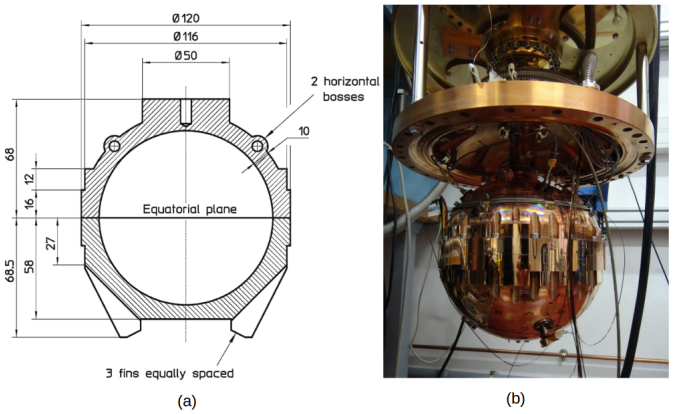

FIGURE 1.3 – Résonateurs quasi sphériques en cuivre utilisés au LCM pour la détermination de k. (a) Plan en coupe et cotes d'un résonateur de 50 mm de rayon [66]. (b) Résonateur de de 90 mm de rayon [A16]

Les résonateurs utilisés pour les dernières déterminations de la constante de Boltzmann (Fig. 1.3) comportent deux hémisphères en cuivre (choisi pour ses conductivités thermique et électrique), assemblés à l'équateur par des vis. La surface interne doit avoir un fini miroir afin de limiter les effets dissipatifs liés à la rugosité des parois. La seule technique permettant d'obtenir cela tout en contrôlant la forme est l'usinage diamant.

c. Détermination de la forme et du volume du résonateur

Les machines à mesures tridimensionnelles permettent un contrôle direct des dimensions du résonateur [67]. Il est cependant nécessaire de mesurer en temps réel le volume du résonateur assemblé qui dépend de la température. La technique sélectionnée pour ce faire repose sur la mesure de fréquences de résonance électromagnétiques du gaz dans la cavité, reliées au rayon moyen a par

$$a = \frac{c}{2\pi\sqrt{\epsilon}} \frac{Z_{NH}}{F_{NH}^{exp} - \Delta F_{NH}}\,, \tag{1.4}$$

où c et ϵ sont respectivement la vitesse de la lumière et la permittivité diélectrique dans le gaz, Z_{NH} est la valeur propre du mode (N, H), F_{NH}^{exp} la fréquence de résonance mesurée pour ce mode et ΔF_{NH} un terme correctif tenant compte des effets de la pénétration des ondes dans la paroi et de perturbations liées à la présence des transducteurs acoustiques.

En pratique, les micro-ondes (1 à 10 GHz) sont générées et mesurées dans le résonateur par des antennes affleurant à la paroi [A14,A16]. Les modes étudiés peuvent-être des modes transverses électriques (TE) et/ou transverses magnétiques (TM), pour $N = 1$ (modes trois fois dégénérés). Dans un tel résonateur, de petits écarts inévitables à une sphéricité parfaite (forme,

défauts en paroi) suffisent à lever la dégénérescence de ces modes, rendant leur détection difficile et peu précise. La forme d'ellipsoïde triaxial adoptée pour les cavités résonantes sélectionnée (§ 1.1.3.b.) a pour but de lever cette dégénérescence d'une manière contrôlée. Finalement, les propriétés de résonance électromagnétiques de la cavité peuvent être mesurée avec une incertitude relative de l'ordre de 10^{-9}.

d. Mesure des propriétés de résonance acoustiques du gaz en cavité

Les transducteurs utilisés généralement pour générer et mesurer le champ acoustique dans le résonateur sont des microphones capacitifs 1/4" Brüel & Kjær ou GRAS placés affleurant à la paroi du résonateur.

Les modes de résonance acoustiques étudiés ici sont des modes radiaux ($\nu = 0$) en raison de leur facteur de qualité élevé (modes non sujets à des effets visqueux dans les couches limites). La fréquence de résonance f_0 et la largeur à mi-hauteur g de chacun de ces modes sont déterminées en mesurant la réponse du résonateur à plusieurs fréquences f autour de la fréquence de résonance étudiée, à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone. Les résultats alors obtenus sont utilisés pour optimiser au sens de moindres carrés (par un algorithme de minimisation de Levenberg-Marquardt) les coefficients d'une fonction de la forme [50]

$$H(f) = \frac{(a_1 + \mathrm{j}\, a_2) f}{2 g f_0 + \mathrm{j}\,(f^2 - f_0^2 + g^2)} + b_1 + \mathrm{j}\, b_2 + (c_1 + \mathrm{j}\, c_2) f\,. \tag{1.5}$$

Les valeurs de f_0 et g sont ainsi accessibles pour différents modes radiaux avec une incertitude relative inférieure à 10^{-6}.

A noter que certains modes radiaux sont très proches en fréquence de modes azimutaux, ce qui augmente les incertitudes associées aux résultats de cet ajustement. Ce phénomène peut être limité dans une certaine mesure en plaçant le capteur sur un nœud de pression d'un de ces principaux modes.

1.1.4 Champ acoustique dans le résonateur

La théorie mise au point en 1988 pour le calcul des termes correctifs $\Delta f_{\nu\eta}$ de l'équation (1.3) repose sur les équations fondamentales de l'acoustique en fluide dissipatif [55, 57, 58, 78] pour le champ acoustique dans la cavité, en régime harmonique, la fréquence du signal émis par la source étant une fréquence de résonance du système. Cette théorie repose sur plusieurs hypothèses simplificatrices que j'avais en charge de reprendre à la base, et compléter le cas échéant, dans le cadre de la nouvelle détermination de k, ce qui a constitué l'essentiel de ma contribution à ce projet.

Après un rappel des équations fondamentales de l'acoustique utilisées ici, les hypothèses remises en question sont abordées, notamment le fait que

— les effets de certaines perturbations sont modélisés à l'ordre le plus bas,
— le champ acoustique excité à la fréquence de résonance d'un mode est supposé avoir une répartition spatiale imposée par ce mode uniquement (couplages intermodaux négligés),
— toutes les perturbations agissent indépendamment les unes des autres (couplages entre perturbations négligés).

a. Équations fondamentales de l'acoustique en fluide thermovisqueux

L'amplitude du mouvement acoustique dans le domaine étudié est suffisamment faible pour pouvoir en linéariser les équations. Les variables décrivant l'état dynamique et thermodynamique du fluide sont l'écart instantané de pression p, la vitesse particulaire $\vec{v}$, l'écart instantané de température τ.

Les propriétés du fluide sont décrites par les coefficients de viscosité de cisaillement μ et de volume η, le coefficient de conduction thermique λ, les chaleurs massiques par unité de masse à pression constante et à volume constant C_p et C_v, et leur rapport γ, le taux d'accroissement de pression par unité d'accroissement de température à volume constant $\hat{\beta} = (\partial P/\partial T)_V$.

En l'absence de sources dans le domaine (celles-ci sont situées en parois), les équations linéaires homogènes gouvernant le mouvement du fluide sont [6] :

— l'équation de Navier-Stokes

$$\frac{1}{u}\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0 u}\vec{\nabla} p = \ell_v \vec{\nabla}\vec{\nabla}.\vec{v} - \ell'_v \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{v}, \tag{1.6}$$

où $\ell_v = \dfrac{1}{\rho_0 u}\left(\dfrac{4}{3}\mu + \eta\right)$ et $\ell'_v = \dfrac{\mu}{\rho_0 u}$ sont des longueurs caractéristiques visqueuses ;

— l'équation de conservation de la masse

$$\rho_0 u \vec{\nabla}.\vec{v} + \frac{\gamma}{u}\frac{\partial}{\partial t}(p - \hat{\beta}\tau) = 0\,; \tag{1.7}$$

— l'équation de Fourier pour la conduction de la chaleur

$$\left(\frac{1}{u}\frac{\partial}{\partial t} - \ell_h \Delta\right)\tau = \frac{\gamma - 1}{\hat{\beta}\gamma}\frac{1}{u}\frac{\partial p}{\partial t}\,, \tag{1.8}$$

où $\ell_h = \lambda/(\rho_0 u C_P)$ désigne une longueur caractéristique de diffusion thermique.

En écrivant la vitesse particulaire $\vec{v}$ comme la somme d'un champ de vitesse tourbillonnaire $\vec{v}_v$ (indivergeant) et d'un champ de vitesse laminaire $\vec{v}_l$ (irrotationnel) et en négligeant les couplages entre ces deux champs de vecteurs dans le volume du domaine, les équations (1.6-1.8) conduisent alors au système d'équations suivant :

$$\frac{1}{u}\frac{\partial \tau}{\partial t} - \frac{\rho_0 u}{\gamma\hat{\beta}}\vec{\nabla}.\vec{v}_l = \frac{1}{\hat{\beta}}\frac{1}{u}\frac{\partial p}{\partial t}\,, \tag{1.9a}$$

$$\left(\frac{1}{u}\frac{\partial}{\partial t} - \ell_h \Delta\right)\tau = \frac{\gamma - 1}{\hat{\beta}\gamma}\frac{1}{u}\frac{\partial p}{\partial t}\,, \tag{1.9b}$$

$$\left(\frac{1}{u}\frac{\partial}{\partial t} - \ell_v \Delta\right)\vec{v}_l = -\frac{1}{\rho_0 c_0}\vec{\mathrm{grad}}\, p\,, \tag{1.9c}$$

$$\left(\frac{1}{u}\frac{\partial}{\partial t} - \ell'_v \Delta\right)\vec{v}_v = \vec{0}\,. \tag{1.9d}$$

Par ailleurs, la variation de température peut-être écrite comme la somme d'une température acoustique τ_a et entropique τ_h, solutions respectives de l'équation de propagation

$$\left[\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \left(1 + \ell_{vh}\frac{1}{c_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)\Delta\right]\tau_a \approx 0\,, \tag{1.10}$$

où $\ell_{vh} = \ell_v + (\gamma - 1)\ell_h$, et de l'équation de diffusion (à l'ordre 1 des longueurs caractéristiques)

$$\left[\frac{1}{c_0}\frac{\partial}{\partial t} - \ell_h \Delta\right] \tau_h \approx 0 \,. \tag{1.11}$$

Pour un mouvement harmonique $\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$ dans le domaine D, les équations (1.10) et (1.11) conduisent à

$$(\Delta + k_a^2)\tau_a(\vec{r}, t) = 0 \qquad \text{et} \qquad (\Delta + k_h^2)\tau_h(\vec{r}, t) = 0 \qquad \forall \vec{r} \in D \,, \forall t \,, \tag{1.12}$$

avec

$$k_a^2 \approx \frac{k_0^2}{1 + \mathrm{j}\, k_0 \ell_{vh}} \approx k_0^2[1 - \mathrm{j}\, k_0 \ell_{vh}] \,, \qquad \text{et} \qquad k_h^2 \approx -\frac{\mathrm{j}\, k_0}{\ell_h}\,[1 - \mathrm{j}\, k_0(\gamma - 1)(\ell_v - \ell_h)] \,, \tag{1.13}$$

$k_0 = \omega/u$ étant le nombre d'onde adiabatique.

Le champ de pression $p = p_a + p_h$ et le champ de vitesse laminaire $\vec{v}_l = \vec{v}_a + \vec{v}_h$ satisfont également ces équations, mais sont aussi reliées à la variation de température par les relations

$$p_a \approx \frac{\gamma\hat{\beta}}{\gamma - 1}\,(1 - \mathrm{j}\, k_0 \ell_h)\,\tau_a \,, \qquad \text{et} \qquad p_h \approx \mathrm{j}\, k_0 \gamma \hat{\beta}(\ell_v - \ell_h)\tau_h << p_a \,, \tag{1.14}$$

et

$$\vec{v}_a \approx \frac{\mathrm{j}}{\rho_0 c_0}\,\frac{\gamma\hat{\beta}}{\gamma - 1}\,[1 + \mathrm{j}\, k_0(\ell_v - \ell_h)]\vec{\mathrm{grad}}\,\tau_a \,, \qquad \text{et} \qquad \vec{v}_h \approx \frac{\gamma\hat{\beta}}{\gamma - 1}\,\ell_h\,\vec{\mathrm{grad}}\,\tau_h \,, \tag{1.15}$$

Enfin, l'équation de diffusion (1.9d) pour le champ de vitesse tourbillonnaire $\vec{v}_v$ (indivergeant) est ici écrite

$$(\Delta + k_v^2)\vec{v}_v(\vec{r}, t) = \overrightarrow{0} \qquad \forall \vec{r} \in D \,, \forall t \,, \tag{1.16a}$$

avec

$$k_v^2 = -\frac{\mathrm{j}\, k_0}{\ell'_v} \,. \tag{1.16b}$$

b. Effets thermiques et visqueux dans les couches limites

Les effets thermovisqueux dans et hors couches limites constituent les perturbations les plus importantes sur les propriétés de résonance acoustiques mesurées en cavité (de l'ordre de quelques 10^{-4} en valeurs relatives). Un soin tout particulier doit donc être apporté à leur modélisation et au calcul des corrections associées.

Pour ce faire, il est nécessaire de poser les conditions aux frontières du domaine D décrit ici par les coordonnées (n, w_1, w_2), n étant la coordonnée normale à la paroi (dirigée vers l'intérieur, $n = s$ sur la paroi) et $\overrightarrow{w} = (w_1, w_2)$ les coordonnées tangentes à la paroi (Fig. 1.4). Les conditions aux frontières (en $n = s$) associées aux équations (1.9a-d) doivent tenir compte

— d'une condition de non-glissement ($\vec{v}_{\overrightarrow{w}} = \overrightarrow{0}$)
— de la continuité de la vitesse particulaire normale v_n ($v_n = 0$ en l'absence de source ici)
— de la continuité des températures et des flux de chaleur, compte tenu de la conductivité thermique de la paroi et d'effets de saut de température (cf. infra).

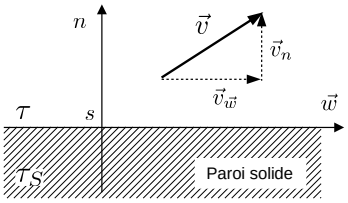

FIGURE 1.4 – Ecart instantané de température et vitesse particulaire au voisinage d'une paroi rigide

En gaz peu denses, le libre parcours moyen est plus grand ce qui peut avoir une influence non négligeable sur les échanges de chaleur entre le gaz et la paroi, qui se traduit en pratique à la frontière par un écart entre la température du gaz et celle de la paroi, cet écart étant lié au flux de chaleur normal à celle-ci [18]. Dans les méthodes acoustiques mises en œuvre pour la détermination de la constante de Boltzmann et pour la thermométrie, cet effet est significatif sur les mesures en basses pressions statiques, il est donc nécessaire d'en tenir compte dans les modèles physiques associés.

Ainsi, la continuité des températures sur la paroi s'écrit

$$\tau(s, \overrightarrow{w}) = \tau_S(s, \overrightarrow{w}) + \Delta\tau_j \,, \quad \forall \overrightarrow{w} \,, \tag{1.17}$$

où τ_S est la variation de température dans la paroi solide et $\Delta\tau_j$ le saut de température, donné par

$$\Delta\tau_j = -l_a \left(\frac{\partial \tau}{\partial n}\right)_{n=s} \tag{1.18}$$

l_a étant appelée la longueur d'accommodation thermique. Elle est déterminée d'après la théorie cinétique des gaz comme étant inversement proportionnelle à la pression statique P du gaz et fortement dépendant de la nature du gaz et de la paroi, ainsi que de l'état de surface de celle-ci. Ainsi, ce paramètre demeure difficilement calculable en pratique avec une incertitude suffisante.

D'autre part, la continuité des flux de chaleur en $n = s$ implique

$$\lambda \left(\frac{\partial \tau}{\partial n}\right)_{n=s} = \lambda_S \left(\frac{\partial \tau_s}{\partial n}\right)_{n=s} \,, \qquad \forall \overrightarrow{w} = (w_1, w_2) \,, \tag{1.19}$$

où λ_S est la conductivité thermique de la paroi.

Le flux thermique tangent à la paroi étant négligeable, la solution τ_S de l'équation de diffusion thermique dans la paroi, pour un mouvement dirigé à l'intérieur du domaine, doit satisfaire l'équation

$$\left[\frac{\partial}{\partial n} + \sqrt{\frac{\mathrm{j}\,\omega\,\rho_S C_S}{\lambda_S}}\right] \tau_S(n) = 0 \,, \tag{1.20}$$

C_S étant la chaleur massique de la paroi.

Finalement, les relations (1.17-1.20) conduisent à

$$\left[1 + (l_a + L_h)\frac{\partial}{\partial n}\right] \tau(n, \overrightarrow{w}) = 0 \,, \quad \text{pour } n = s \,, \quad \forall \overrightarrow{w} \,, \tag{1.21}$$

où $L_h = \lambda/\sqrt{\mathrm{j}\,\omega\,\rho_S C_S \lambda_S}$.

La résolution du problème (1.12,1.21) pour la température, conjointement aux équations (1.15,1.16a) associées aux conditions aux frontières citées plus haut sur la vitesse particulaire, dans un domaine sphérique de rayon a (grand devant l'épaisseur des couches limites visqueuses et thermiques), conduit à une expression du nombre d'onde acoustique k_a incluant conjointement

— les effets thermiques et visqueux dans le volume et dans les couches limites (à l'ordre 1 des longueurs caractéristiques visqueuses et thermiques)
— les effets liés à la conductivité thermique de la paroi
— les effets du saut de température au voisinage de celle-ci.

A noter que l'expression des effets liés au saut de température consiste finalement en un terme additif inversement proportionnel à la pression statique.

Pour la dernière détermination de la constante de Boltzmann au LCM, effectuée avec un résonateur en cuivre et de "grand volume" (rayon d'environ 90 mm), dans le calcul des effets thermiques et visqueux dans le résonateur, les termes d'ordre supérieur des longueurs caractéristiques, ainsi que ceux liées à la conduction thermique de la paroi se sont révélés négligeables, ce qui n'était pas forcément le cas des détermination effectuées dans des résonateurs plus petits et/ou réalisés en acier [A9][65, 66].

D'autre part, les erreurs inévitables sur le calcul des effets du saut de température entraînent des incertitudes importantes sur la détermination de la vitesse du son (1.3) et des coefficients de son développement du viriel (1.1). Ainsi, il a été choisi de tenir compte de cet effet, non pas dans l'expression des corrections $\Delta f_{\nu\eta}$ à apporter aux fréquences de résonance mesurées dans la cavité, mais par un terme additif de la forme A_{-1}/P_0 dans la fonction d'interpolation (1.1) dont le coefficient A_{-1} est alors un terme supplémentaire à déterminer par la procédure d'optimisation.

c. Modélisation globale du champ acoustique en cavité perturbée

Dans les travaux précédents [56], les effets sur le champ acoustique des différentes sources de perturbations dans le résonateur sont calculés séparément et sommés pour obtenir les termes correctifs $\Delta f_{\nu\eta}$ nécessaires dans l'expression (1.3) pour calculer la vitesse du son, ainsi que des prévisions pour les largeurs à mi-hauteur $g_{\nu\eta}$.

Ainsi, jusqu'à présent, aucune modélisation du champ acoustique global n'avait été proposée, exprimant l'effet de toutes ces sources de perturbation ensemble sur le champ acoustique, ces effets étant supposés ne pas interagir entre eux et ne pas générer de couplages de modes. Afin vérifier la validité de cette hypothèse, une modélisation globale du champ acoustique en cavité quasi sphérique, en fluide thermovisqueux avec des perturbations localisées en paroi a été élaborée. Elle repose sur une formulation intégrale du problème aux limites et un développement du champ de pression sur la base des fonctions propres sphériques [A6]. Une telle modélisation doit conduire, en outre, à une meilleure compréhension du champ acoustique en cavité perturbée, utile en phase de conception de dispositifs expérimentaux.

Dans le développement analytique proposé ici, le champ acoustique dans la cavité "déformée" aux parois "perturbées" (domaine $\mathcal{D}$, limité par la surface $\mathcal{S}$) est exprimé comme un développement sur la base des modes propres d'une cavité "régulière" décrite dans un espace séparable (domaine $\mathcal{D}_r$ limité par la surface $\mathcal{S}_r$), qui englobe l'espace "perturbé" (Figure 1.5).

La pression acoustique dans l'espace perturbé satisfait au problème suivant, comprenant

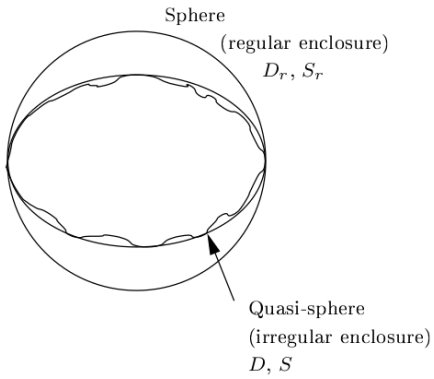

FIGURE 1.5 – Domaines sphérique et quasi sphérique aux conditions aux frontières irrégulières.

l'équation de propagation (1.12) et des conditions aux frontières avec une source de paroi en régime harmonique $\sigma(\vec{r})$, qui prennent la forme :

$$(\Delta + k_a^2)p(\vec{r}) = 0\,, \quad \text{dans } \mathcal{D}\,, \tag{1.22a}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial n} + \mathrm{j}\, k_0 \zeta(\vec{r})\right] p(\vec{r}) = \sigma(\vec{r})\,, \quad \text{sur } \mathcal{S}\,, \tag{1.22b}$$

où $\dfrac{\partial}{\partial n}$ est la dérivée normale par rapport à la paroi, dirigée ici vers l'extérieur, et $\zeta(\vec{r})$ est l'admittance spécifique de paroi qui peut exprimer les effets visqueux et thermiques dans les couches limites et tous types de discontinuités et perturbations en paroi du résonateur (tubes, fentes, transducteurs, rugosités...).

La solution pour le champ de pression $p(\vec{r})$ est écrit sous la forme d'un développement sur la base de fonctions propres sphériques $\psi_q(\vec{r}) = \psi_{\nu\mu\eta}(\vec{r})$ du domaine sphérique régulier $\mathcal{D}_r$, satisfaisant des conditions de Neumann sur les frontières $\mathcal{S}_r$ du domaine.

Le champ de pression $p(\vec{r})$ est alors écrit

$$p(\vec{r}) = \sum_q c_q \psi_q(\vec{r})\,. \tag{1.23}$$

Finalement, en multipliant l'équation (1.22a) par la fonction propre $\psi_q(\vec{r})$, en intégrant sur tout le domaine perturbé $\mathcal{D}$ et en faisant usage du théorème de Green, il vient

$$\sum_q c_q \left[(k_m^2 - k_a^2)N_{mp} + A_{mp} + E_{mp}\right] = S_m\,, \tag{1.24}$$

avec

$$N_{mq} = \iiint_{\mathcal{D}} \psi_q(\vec{r})\psi_m(\vec{r})\,\mathrm{d}\mathcal{D}\,, \qquad A_{mq} = \iint_{\mathcal{S}} \psi_q(\vec{r})\frac{\partial}{\partial n}\psi_m(\vec{r})\,\mathrm{d}\mathcal{S}\,, \tag{1.25a}$$

$$E_{mq} = \iint_{\mathcal{S}} \mathrm{j}\, k_0 \zeta(\vec{r})\psi_q(\vec{r})\psi_m(\vec{r})\,\mathrm{d}\mathcal{S}\,, \qquad S_m = \iint_{\mathcal{S}} \sigma(\vec{r})\psi_m(\vec{r})\,\mathrm{d}\mathcal{S}\,, \tag{1.25b}$$

expression équivalente à la relation matricielle suivante, où $[k^2N]$ est une matrice d'éléments $k_m^2 N_{mq}$,

$$\left([k^2N] - k_a^2[N] + [A] + [E]\right)[C] = [S]\,. \tag{1.26}$$

Dans cette équation, la matrice $[N]$ exprime l'effet sur le champ acoustique des couplages de modes liés à la profondeur de la déformation, la coordonnée radiale de la cavité dépendant des angles θ et φ en coordonnées sphériques. La matrice $[A]$ exprime l'influence sur le champ acoustique de la pente de la déformation, la normale à la paroi dépendant aussi de θ et φ. La matrice $[E]$ exprime les effets sur le champ acoustique des perturbations sur la paroi. Le vecteur $[S]$ exprime les effets de la source acoustique positionnée sur la paroi du résonateur.

Finalement, la matrice $[k^2N] - k_a^2[N] + [A] + [E]$ dans l'équation (1.26) inclut des termes de couplage entre différents modes, alors que le second membre implique les seuls modes générés par la source. Cette équation permet alors d'écrire le vecteur $[C]$ des coefficients du développement (1.23) pour le champ de pression p, qui peut alors être calculé pour toute fréquence et en tout point du résonateur.

L'expression (1.26) est cohérente avec la démarche proposée précédemment pour déterminer les valeurs propres acoustiques d'une cavité quasi sphérique sans défaut en paroi [47, 49, 51]. Cette précédente démarche, qui utilisait le formalisme général de Morse et Feshbach [57], ne considérait que le problème au valeurs propres et ne permettait donc pas d'écrire le champ acoustique dans la cavité. Il consistait en fait à déterminer les valeurs propres de la matrice $[k^2N] - k_a^2[N] + [A]$ où les termes non diagonaux de $[N]$ étaient négligés (effets de la déformation "de volume" supposés négligeables). Ces valeurs propres étaient ensuite utilisées dans l'expression (1.3) pour tenir compte de la forme réelle de la cavité. Ainsi, cette première approche ne permettait pas de tenir compte des couplages entre les différentes perturbations, ni de calculer le champ acoustique en tout point de la cavité, celui-ci étant supposé avoir la forme de la fonction propre du mode sollicité à la fréquence d'excitation, ce qui n'est pas tout à fait le cas en pratique, en raison de la proximité des modes acoustiques entre eux et de couplage modaux.

A titre d'exemple, notre nouvelle modélisation a été appliquée sur la configuration pratique précédemment utilisée par le NIST [56] : une cavité sphérique de rayon 80 mm, remplie d'argon avec seulement deux microphones en paroi, la source étant située en $(\theta = \pi, \varphi = 0)$ et le capteur en $(\theta = \pi/2, \varphi = 3\pi/4)$. Des projections cartographiques de l'amplitude du champ acoustique en paroi pour le mode radial (0,5) à deux pressions statiques sont représentées Figure 1.6.

Alors que la fréquence d'excitation choisie ici est celle d'un mode radial, le modèle met en évidence des non-uniformités du champ acoustique. Les variations dans la répartition spatiale de p les plus importantes sont observées aux basses pressions statiques (variations relatives de l'amplitude de plus de 50 % contre environ 7 % pour les plus hautes pressions). Elles sont liées aux modes azimutaux voisins du mode (0,5), dont les pics de résonance sont larges (les facteurs de qualités étant bas dans ces conditions). Aux plus hautes pressions, les modes acoustiques sont plus résolus et ces effets se trouvent atténués. Cependant, les effets des couplages modaux générés par la présence du capteur en paroi sont également visibles Figure 1.6.

Ainsi, le modèle proposé ici permet de prévoir la répartition spatiale du champ acoustique en cavité sphérique avec des éléments localisés en paroi, compte tenu d'effets thermiques et visqueux. Il a été utilisé lors de la conception de résonateur acoustiques afin de déterminer des positions optimales pour les petits éléments à placer en paroi (cf. § 1.1.4.d.).

Cependant, le développement modal proposé ici, appliqué à une géométrie quasi sphérique (ellispoïde triaxial) a une convergence trop lente pour donner des résultats satisfaisants ici. De

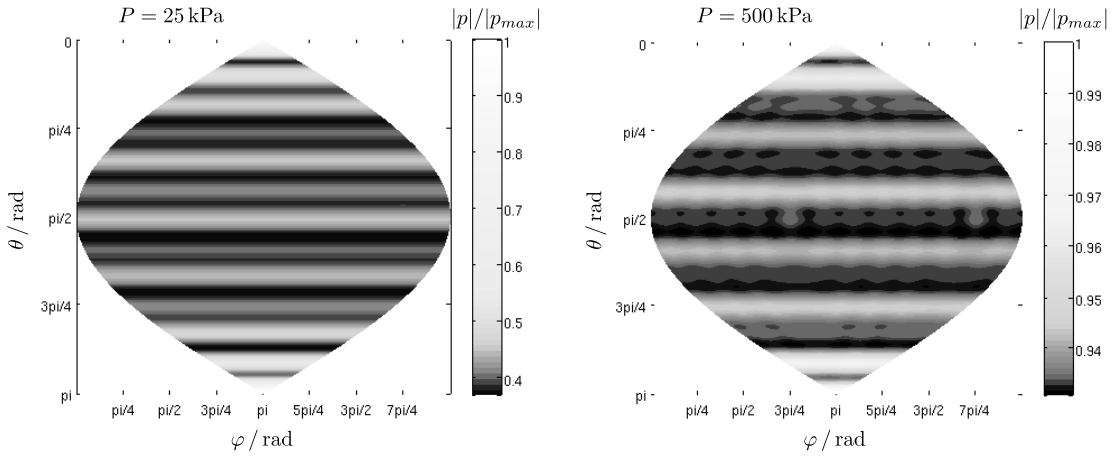

FIGURE 1.6 – Répartition du champ acoustique en paroi d'un résonateur sphérique rempli d'argon à 273, 16 K : projections cartographiques pour le mode (0,5) [A6].

plus, il est apparu en pratique que les effets des couplages intermodaux dans les résonateurs acoustiques utilisés au LCM, à l'INRiM et au NPL sont négligeables devant ceux des sources d'erreurs les plus importantes (cf. § 1.1.6). Il était, quoi qu'il en soit, nécessaire de clarifier ce point dans le cadre d'un projet tel que celui-ci, où l'exactitude requise implique de reprendre à la base bon nombre des hypothèses simplificatrices usuelles. Par la suite, ces travaux pourront être mis à contribution, par exemple, pour le développement de méthodes acoustiques similaires dans des résonateurs de petite taille tels qu'envisagés pour la thermométrie acoustique.

En parallèle, des travaux de modélisation numérique prenant en compte les effets viscothermiques en cavité sphérique et présentant une déformation axisymétrique ont été effectués au LAUM dans le cadre d'un contrat de collaboration avec le LNE [22, 33, 34].

d. Sources de perturbation localisées en paroi

De petits éléments nécessaires à la mesure se trouvent localisés en paroi du résonateur. Leurs effets sur les propriétés de résonance du champ acoustique en cavité dépendent de leur admittance d'entrée et de leur surface [55]. Ainsi, les choix techniques effectués sur les différentes expériences pour la détermination de k ont eu pour but de réduire ces deux paramètres. Cependant, le comportement acoustique des éléments dont l'effet reste significatif doit être modélisé finement.

De manière générale, sur les différentes expériences mises en œuvre en thermométrie acoustique et pour la détermination de k, les éléments localisés affleurant à la paroi du résonateur et impliquant de potentielles perturbations sont :

— les antennes micro-ondes amenées en parois par un trou : elles sont noyées dans de la résine qui ne perturbe pas les mesures électromagnétiques et n'ont donc pas d'effet sur le champ acoustique ;
— la jonction des hémisphères (constituant la cavité) formant une fente annulaire fine et fermée : son effet est rendu négligeable grâce à qualité de la réalisation du plan de joint ;
— plusieurs tubes cylindriques fins, dédiés à l'arrivée et sortie du gaz ;
— les deux transducteurs acoustiques (source et capteur).

Pour les expériences réalisées ces dernières années au NPL, à l'INRiM et au LCM, seuls les deux derniers types d'éléments gardent une influence significative sur le champ acoustique dans le résonateur et ont dû faire l'objet d'une attention particulière.

Les tubes cylindriques pour les arrivée et sortie de gaz et le contrôle de pression doivent nécessairement rester ouverts en cours de mesure (§ 1.1.3.a). Leur effet sur le champ acoustique dans le résonateur augmente avec leur rayon et il est d'autant plus important que les modes de résonance étudiés sont eux-même proches de résonances de l'un ou l'autre tube.

L'utilisation de tubes à changements de section (section plus petite en paroi) et longs est un moyen employé précédemment au LCM [66], mais aussi à l'INRiM dans son expérience, comme représenté Figure 1.7 [A14].

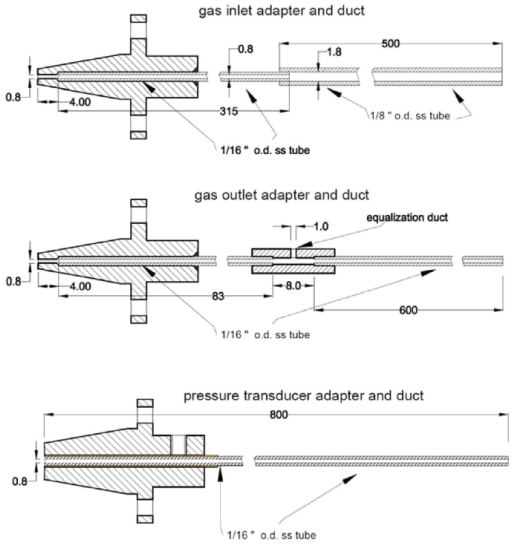

FIGURE 1.7 – Adaptateurs et tubes de débit de gaz (entrée et sortie) et de mesure de pression (modèles utilisés à l'INRiM) [A14].

Si la modélisation du comportement acoustique de tubes à changements de section a déjà été largement traité dans la littérature et ne présente pas de difficulté [35, 42, 83, 102], cependant, dans de tels montages, la réalisation mécanique des jonctions est une source d'erreurs importantes soit par l'introduction d'impuretés (copeaux, poussières) obstruant partiellement les tubes et en modifiant ainsi le rayon localement, soit parce qu'elle implique des imprécisions sur les longueurs des différentes sections de tubes.

Finalement, pour sa dernière détermination de la constante de Boltzmann [A16], le LCM a simplement choisi d'utiliser deux tubes cylindriques d'environ $0,5$ mm de rayons, et 6 m et 88 mm de longueurs respectives. Ainsi, l'effet des tubes sur le champ acoustique demeure significatif (de l'ordre de quelques 10^{-6}) mais ces dimensions étant facilement contrôlables, le calcul des termes correctifs associés est fiable au regard des résultats expérimentaux. Finalement, dans l'incertitude totale sur k, la contribution des perturbations associées aux tubes n'est que de $0,09.10^{-6}$.

Les autres éléments présents en paroi du résonateur pour la mesure de k sont des **microphones capacitifs** 1/4" Brüel & Kjær ou GRAS car ils présentent le meilleur compromis entre dimensions, robustesse, bande passante et sensibilité. Des transducteurs piézoélectriques ont

pu être utilisés dans certaines expériences de thermométrie acoustique. Si ils présentent l'avantage d'avoir une admittance d'entrée très faible, ils ne peuvent être employés comme sources acoustiques car ils chauffent alors ponctuellement la coque du résonateur, et leur sensibilité en réception est faible.

Pour la détermination de k de 1988 au NIST, l'admittance d'entrée des microphones était calculée en réduisant leur comportement à une souplesse équivalente [56], ce qui n'est pas suffisant, considérant que selon les dimensions du résonateur et le gaz utilisé, les fréquences de travail peuvent se trouver proches de la résonance du microphone.

Ainsi, un modèle plus complet, disponible dans la littérature, a été proposé pour calculer l'admittance d'entrée des microphones utilisés [8]. A noter cependant que ce modèle, comme les autres disponibles [83, 100], n'ont été validés en général qu'en conditions atmosphériques. Or, les conditions expérimentales utilisées ici sont assez différentes des conditions d'utilisation normales de tels microphones : hélium ou argon, à la température du point triple de l'eau, à des pressions variant de 50 kPa à 800 kPa, et avec application d'un tension de polarisation inférieure à 200 V (afin d'éviter des phénomènes d'arc électriques favorisés en gaz légers et à basses pressions). Un travail de caractérisation du comportement de microphones capacitifs dans ces conditions expérimentales spécifiques a donc été effectué et a démontré la validité des modèles utilisés [A5] (cf. § 3.2). Cependant, la connaissance de valeurs suffisamment précises pour les propriétés mécaniques de la membrane et les dimensions de la structure interne d'un microphone capacitif assemblé demeure un facteur limitant ici pour le calcul de son admittance d'entrée. Dans la dernière détermination de k effectuée au LCM, les termes correctifs associés restent petits (de l'ordre de 10^{-6}), mais l'incertitude sur ceux-ci est une des contributions majeures à l'incertitude totale sur la valeur de k [A16].

e. Caractérisation expérimentale des effets vibroacoustiques dans le résonateur

Les amplitudes acoustiques en jeu ici étant élevées, il a été observé expérimentalement qu'elles sont suffisantes pour entraîner en vibration la coque de la cavité, et constituer une perturbation non négligeable du champ acoustique si la structure se trouve excitée au voisinage d'un de ses modes de résonance radiaux [56]. L'effet sur les modes de résonance acoustiques est identifiable en observant les valeurs des largeurs à mi-hauteur : celles-ci sont significativement plus élevées que celles prévues par les modèles.

Une modélisation simplifiée d'une coque sphérique d'épaisseur uniforme a été proposée précédemment afin de prévoir l'influence de ces couplages fluide/structure sur le champ acoustique et ses propriétés de résonance [48]. Cependant, la structure réelle du résonateur est beaucoup plus complexe (Fig. 1.3). Des travaux de modélisation par éléments finis du comportement vibratoire de cette structure ont été mis en œuvre par le passé [22] et ont mis en évidence les limites de ce modèle analytique simplifié. Il apparaît finalement que chaque résonateur présente un comportement vibroacoustique bien spécifique, dont la compréhension passe nécessairement par une caractérisation expérimentale.

La méthode employée par le NIST en 1988 a été d'exciter la structure en vibration ponctuellement à l'aide d'un transducteurs piézoélectrique et de mesurer sa réponse avec une pointe de phonographe [56]. D'autres tentatives de caractérisation ont été effectuées au LCM à l'aide d'un marteau d'impact et d'accéléromètres. Aucune de ces méthodes n'ont cependant donné de résultats exploitables. En effet, dans ces méthodes, la structure n'est sollicitée que mécaniquement, or dans l'expérience pour la détermination de k, les effets perturbateurs observés sur les

fréquences de résonance résultent d'un couplage fluide/structure, où la coque est entraînée par le champ acoustique, excité à la résonance d'un mode radial, ce qui est une forme de sollicitation bien différent. Il est donc nécessaire de caractériser le couplage fluide/structure au voisinage de résonances acoustiques de modes radiaux et non seulement le comportement vibratoire de la structure. La difficulté est alors de balayer une large gamme de fréquences, tout en sollicitant la coque en vibration avec un champ acoustique résonant sur un mode radial.

Une expérience a été mise en œuvre à l'INRiM pour ce faire reposant sur le fait que des variations dans la nature du gaz dans la cavité permet d'obtenir des variations sensibles des fréquences de résonance acoustique. Ainsi, en passant par mélanges progressifs à pression et températures statiques constants, d'un gaz constitué d'hélium pur (vitesse du son d'environ 975 m/s) à un gaz composé d'argon pur (vitesse du son d'environ 310 m/s), permet de faire varier la fréquence de résonance des 9 premiers modes acoustiques radiaux dans un intervalle allant d'environ 10 kHz à 100 kHz. Par analyse des largeurs à mi-hauteur $g_{0\eta}$ de plusieurs modes radiaux corrigées des effets perturbateurs connus (effets thermovisqueux, petits éléments en parois, déformation) il est alors possible d'observer des modes de résonance de la structure ainsi sollicitée.

L'expérience est similaire à celle réalisée pour la détermination de la constante de Boltzmann et décrite § 1.1.3. Cependant, ici, le tube d'entrée de gaz est connecté à un jeu de valves dont les ouvertures permettent de réguler automatiquement l'arrivée des gaz provenant d'une bonbonne d'hélium et d'une bonbonne d'argon (Figure 1.8).

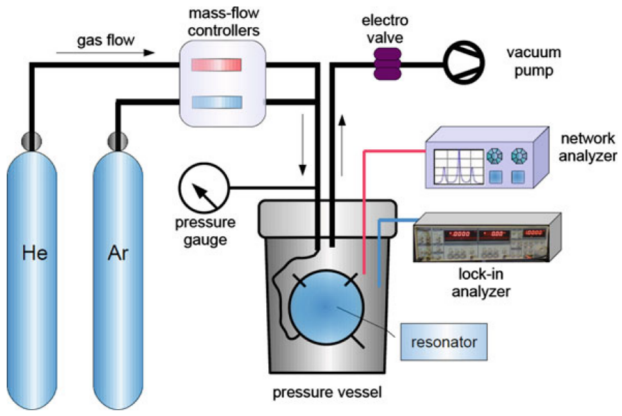

FIGURE 1.8 – Dispositif expérimental mis en œuvre à l'INRiM pour caractériser les couplages fluide/structure dans des résonateurs quasi sphériques [A8]

Les mesures sont effectuées à température fixe (273, 16 K), et à une pression statique unique, 690 kPa, élevée afin d'avoir un niveau acoustique dans la cavité assez grand pour entraîner la coque en vibration. La composition précise du gaz est déduite de la valeur de sa permittivité diélectrique, elle-même déterminée par la mesure des fréquences de résonance électromagnétiques du mélange [A8]. Pour chaque composition du mélange gazeux, les propriétés de résonance acoustiques des modes radiaux (0,3) à (0,6) sont mesurées, afin d'identifier les effets perturbateurs qui semblent dépendre du mode acoustique excité ou bien de la fréquence. Cette expérience a l'inconvénient d'être coûteuse en temps car l'état thermodynamique est long à se stabiliser après chaque petite modification de la composition du gaz.

Deux résonateurs alors utilisés à l'INRiM ont ainsi été caractérisés : un résonateur en acier

d'environ 80 mm de rayon, et un résonateur en cuivre d'environ 50 mm de rayon. Comme attendu, les résultats ont mis en évidence des comportements très différents entre les deux structures. Les excès de largeur à mi-hauteur, i.e. les différences entre les largeurs à mi-hauteur mesurées et calculées, obtenus pour plusieurs modes acoustiques radiaux dans le résonateur en cuivre sont représentés Figure 1.9.

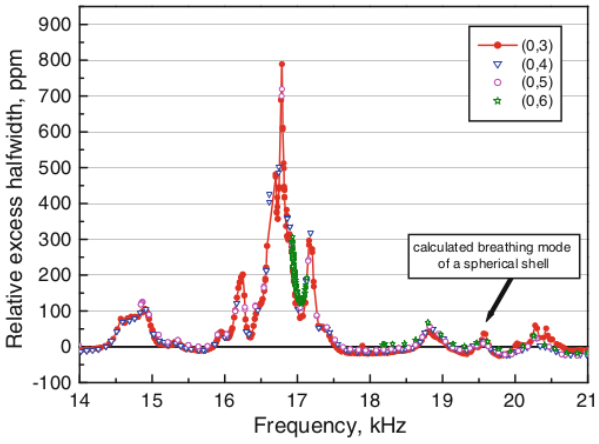

FIGURE 1.9 – Excès de largeurs à mi-hauteur (en ppm) observés sur plusieurs modes acoustiques radiaux d'un résonateur en cuivre en fonction de la fréquence [A8]

Alors que le modèle simplifié prévoit une résonance radiale de structure unique à $19,5$ kHz, les résultats de mesure mettent en évidence une série de résonances de structure entre 15 kHz et 22 kHz, confirmant les limites d'un modèle si simplifié. Ils montrent aussi l'ordre de grandeur des effets perturbateurs sur chaque résonance acoustique. Ceci justifie pleinement d'écarter les modes acoustiques ainsi perturbés des analyses de résultats effectuées par la suite pour la mesure de la constante de Boltzmann.

Par delà, cette expérience a aussi permis de mettre en lumière certains manques dans le calcul des propriétés physiques de mélanges gazeux (en particulier les propriétés de transport) et dans la modélisation des effets de diffusion moléculaire d'un composant du mélange dans l'autre sur un champ acoustique, significatifs étant donnée la qualité des résultats expérimentaux accessible ici (cf. chapitre 2).

1.1.5 Détermination de la vitesse du son

Pour la détermination de la constante de Boltzmann, la valeur de la vitesse du son u est déduite de la mesure des propriétés de résonance acoustiques de plusieurs modes radiaux. Si seules les fréquences de résonance entrent directement dans le calcul de u^2 (éq. 1.3), une comparaison directe des valeurs de largeurs à mi-hauteur calculées et mesurées permet de détecter la présence de phénomènes perturbant le champ acoustique dans le résonateur et non pris en compte dans les modèles (cf. § 1.1.4.e.).

Pour la dernière détermination de k par le LCM, les mesures acoustiques ont été effectuées sur les modes (0,2) à (0,9), parmi lesquels certains se sont révélés inexploitables ici. En particulier, le mode (0,2) est fortement perturbé par les vibrations de la structure du résonateur et

les modes (0,7) et (0,8) se trouvent trop proches en fréquence de modes azimutaux voisins. Ces 3 modes sont donc écartés de l'analyse conduisant à une valeur de u^2 [A16].

La démarche adoptée est de déterminer les valeurs de $u^2(T_{tpw}, P)$ pour chaque mode acoustique étudié, en faisant usage de l'expression (1.3). Compte tenu des effets de saut de température à la paroi (§ 1.1.4.a.), ces valeurs de $u^2(T_{tpw}, P)$ pour chaque mode devraient suivre une évolution de la forme

$$u^2(T_{tpw}, P) = \frac{A_{-1}(T_{tpw})}{P} + A_0(T_{tpw}) + A_1(T_{tpw})P + A_2(T_{tpw})P^2 \,, \tag{1.27}$$

où le terme en $A_{-1}(T_{tpw})$ exprime l'effet du saut de température et le terme $A_0(T_{tpw})$ est directement relié à la constante de Boltzmann (éq. 1.1b).

Les valeurs des coefficients A_{-1} et A_i sont alors optimisées au sens des moindre carrés sur les jeux de données obtenus à partir de mesures effectuées sur chaque mode de résonance acoustique. Chaque mode acoustique analysé conduit alors à une valeur différente pour chaque coefficient du développement (1.27), alors que celles-ci ne devraient pas dépendre du mode considéré. Cela est dû au fait que chaque mode acoustique est affecté différemment par des sources de perturbations pour lesquelles le terme correctif associé présente toujours des imperfections. Finalement, les valeurs choisies pour les coefficients du développement (1.27) sont les moyennes (pondérées par les incertitudes du fit) sur tous les modes des valeurs respectives déterminées pour chaque coefficient. Ainsi, pour chaque mode, la valeur du coefficient A_{-1} caractérise l'effet du saut de température en paroi, et la valeur de $A_0(T_{tpw})$ obtenue conduit directement à la valeur de la constante de Boltzmann (1.1b).

1.1.6 Résultats obtenus sur la valeur de k

Finalement, à l'issue de ce projet international, 11 résultats ont été retenus par le CODATA pour définir la nouvelle valeur de la constante de Boltzmann. La méthode acoustique en cavité décrite ici a démontré sa robustesse car 9 de ces résultats en sont issus, parmi lesquels 4 ont été fournis par le LCM [A7][65, 66][A16], 2 par le NPL [68, 69, 87] et un par l'INRiM [A14].

A noter qu'une valeur précédemment proposée par l'INRiM en 2010 [A9] présente l'originalité de reposer sur des mesures effectuées à une seule pression statique, au lieu d'une série d'isothermes. Cette valeur présente des incertitudes trop importantes pour être retenue, cependant, cette méthode présente l'avantage d'être beaucoup moins coûteuse en temps que les autres et, à ce titre, serait à considérer pour la thermométrie acoustique primaire par méthode acoustique en cavité. Il serait nécessaire pour cela de réduire encore les incertitudes sur la prise en compte des perturbations liées à la présence de tubes et transducteurs acoustiques en paroi.

Finalement, seuls les derniers résultats obtenus au NPL [68, 69] et au LCM [A16] atteignent l'incertitude initialement requise de 1.10^{-6}. Les composantes d'incertitudes principales de cette dernière détermination sont liées à la mesure des propriétés de résonance du champ acoustique en cavité (bruit, signal faible en particulier en basses pressions), et à l'estimation des effets perturbateurs liés à la présence des transducteurs acoustiques en paroi. Ces composantes sont toutes deux liées à l'utilisation de transducteurs acoustiques peu adaptés à cette mesure, ce qui incite à porter une attention particulière à cet aspect pour le développement futur des thermomètres acoustiques (cf. § 3.2).

1.2 Mesure de la température thermodynamique

1.2.1 Réalisation de l'échelle de température : $T - T_{90}$

L'Echelle Internationale de Température de 1990 (EIT-90) [17], repose, comme la définition du kelvin, sur la température du point triple de l'eau. Mais, afin de décrire toute la gamme des températures, elle repose aussi sur

— une série de points fixes (points de fusion, congélation) matérialisés par un dispositif spécifique (cellules point triple, fours à fusion...),
— des instruments de mesure adaptés à la gamme de températures (thermomètres à résistance de platine, thermocouples, etc),
— des fonctions d'interpolation normalisés reliant les différents points fixes.

Ainsi, consécutivement à la redéfinition du kelvin, il est nécessaire de s'assurer de la cohérence entre la température thermodynamique T reposant sur la valeur de k et la température T_{90} de l'EIT-90, afin d'assurer la traçabilité dans le temps des mesures de températures lors de cette transition vers le nouveau Système International d'unités.

Dans ce cadre, il est nécessaire de fournir

— des valeurs fiables de $T - T_{90}$ sur une large gamme de températures,
— des instruments de mesure de température thermodynamique, incluant des thermomètre acoustiques, adaptés à chaque gamme de température.

C'est l'objectif de deux projets européens consécutifs (JRP "Implementing the new kelvin", InK 2012-2015 et InK2 2016-2019). A long terme, cette nouvelle échelle de température thermodynamique devrait pouvoir prendre la place de l'EIT-90. Dans ces projets, le LCM est impliqué, entre autres, sur la mesure de $T - T_{90}$ par des techniques de thermométrie acoustique en cavité quasi sphérique dans les basses températures (en dessous de 273 K), ce qui nécessite d'apporter des adaptations au dispositif expérimental mis au point et optimisé pour fonctionner à la seule température de $273,16$ K.

Dans ce dispositif, les transducteurs acoustiques sont majoritairement responsables de l'incertitude finale sur T, et leurs propriétés mécano-acoustique, qui conditionnent fortement le comportement global des transducteurs, dépendent, de plus, de la température. Un travail théorique et expérimental est donc en cours afin de caractériser l'influence de la température sur les propriétés mécaniques et mécano-acoustiques de microphones capacitifs du commerce (cf. § 3.2).

Enfin, aux températures inférieures à 4 K, l'usage de thermomètres acoustiques de petite taille sous hélium à très basses pressions est également possible, sous réserve de disposer de transducteurs acoustiques supportant de telles conditions. Cependant, le travail à basses pressions implique des signaux acoustiques de faible amplitude et d'importants effets thermovisqueux dans les couches limites. De plus, l'hélium gazeux est alors dans des conditions peu éloignées de la saturation et donc susceptible de se condenser en paroi (phénomène de précondensation), avec des effets importants sur le champ acoustique qui nécessitent d'être caractérisés au mieux au préalable (cf. § 2.2.3).

1.2.2 Méthode acoustique pour mesurer la température de l'air : application aux mesures de longueurs

En milieu industriel, beaucoup de mesures de longueurs sont effectuées par des instruments optiques (laser-trackers par exemple) qui doivent être en capacité de mesurer les dimensions de pièces de plus en plus grandes (plusieurs dizaines de mètres) avec une faible incertitude, en particulier pour l'aéronautique ou des bancs expérimentaux ayant des exigences spécifiques (CERN). Cependant, si ces techniques de mesure de longueurs sont très résolvantes, elles présentent encore des incertitudes significatives pour ces applications.

Actuellement, un des facteurs limitant pour réduire cette incertitude est la connaissance de l'indice de réfraction moyen de l'air le long du faisceau laser, qui dépend de la température, de la pression statique et du taux humidité. Les "stations météo" habituellement utilisées pour mesurer ces grandeurs n'effectuent que des mesures ponctuelles, souvent en hauteur par rapport à la zone où la mesure de longueur est effectuée, avec un taux de rafraichissement faible. Or les locaux industriels peuvent être sujets à des gradients de température verticaux importants (de l'ordre de 1 °C/m), ce qui entraîne des erreurs relatives sur les mesures de distance de l'ordre de 10^{-5}. Ainsi, la réduction des incertitudes sur ces mesures de grands volumes par méthodes optiques requiert aujourd'hui de connaître en temps réel la température moyenne de l'air dans la direction de la mesure avec une incertitude inférieure à 1 °C.

Aujourd'hui, le LCM est impliqué dans le JRP "Large Volume metrology Applications" (débuté en juin 2018) pour l'amélioration de ces techniques optiques de mesures de distances. Dans ce cadre, je suis en charge du développement d'un thermomètre acoustique à implanter sur un télémètre laser, adapté pour effectuer des mesures sur des distances de 2 à 50 m.

Des dispositifs acoustiques pour mesurer la température de l'air ont déjà été proposés par le passé. Ils reposent tous sur la mesure de la vitesse du son dans l'air entre deux transducteurs acoustiques (source et capteur) placés à une distance connue. Par rapport aux thermomètres à contact habituellement utilisés pour mesurer la température de l'air, la réponse de tels systèmes est instantanée et insensible aux rayonnements lumineux. De tels capteurs de température présentent un grand intérêt, par exemple, pour l'acquisition de données météorologiques par des ballons sondes. Certains anémomètres proposent une fonction de mesure de température dont l'exactitude n'est généralement pas suffisante [79]. Récemment, un dispositif de taille réduite reposant sur la mesure des fréquences de résonance d'une onde plane entre deux plaques a été développé au NPL [94, 95], dont le principe de fonctionnement ne peut cependant pas être adapté pour effectuer des mesures sur de longues distances.

Un système de mesure acoustique de la température de l'air prévu des mesures en extérieur sur des distances de plus de 100 m est actuellement en cours de développement à l'INRiM. Dans celui-ci, une onde progressive basses fréquences ($45 - 150$ Hz) est générée par un haut-parleur. La vitesse du son est déduite du déphasage détecté entre cette source et le capteur (réseau de microphones) [1, 63]. Si un tel système donne des résultats prometteurs en champ libre, il ne paraît pas adapté à une utilisation en intérieur en raison, notamment, de l'emploi d'une source sphérique et de capteurs omnidirectionnels, ce qui rend le système sensible à des réflexions multiples, inévitables en intérieur, avec des conséquences sur l'exactitude de la mesure de vitesse du son.

Enfin, un dispositif a été développé au VTT, qui consiste à mesurer le temps de vol d'impulsions ultrasonores à 40 kHz entre les deux têtes de mesure d'un télémètre laser. Comme dans la technique développée à l'INRiM, la mesure de la distance entre capteur et source acoustiques

est effectuée par télémétrie laser, qui, pour la détermination de la vitesse du son, n'a pas besoin du niveau d'exactitude requis in fine. Cette méthode alors prometteuse pouvait atteindre une portée d'environ 10 m, qu'il semblait alors difficile d'augmenter [38].

Le thermomètre acoustique en cours de développement au LCM dans le cadre du JRP LaVA repose sur le même principe que ce dernier dispositif, les objectifs étant ici

— d'en augmenter la portée afin de pouvoir mesurer des distances de 2 à 50 m,
— de permettre une communication sans fil afin de synchroniser source et capteur acoustiques,
— de réduire les incertitudes sur la mesure de température moyenne à moins que 1 °C, ce qui implique une incertitude relative sur la vitesse du son inférieure à environ 2.10^{-3}.

Un premier prototype a été réalisé au LCM, qui fonctionne avec des transducteurs piézoélectriques dont la fréquence de travail est d'environ 40 kHz. Les impulsions ultrasonores émises ont une enveloppe de type gaussienne. Des pavillons coniques installés sur l'émetteur et le récepteur permettent de limiter la génération et la réception d'échos sur les obstacles les plus proches, qui ne peuvent être filtrés a posteriori. Une diode laser, modulée par le signal d'excitation de la source acoustique, et un photodétecteur permettent une communication sans fil des deux têtes de mesure, avec un délai négligeable au regard des incertitudes requises ici sur la mesure de la vitesse du son. Plusieurs techniques de traitement du signal en réception sont actuellement testées afin de déterminer la plus efficace dans le cas présent [14]. Ce dispositif a aujourd'hui une portée allant jusqu'à 15 m et s'est révélé très résolvant. Son exactitude n'est pas encore évaluée, mais selon toute vraisemblance des efforts importants de caractérisation et de développement sont nécessaires sur différents aspects pour atteindre les objectifs fixés dans le cadre du projet LaVA, même sur une portée réduite.

Tout d'abord, des transducteurs ultrasonores plus performants (MASSA Sonic TR-89B, type 40) doivent être utilisés dans un prochain prototype. Plus efficaces en émission et sensibles en réception, ils sont également plus directifs que ceux utilisés jusqu'à présent. Une caractérisation des corrections de longueur, associées aux centres acoustiques des transducteurs devra être effectuée. Il est également prévu d'équiper chaque tête de mesure afin que chacune puisse travailler en émission et en réception, ce qui permettrait de corriger les résultats sur la vitesse du son d'éventuelles perturbations liées à des courants d'air dans la direction de la mesure. Une attention particulière devra être portée au choix de la forme des signaux émis et de la méthode de traitement des signaux en réception. Enfin, les méthodes de calcul des propriétés physiques de l'air disponibles [15, 41, 76, 101], en particulier concernant la relation entre vitesse du son, température et d'autres propriétés de l'air (pression, taux d'humidité relative, taux de CO_2) doivent faire l'objet d'une analyse critique afin de déterminer la plus adaptée ici.

Chapitre 2

Champ acoustique en mélanges gazeux binaires et mélanges gaz-vapeurs

Les expériences effectuées en mélanges gazeux binaires dans le cadre de la détermination de la constante de Boltzmann ont mis en évidences certaines lacunes concernant la compréhension du comportement acoustique de ces mélanges, ainsi que sur la connaissance même de leurs propriétés physiques, qui ne peuvent être réduites à des moyennes pondérées des propriétés de chaque composant du mélange.

Par ailleurs, des phénomènes physiques complexes, fortement couplés entre eux, se trouvent liés au mouvement acoustique dans des mélanges gazeux, incluant des effets visqueux, thermiques, de diffusion moléculaire et éventuellement de précondensation aux parois si un composant du mélange est une vapeur saturée, comme c'est le cas pour l'air humide. Chacun de ces phénomènes a déjà fait l'objet d'études spécifiques [43, 52, 77, 80, 88] sans pour autant qu'un modèle général, tenant compte des couplages de ces phénomènes entre eux, n'ait pu être proposé jusqu'à présent.

C'est pourquoi j'ai entrepris de reprendre à la base les équations décrivant les propriétés et le comportement hydro- et thermodynamique de mélanges gaz-vapeurs afin d'apporter une nouvelle modélisation unifiée du mouvement acoustique dans ces mélanges.

2.1 Propriétés de mélanges gazeux

Les mélanges gazeux ont des propriétés physiques spécifiques liées aux propriétés et à la nature de chaque composant, mais également aux interactions moléculaires entre les espèces présentes. Les grandeurs caractéristiques décrivant ces propriétés sont détaillées ici, avec, pour certaines, l'explication de la méthode de calcul proposée dans la littérature.

2.1.1 Nature et propriétés physiques

Le mélange considéré ici est composé de deux gaz, de masses molaires respectives M_1 et M_2, l'un d'eux pouvant se trouver proche de la saturation. Dans la suite, les indices $i = 1, 2$ font référence respectivement au gaz ("sec") et à la vapeur saturée. Les proportions du mélange sont décrites par la fraction molaire x du gaz ($1 - x$ pour la vapeur). L'état du mélange est décrit par la pression totale et les pressions partielles P_0 et P_i, les densités respectives ρ_0 et ρ_i du mélange et de chaque composant, et la température statique T_0.

La masse molaire du mélange binaire $M = xM_1 + (1-x)M_2$, ainsi que **les capacité calorifique molaires à volume et pression constants** sont données par de simples moyennes pondérées des propriétés de chaque composant du mélange.

La densité du mélange, ainsi que la vitesse du son peuvent-être écrits sous la forme d'un développement du viriel à l'ordre 2, le second coefficient du viriel étant exprimé en fonction des coefficients correspondants pour chaque composant et d'un coefficient d'interaction.

Ainsi, **la densité du mélange** est écrite comme suit

$$\rho_0 = \frac{P_0/(RT_0)}{1 + P_0/(RT_0)B} \ , \tag{2.1}$$

où B, le second coefficient du viriel, est donné par

$$B = x^2 B_1 + 2x(1-x)B_{12} + (1-x)^2 B_2 \, , \tag{2.2}$$

B_i étant le second coefficient du viriel de densité du composant i et B_{12} le coefficient d'interaction de densité.

De même, **la vitesse du son adiabatique** u est donnée par

$$u^2 = \frac{\gamma R T_0}{M} \, (1 + \beta P_0) \ , \tag{2.3}$$

où β, **le second coefficient du viriel acoustique**, est exprimé

$$\beta = x^2 \beta_1 + 2x(1-x)\beta_{12} + (1-x)^2 \beta_2 \, , \tag{2.4}$$

β_i étant le second coefficient du viriel acoustique du composant i et β_{12} le coefficient d'interaction acoustique, tel que

$$\beta_{12} = 2B_{12} + 2(\gamma - 1)T_0 \frac{\mathrm{d}B_{12}}{\mathrm{d}T_0} + \frac{(\gamma-1)^2}{\gamma} T_0^2 \frac{\mathrm{d}^2 B_{12}}{\mathrm{d}T_0^2} \ . \tag{2.5}$$

Les valeurs de ces coefficients ne peuvent être déterminées qu'expérimentalement pour des mélanges et températures spécifiques. Par exemple, les valeurs de B_{12} utilisées dans la suite pour calculer les propriétés de mélanges He-Ar sont interpolées et/ou extrapolées à partir de données expérimentales disponibles dans la littérature dans une gamme restreinte de températures et fractions molaires [36, 44].

2.1.2 Propriétés de transport

Une première approche pour calculer les propriétés de transport (conductivité thermique λ_h et coefficient de viscosité de cisaillement μ) de mélanges gazeux consiste simplement à effectuer une moyenne pondérée des propriétés de transport de chaque composant du mélange. Cette méthode, acceptable en première approximation, conduit néanmoins à des résultats qui s'écartent sensiblement de résultats expérimentaux disponibles pour certains mélanges, indiquant ainsi que les interactions entre les différentes espèces moléculaires présentes doivent également être prises en compte dans ce calcul.

Ainsi, différentes méthodes de calcul reposant sur des moyennes pondérées et la théorie cinétique des gaz sont proposées dans la littérature pour le calcul des propriétés de transport de mélanges gazeux, qui conduisent, pour certaines, à des résultats significativement différents entre eux (écarts relatifs supérieurs à 10 % sur les valeurs de λ_h et μ) [25, 45, 97]. Il n'y a pas, à ce jour, de données expérimentales disponibles permettant de valider avec une incertitude suffisamment faible une de ces méthodes de calcul.

2.1.3 Phénomènes de diffusion moléculaire dans un mélange binaire

Dans un mélange gazeux, en réponse à un mouvement dynamique ou à un flux de chaleur, différentes espèces moléculaires réagissent différemment (selon leurs masses molaires, leurs potentiels d'interaction,...). Il en résulte un phénomène de diffusion d'une espèce moléculaire dans l'autre à l'origine de flux de matière (appelés flux de concentration dans la suite) et de variations locales de concentration d'un élément constitutif du mélange.

Dans le cas d'un mélange gazeux binaire, Landau et Lifshitz [39] identifient trois types de processus de diffusion moléculaire (ou diffusion mutuelle) distincts :

— la diffusion moléculaire liée directement à la présence de gradients de concentration dans le mélange, dont les effets sont exprimés par le coefficient de diffusion moléculaire (ou diffusion mutuelle) D,
— la génération de flux de matière liés à la présence de gradients de température dans le mélange, dont les effets sont exprimés dans un terme $k_T D = x(1-x)\alpha_T D$, où k_T et α_T sont respectivement appelés rapport et coefficient de thermodiffusion [11],
— la génération de flux de matière liés à la présence de gradients de pression dans le mélange, dont les effets sont exprimés par un terme $k_P D$, où

$$k_P = x(1-x)\frac{M_2 - M_1}{M} = x(1-x)\alpha_P \,, \tag{2.6}$$

est appelé rapport de barodiffusion (α_P étant le coefficient de barodiffusion).

Le mouvement acoustique impliquant des variations locales de pression, température et concentration, les trois types de diffusion moléculaires s'y trouvent couplés.

La théorie cinétique des gaz [11], permet d'établir une expression pour le coefficient de diffusion moléculaire D de la forme

$$D = \frac{3}{8\sigma^2 N_A P_0}\sqrt{RT_0\frac{M_1 + M_2}{2\pi M_1 M_2}} \,, \tag{2.7}$$

où σ est le diamètre de collisions moléculaire du mélange.

Ainsi, évaluer la valeur de D est délicat de manière purement théorique et il est nécessaire de s'appuyer sur des données empiriques obtenues pour différents mélanges et différentes conditions de pression et de température.

Enfin, il est à noter que les deux composants du mélange n'ont pas un rôle symétrique dans l'expression des coefficients de thermo- et barodiffusion α_T et α_P. Par convention, ici c'est la diffusion moléculaire du composant 2 dans le composant 1 (composant "principal") qui est considérée. Si le composant 1, de fraction molaire x, est le plus léger, cela conduit à des valeurs de α_T négatives et α_P positives [11, 39]. Par ailleurs, si le coefficient α_T doit dépendre également de la température et de la pression du mélange, ainsi que de la nature de ses composants, aucune méthode ne semble exister à ce jour pour le calculer, il ne peut donc être estimé qu'expérimentalement.

2.2 Comportement acoustique de mélanges gaz-vapeur

2.2.1 Équations fondamentales linéaires de l'acoustique en mélanges gazeux binaires : diffusion moléculaire

Les variables décrivant le comportement hydro- et thermodynamique du mélange binaire et de chacun de ses composants "i" sont : les variations de pression p et p_i, les vitesses particulaires $\vec{v}$ et $\vec{v}_i$, les variations de densité ρ' et ρ'_i, la variation de concentration massique du gaz c (soit $(1-c)$ pour la vapeur), et la variation de température τ du mélange.

Les propriétés et la nature du mélange sont décrits par la concentration massique statique C_0 du gaz (soit $(1-C_0)$ pour la vapeur), la vitesse du son adiabatique u, le rapport des chaleurs massiques γ, la capacité calorifique massique isobare C_P, le coefficient d'augmentation de pression isochore $\hat{\beta}$, les coefficients de viscosité de volume η et de cisaillement μ, la conductivité thermique λ_h.

Les équations décrivant le comportement acoustique du mélange gazeux binaire [A12, A13] sont déduites des équations fondamentales de l'hydrodynamique et de la thermodynamique issues du formalisme de Landau et Lifchitz [39].

1. **L'équation de Navier-Stokes** (1.6) reste inchangée pour un mélange gazeux.
2. **L'équation de conservation de la masse** peut-être écrite respectivement dans le mélange et pour chacun de ses composants ($i = 1, 2$) :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla}.\vec{v} = 0\,, \tag{2.8a}$$

$$\frac{\partial \rho'_i}{\partial t} + \rho_i \vec{\nabla}.\vec{v}_i = 0 \tag{2.8b}$$

où $\rho_0\vec{v} = \rho_1\vec{v}_1 + \rho_2\vec{v}_2$.

3. **Le processus de diffusion moléculaire** d'un composant dans l'autre peut-être décrit en exprimant le flux de concentration $\vec{\imath}$, défini comme le débit du composant 1 (de concentration C) dans le composant 2 (concentration $1-C$)

$$\vec{\imath} = -\rho_0 u \ell_D \frac{M_1 M_2}{M^2}\left[\frac{M^2}{M_1 M_2}\vec{\nabla} c + \frac{k_P}{P_0}\vec{\nabla} p + \frac{k_T}{T_0}\vec{\nabla}\tau\right] \tag{2.9a}$$

avec $M = xM_1 + (1-x)M_2$, et $\ell_D = D/u$. Ce flux de concentration est également relié aux vitesses particulaires $\vec{v}_1$ et $\vec{v}_2$ par

$$\vec{\imath} = -\rho_0 x(1-x)\frac{M_1 M_2}{M^2}(\vec{v}_2 - \vec{v}_1) \tag{2.9b}$$

et, à l'ordre 1, à l'expression de la variation de concentration c par

$$\frac{\partial c}{\partial t} \approx -\frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}\cdot\vec{\imath}, \tag{2.9c}$$

soit, en introduisant la variable b, plus commode pour la suite :

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{M^2}{M_1 M_2}\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{M^2}{M_1 M_2}\frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}\cdot\vec{\imath}. \tag{2.10}$$

4. **La conservation de l'entropie** S du mélange est écrite ici

$$\rho_0 T_0 \frac{\partial S}{\partial t} = -\vec{\nabla}.(\vec{q} - g\vec{\imath}) \,,$$

le flux de chaleur étant donné par

$$\vec{q} = \left[k_T \left(\frac{\partial g}{\partial C} \right)_{P,T} - T_0 \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{P,C} + g \right] \vec{\imath} - \lambda_h \vec{\nabla} \tau \tag{2.11}$$

où $g = g_1/M_1 - g_2/M_2$ est le potentiel chimique par unité de masse du mélange et g_i le potentiel chimique du composant i. En introduisant la différentielle suivante

$$dS = \frac{C_P}{T}\, dT - \frac{1}{\rho T}\, dP - \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_{P,C} dC \,,$$

il vient l'équation de diffusion linéarisée suivante

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\lambda_h}{\rho_0 C_P} \Delta \right) \tau = \frac{1}{\rho_0 C_P} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{P_0}{\rho_0 C_P} \alpha_T \frac{\partial b}{\partial t} \,. \tag{2.12}$$

5. Enfin, **l'équation d'état du mélange** (loi de Dalton en gaz parfait) conduit à

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{1}{P_0} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{T_0} \frac{\partial \tau}{\partial t} - \alpha_P \frac{\partial b}{\partial t} \,, \tag{2.13}$$

où $\alpha_P = k_P/[x(1-x)]$.

Finalement, en ne conservant que les variables p, $\vec{v}$, τ et b, le comportement acoustique du mélange binaire gazeux est entièrement décrit par le système d'équations linéaires :

$$\frac{1}{u} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0 u} \vec{\nabla} p + \ell_v \vec{\nabla}(\vec{\nabla}.\vec{v}) - \ell'_v \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{v}, \tag{2.14}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{v} = \frac{1}{T_0} \frac{\partial \tau}{\partial t} - \frac{1}{P_0} \frac{\partial p}{\partial t} + \alpha_P \frac{\partial b}{\partial t} \,, \tag{2.15}$$

$$\left(\frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t} - \ell_h \Delta \right) \tau = \frac{\gamma - 1}{\gamma \hat{\beta}} \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t} (p + P_0 \alpha_T b) \,, \tag{2.16}$$

$$\left(\frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t} - \ell_D \Delta \right) b = \ell_D \left[\frac{k_P}{P_0} \Delta p + \frac{k_T}{T_0} \Delta \tau \right] \,. \tag{2.17}$$

Les équations fondamentales (2.15) à (2.17) sont cohérentes avec de précédents travaux [77] et mettent en évidence les trois phénomènes de diffusion différents intervenant dans un mélange gazeux, décrit par Landau et Lifshitz [39], respectivement liés à

— des gradients de concentration, dont les effets sont exprimés par le coefficient de diffusion mutuelle D (ou la longueur caractéristique ℓ_D), dépendant de la nature du mélange et inversement proportionnel à la pression statique,

— des gradients de température, dont les effets sont exprimés par le rapport de thermodiffusion k_T,

— des gradients de pression, dont les effets sont exprimés par le rapport de barodiffusion k_P, d'autant plus important que les composants du mélange ont des masses molaires éloignées.

Ces équations sont supposées valables pour tout mélange gazeux binaire (que ses composants soient proches ou non de la saturation) dans la mesure où, tout comme les effets liés à la viscosité de cisaillement, les processus de condensation et d'évaporation qui peuvent avoir lieu lors d'un cycle acoustique sont ici supposés négligeables loin des parois. En effet, aucun des composants du mélange n'étant en conditions de sursaturation, l'énergie de nucléation reste beaucoup plus grande dans le volume du mélange qu'au voisinage des parois.

2.2.2 Champ acoustique en espace infini

De même que précédemment (§ 1.1.4.a.), dans les équations (2.16) et (2.17), la variation de pression p peut-être exprimée comme la somme d'une variation de pression acoustique p_a et d'une variation de pression $p_h + p_b$ associé au mouvements de diffusion entropique (indice h) et de concentration (indice b). Il en va de même pour la variation de température $\tau = \tau_a + \tau_h + \tau_b$.

En adoptant une démarche similaire à celle du paragraphe 1.1.4.a. pour ne conserver que la variable de pression p et en supposant que $p = p_a + p_h + p_b \approx p_a$ et $\ell_{D,h,v}\Delta p_a << 1/u\partial p_a/\partial t$, il vient directement

$$\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}p_a - \left[1 + \ell_{vhd}\frac{1}{u}\frac{\partial}{\partial t}\right]\Delta p_a \approx 0\,, \tag{2.18a}$$

$$\left(\frac{1}{u}\frac{\partial}{\partial t} - \ell_h\,\Delta\right)p_h \approx 0 \qquad \text{et} \qquad \left(\frac{1}{u}\frac{\partial}{\partial t} - \ell_D\,\Delta\right)p_b \approx 0\,, \tag{2.18b}$$

où $\ell_{vhd} = \ell_v + (\gamma-1)\ell_h + \gamma x(1-x)\alpha^2\ell_D$ et $\alpha = \dfrac{\gamma-1}{\gamma}\alpha_T + \alpha_P$.

Pour un mouvement harmonique, l'équation (2.18a) peut alors être écrite

$$(\Delta + k_a^2)p_a \approx 0\,, \tag{2.19a}$$

le nombre d'onde acoustique k_a étant écrit

$$k_a^2 = k_0^2(1 - \mathrm{j}\,k_0\ell_{vhd}\,)\,. \tag{2.19b}$$

Le terme $\gamma x(1-x)\alpha^2\ell_D$ lié aux phénomènes de diffusion moléculaire s'annule dans un gaz pur, conduisant alors aux résultats bien connus (1.13) pour le nombre d'onde acoustique k_a dans un gaz thermovisqueux.

Ce résultat, qui tient compte des effets de diffusion moléculaire, couplés aux effets visqueux et thermiques dans le volume du gaz, est cohérent avec ceux trouvés dans de précédents travaux [19, 37, 90].

2.2.3 Conditions au frontières : précondensation aux parois

Dans le cas où l'un des composants est une vapeur, dans un état proche de la saturation sans pour autant s'y trouver, celle-ci est susceptible de se condenser sur une paroi en raisons des interactions moléculaires entre la vapeur et la paroi solide. Le problème considéré est alors

celui d'un mouvement acoustique au voisinage d'une paroi solide parfaitement rigide, supposée localement plane, et recouverte par un film liquide dû à la précondensation de la vapeur (Fig. 2.1). Comme précédemment (§ 1.1.4.a.), la normale à la paroi orientée vers l'intérieur du domaine est notée n, et la tangente à la paroi est notée $\vec{w}$.

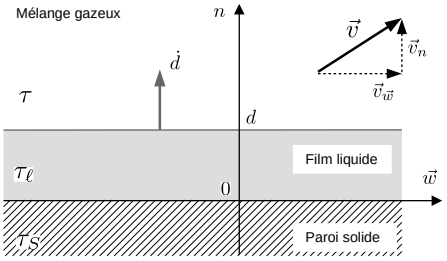

FIGURE 2.1 – Ecart instantané de température et vitesse particulaire dans un mélange gaz-vapeur au voisinage d'une paroi recouverte d'un film liquide.

Au voisinage de la paroi, les équations de l'acoustique (2.14) à (2.17) peuvent être simplifiées en considérant que les variations spatiales de la vitesse particulaire $\vec{v}$, ainsi que des écarts instantanés de température τ et de concentration b, sont beaucoup plus grandes selon la composante n que selon la composante tangentielle $\vec{w}$.

Ainsi, les composantes de l'équation de Navier-Stokes (2.14) normale et tangente à la paroi conduisent aux relations suivantes, en faisant usage de l'expression (2.15) pour $\vec{\nabla}.\vec{v}$ et en supposant que $\tau \approx (\gamma-1)/(\gamma\hat{\beta})p$ dans les termes d'ordre supérieur,

$$\mathrm{j}\,\omega\,\rho_0 v_n = -(1+\mathrm{j}\,k_0\ell_v)\frac{\partial p}{\partial n} + \mathrm{j}\,k_0\ell_v\,\rho_0 u^2\alpha_P\frac{\partial b}{\partial n}\,, \tag{2.20a}$$

$$\left(1+\frac{1}{k_v^2}\frac{\partial^2}{\partial n^2}\right)\vec{v}_{\vec{w}} = -\frac{1+\mathrm{j}\,k_0\ell_v}{\mathrm{j}\,\omega\,\rho_0}\vec{\nabla}_{\vec{w}}p + \ell_v\,a_0\alpha_P\vec{\nabla}_{\vec{w}}b\,. \tag{2.20b}$$

La composante de la vitesse particulaire tangente à la paroi, ainsi que les variations de pression, température et concentration satisfont alors au système d'équations suivant, où $k_D^2 = -\mathrm{j}\,k_0/\ell_D$:

$$\left(1+\frac{1}{k_v^2}\frac{\partial^2}{\partial n^2}\right)\vec{v}_{\vec{w}} = -\frac{1+\mathrm{j}\,k_0\ell_v}{\mathrm{j}\,\omega\,\rho_0}\vec{\nabla}_{\vec{w}}p + \ell_v\,a_0\alpha_P\vec{\nabla}_{\vec{w}}b\,, \tag{2.21a}$$

$$\frac{\partial}{\partial n}v_n + \vec{\nabla}_{\vec{w}}\cdot\vec{v}_{\vec{w}} = -\frac{\mathrm{j}\,\omega\,\gamma}{\rho_0 u^2}(p-\hat{\beta}\tau) + \mathrm{j}\,\omega\,\alpha_P b\,, \tag{2.21b}$$

$$\left(1+\frac{1}{k_h^2}\Delta\right)\tau = \frac{\gamma-1}{\gamma\hat{\beta}}(p+P_0\alpha_T b)\,, \tag{2.21c}$$

$$\left(1+\frac{1}{k_D^2}\Delta\right)b = -\frac{\gamma}{\rho_0 u^2}\frac{1}{k_D^2}\left(k_P\Delta p + \hat{\beta}k_T\Delta\tau\right). \tag{2.21d}$$

La résolution de ce système d'équations implique de poser un certain nombre de conditions aux frontières sur la vitesse particulaire (composantes normale et tangente à la frontière), ainsi que sur la variation de température et le flux de concentration à l'interface $n = d$ entre le film liquide et le mélange gaz-vapeur.

1. La composante tangentielle de la vitesse particulaire du mélange s'annule sur la surface du film liquide (condition de non-glissement en $n = d$) :

$$\vec{v}_{\vec{w}}(d) = \overrightarrow{0}\,. \tag{2.22}$$

2. Sur la surface $n = d$ du film liquide, la composante normale de la vitesse particulaire du gaz "sec" v_{1n} doit être égale à la vitesse vibratoire $\dot{d} = \partial d/\partial t$ de l'interface liquide/mélange gaz-vapeur :

$$v_{1n}(d) = \dot{d}\,. \tag{2.23a}$$

Par ailleurs, la vitesse vibratoire $\dot{d}$ est liée à la composante normale de la vitesse particulaire de la vapeur $v_{2n}(d)$ par

$$\rho_\ell \dot{d} = -\rho_2 v_{2n}(d)\,, \tag{2.23b}$$

ρ_ℓ étant la densité du liquide. Ainsi, la relation $\rho_0 \vec{v} = \rho_1 \vec{v}_1 + \rho_2 \vec{v}_2$ exprimée pour $n = d$, conduit à la relation suivante, en admettant l'approximation $\rho_\ell >> \rho_1$,

$$\rho_0 v_n(d) = (\rho_1 - \rho_\ell)\dot{d} \approx -\rho_\ell \dot{d}\,. \tag{2.23c}$$

Finalement, la composante $v_n(d)$ de la vitesse particulaire du mélange est liée à la dérivée première de la pression acoustique par rapport à la coordonnée n (2.20a), ce qui conduit à

$$\left.\frac{\partial p}{\partial n}\right|_d \approx \mathrm{j}\,\omega\,\rho_\ell \dot{d}\,, \tag{2.23d}$$

à l'ordre le plus bas des longueurs caractéristiques. Ainsi, la variation spatiale de la pression acoustique dans la direction normale à la paroi est non nulle ici, en raison de la variation d'épaisseur du film liquide.

De plus, le flux de concentration est également non nul à l'interface liquide-mélange gazeux, car il est directement proportionnel à la vitesse de variation d'épaisseur du film liquide $\dot{d}$. En faisant usage des relations (2.23a,b,c) dans les expressions (2.9a,b) du flux de concentration, il est alors possible d'écrire, en supposant que $\rho_\ell/\rho_2 >> 1$:

$$i_n(d) = x\frac{M_1}{M}\rho_\ell \dot{d} = -\rho_0 D \frac{M_1 M_2}{M^2}\left[\frac{\partial b}{\partial n} + \frac{k_P}{P_0}\frac{\partial p}{\partial n} + \frac{k_T}{T_0}\frac{\partial \tau}{\partial n}\right]_d\,, \tag{2.24}$$

et finalement, à l'ordre le plus bas des longueurs caractéristiques,

$$x\frac{M}{M_2}\frac{\rho_\ell}{\rho_0}\frac{\dot{d}}{u} = -\ell_D\left[\frac{\partial b}{\partial n} + \frac{\hat{\beta}\gamma}{\rho_0 u^2}k_T\frac{\partial \tau}{\partial n}\right]_d\,. \tag{2.25}$$

A noter qu'en l'absence de film liquide en paroi, $\dot{d}$ s'annule et cette condition aux frontières prend la forme [88][A12] :

$$\left.\frac{\partial b}{\partial n}\right|_d = -\frac{\hat{\beta}\gamma}{\rho_0 u^2}k_T\left.\frac{\partial \tau}{\partial n}\right|_d\,. \tag{2.26}$$

3. Même si la variation de température τ à la frontière est beaucoup plus faible que la variation de température adiabatique dans le volume, les conditions aux frontières isothermes usuelles ne sont pas adaptées ici, car elles impliqueraient que les variations de température liées à la

chaleur latente de vaporisation sont négligeables. Comme précisé par Mehl et Moldover [52], l'équilibre des flux de chaleurs à l'interface liquide/vapeur, compte tenu de cette chaleur latente, implique une variation de température non négligeable sur la frontière liquide.

En supposant la conservation des flux de chaleur à l'interface solide/liquide ($n = 0$) et la continuité des températures aux interfaces solide/liquide et liquide/mélange gazeux ($n = d$), les équations décrivant la dépendance spatiale de l'onde thermique (créée à l'interface liquide/gaz par la source d'énergie liée à la chaleur latente) dans la paroi solide et dans le liquide respectivement, sont données par

$$\tau_W(n) = \frac{\tau(d)}{\cos k_\ell d + \mathrm{j}\,\Theta \sin k_\ell d} \mathrm{e}^{\mathrm{j}\,k_W n}\,, \qquad n < 0\,, \tag{2.27a}$$

$$\tau_\ell(n) = \tau(d) \frac{\cos k_\ell n + \mathrm{j}\,\Theta \sin k_\ell n}{\cos k_\ell d + \mathrm{j}\,\Theta \sin k_\ell d}\,, \qquad 0 < n < d\,, \tag{2.27b}$$

où $k_{W,\ell} = (1 - \mathrm{j})\sqrt{\omega \rho_{W,\ell} C_{PW,\ell}/(2\lambda_{W,\ell})}$ sont les constantes de propagation complexes des ondes thermiques dans la paroi et dans le liquide respectivement, $\lambda_{W,\ell}$ étant les conductivités thermiques, $C_{PW,\ell}$ les capacités thermiques, et $\rho_{W,\ell}$ les densités respectives de la paroi et du liquide, et avec $\Theta = \sqrt{\rho_W C_{PW} \lambda_W/(\rho_\ell C_{P\ell} \lambda_\ell)}$.

La composante normale à la paroi du flux de chaleur q_n est donnée par l'expression (2.11). En admettant que la contribution des phénomènes de thermodiffusion y est beaucoup plus grande que celles associées aux potentiels chimiques, le flux de chaleur normal à l'interface liquide/gaz peut-être réduit ici à

$$q_n(d) \approx \alpha_T \frac{P_0}{\rho_0} \frac{M^2}{M_1 M_2} i_n(d) - \lambda_h \left.\frac{\partial \tau}{\partial n}\right|_d\,. \tag{2.28}$$

Ainsi, l'équilibre énergétique pour les flux de chaleur à l'interface liquide/mélange gazeux $n = d$ prend la forme suivante (L étant la chaleur latente de vaporisation par unité de masse du liquide) :

$$\rho_\ell L \dot{d} \approx \alpha_T \frac{P_0}{\rho_0} \frac{M^2}{M_1 M_2} i_n(d) - \lambda_h \left.\frac{\partial \tau}{\partial n}\right|_d + \lambda_\ell \left.\frac{\partial \tau_\ell}{\partial n}\right|_d\,,$$

soit, compte tenu de la première expression (2.24) et de l'expression (2.27b) respectivement de i_n et τ_ℓ,

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma \hat{\beta}} \left(\frac{\rho_0 L}{P_0} - x \alpha_T \frac{M}{M_2} \right) P_0 \frac{\rho_\ell}{\rho_0} \frac{\dot{d}}{u} = \mathrm{j}\, k_h \ell_h \Lambda \tau(d) - \ell_h \left.\frac{\partial \tau}{\partial n}\right|_d\,, \tag{2.29a}$$

avec

$$\Lambda = \sqrt{\frac{\rho_\ell C_\ell \lambda_\ell}{\rho_0 C_P \lambda_h}} \frac{\mathrm{j}\, \tan k_\ell d + \Theta}{1 + \mathrm{j}\,\Theta \tan k_\ell d}\,. \tag{2.29b}$$

Cette condition aux frontières est plus réaliste que celle proposée précédemment par Slaton et al. [84, eq. 3] car elle tient compte du couplage entre le flux de concentration (non nul à l'interface liquide/gaz) et le flux de chaleur généré par effets de thermodiffusion dans le mélange gazeux.

4. Enfin, les conditions aux frontières (2.23c) et (2.29) dépendent de vitesse $\dot{d}$ de variation d'épaisseur d du film liquide qu'il est alors nécessaire d'exprimer en fonction des variables d'intérêt ici, soit p, τ, et b. L'équilibre thermodynamique du film de condensation liquide peut être décrit par une équation d'état reliant d à la pression partielle de la vapeur $P_2 = (1-x)P_0 = P(1-C)M/M_2$ et sa pression de saturation $P_s(T_0)$. Une expression approchée a été proposée précédemment par Mehl et Moldover pour cette relation :

$$\ln[P_s(T_0)/P_2] \approx (d_0/d)^{\nu}\,, \tag{2.30}$$

où d_0 est à peu près constant et ν doit varier entre 3 et 4 selon l'épaisseur du film liquide [52].

Cette équation approchée n'est valable que dans l'hypothèse de parois parfaitement lisses. Les potentiels d'interaction moléculaires entre la vapeur et les molécules en surface du solide dépendant de la rugosité de la paroi, l'équation d'état (2.30) devrait ainsi prendre, en pratique, une forme plus complexe.

En considérant ici une paroi parfaitement lisse, ce qui permet de faire usage de l'équation (2.30), la vitesse vibratoire $\dot{d}$ de l'interface liquide/mélange gazeux ($n = d$) est donnée par l'expression différentielle suivante

$$\dot{d} = \left(\frac{\partial d}{\partial P}\right)_{T,C} \frac{\partial p}{\partial t} + \left(\frac{\partial d}{\partial T}\right)_{P,C} \frac{\partial \tau}{\partial t} + \left(\frac{\partial d}{\partial eC}\right)_{T,P} \frac{\partial c}{\partial t}\,,$$

qui, tous calculs faits, conduit à

$$\frac{\rho_\ell}{\rho_0}\frac{\dot{d}}{a_0} = \frac{\mathrm{j}\,k_0 d_\ell}{P_0}\left[p(d) - \hat{\beta} h_s \tau(d) - \frac{P_0}{1-x} b(d)\right]\,, \tag{2.31}$$

où $d_\ell = (\rho_\ell/\rho_0)d/[\nu \ln(P_s/P_2)]$ et $h_s = (T_0/P_s)(\,\mathrm{d}P_s/\,\mathrm{d}T)$, la pente $\mathrm{d}P_s/\,\mathrm{d}T$ étant liée à la chaleur latente L par la loi de Clausius-Clapeyron en première approximation (gaz parfait).

Ainsi, les deux équations (2.30) et (2.31) rendent compte du processus d'évaporation et condensation à l'interface entre la couche liquide et le mélange gaz-vapeur au cours de chaque cycle acoustique.

Ce résultat est équivalent à celui proposé par Slaton et al. [84, eq. 9], si $\dot{d}/d$ était négligeable ou si $P_2 = P_s$ (ce qui ne peut-être le cas en pratique et qui n'est pas cohérent avec l'hypothèse de changements de phase en paroi).

Finalement, la vitesse $\dot{d}$ est éliminée, d'abord des équations (2.29) et (2.31), et ensuite des équations (2.31) et (2.25). Puis, en faisant usage de l'équation (2.21c) pour éliminer la variable b, un calcul long mais sans difficultés conduit aux deux conditions aux frontières suivantes :

$$\alpha_T\left[\mathrm{j}\,k_h \Lambda \tau(d) - \left.\frac{\partial \tau}{\partial n}\right|_d\right] = \frac{\mathrm{j}\,k_0 \delta_\ell}{\ell_h\,(1-x)}\left[\frac{M_2}{M} h_0 - x\alpha_T\right]\Xi\,, \tag{2.32a}$$

$$(1+\epsilon)\left.\frac{\partial \tau}{\partial n}\right|_d + \frac{1}{k_h^2}\left.\frac{\partial^3 \tau}{\partial n^3}\right|_d = -\frac{\mathrm{j}\,k_0 \delta_\ell x}{\ell_D\,(1-x)}\Xi\,, \tag{2.32b}$$

où

$$h_0 = \frac{L\rho_0}{P_0}\,,\ \delta_\ell = \frac{M}{M_2} d_\ell\,,\ \epsilon = \frac{\gamma-1}{\gamma} x(1-x)\alpha_T^2\,, \tag{2.32c}$$

et

$$\Xi = \frac{\gamma-1}{\gamma\hat{\beta}}[1+(1-x)\alpha_T]p(d) - \left[1+\frac{\gamma-1}{\gamma}h_s\alpha_T(1-x)\right]\tau(d) - \frac{1}{k_h^2}\left.\frac{\partial^2\tau}{\partial n^2}\right|_d . \tag{2.32d}$$

Dans des conditions éloignées de la saturation pour la vapeur, l'épaisseur de la couche liquide d et sa vitesse $\dot{d}$ s'annulent. En conséquence, le flux de concentration s'annule aussi sur la paroi et le coefficient Λ se réduit au rapport $\sqrt{\rho_W C_W \lambda_W/(\rho_0 C_P \lambda_h)}$, où λ_W est beaucoup plus grand que λ_h (les quantités $k_h\tau$ et $\partial\tau/\partial n|_d$ étant du même ordre de grandeur). Les conditions aux frontières (2.32a,b) deviennent alors respectivement

$$\tau(d) = 0\,, \quad \text{et} \quad (1+\epsilon)\left.\frac{\partial\tau}{\partial n}\right|_d + \frac{1}{k_h^2}\left.\frac{\partial^3\tau}{\partial n^3}\right|_d = 0\,,$$

qui sont équivalentes à celles suggérées dans les références [88][A12].

Par ailleurs, dans le cas d'une vapeur pure ($x=0$), la variable b et le flux de concentration $\vec{\imath}$ s'annulent. Ainsi, comme attendu, la seconde condition aux frontières (2.32b) s'annule et la première (2.32a) conduit à

$$\mathrm{j}\,k_h\Lambda\tau(d) - \left.\frac{\partial\tau}{\partial n}\right|_d = \frac{\mathrm{j}\,k_0 d_\ell h_0}{\ell_h}\frac{\gamma-1}{\gamma\hat{\beta}}[p(d)-\hat{\beta}h_s\tau(d)]\,.$$

Finalement, pour l'étude d'un mélange gaz-vapeur, les trois conditions aux frontières à considérer sont les relations (2.22), (2.32a) et (2.32b).

2.2.4 Formes de solutions

a. Réflexion sur un plan rigide

Dans le cas d'une réflexion sur une paroi plane et rigide, les effets visqueux, thermique et de diffusion moléculaire peuvent être exprimés en terme d'admittance spécifique de paroi sous la forme [A13] :

$$-\rho_0 a_0\frac{v_u}{p} \approx \frac{1+\mathrm{j}}{\sqrt{2}}\sqrt{k_0}\left[\frac{k_w^2}{k_0^2}\sqrt{\ell'_v} + (\gamma-1)\frac{\sqrt{\ell_h}}{q_{hD}}\right] + \beta_f\,, \tag{2.33}$$

où

- les effets visqueux dans les couches limites sont exprimés dans le premier terme,
- le coefficient q_{hD} exprime les effets couplés de diffusions thermique et moléculaire, et de changements de phase à l'interface liquide/mélange gazeux,
- l'admittance spécifique de paroi β_f exprime les effets de diffusion thermique et moléculaire liés particulièrement à la variation d'épaisseur de la couche liquide.

Dans un mélange gazeux loin de la saturation, la couche liquide n'existe pas ($d=0$) et τ satisfait à une condition aux frontières isotherme (Λ grand). L'admittance β_f est alors nulle et le coefficient q_{hD} est réduit à exprimer les effets couplés de la diffusion thermique et moléculaire [A12] ($q_{hD}=1$ dans un gaz pur loin de la saturation [9]).

D'un autre côté, dans une vapeur pure ($x=0$ et $M=M_2$), dans l'expression (2.33) le coefficient q_{hD} se réduit à un coefficient q_h n'exprimant plus que les effets thermiques couplés aux effets des changements de phase à l'interface liquide/vapeur. L'admittance spécifique β_f a

une expression plus simple n'exprimant que les effets de diffusion thermique liés à la variation d'épaisseur de la couche liquide [A13].

Cette expression des effets thermovisqueux dans les couches limites sous forme d'admittance spécifique de paroi complète celle proposée par Mehl et Moldover [52] dans une précédente approche qui ne tient compte que des effets liés à la variation d'épaisseur du film liquide, négligeant ceux des couplages entre changements de phase et phénomènes de diffusion thermique ($q_h = 1$) dans les couches limites. Les résultats obtenus alors par cette approche présentaient une concordance encore peu satisfaisante avec les résultats expérimentaux alors obtenus sur les propriétés de résonance de modes acoustiques radiaux dans une cavité sphérique remplie de propane pur proche de la saturation.

Une comparaison des résultats obtenus pour l'admittance spécifique de paroi (parties réelle et imaginaire) dans ces conditions en utilisant ce précédent modèle et celui développé ici est proposée dans la référence [A13]. Elle met en évidence la cohérence des résultats obtenus par les deux approches ainsi que l'importance des effets de la précondensation en parois par rapport aux effets thermiques seuls (un facteur 100 sur l'admittance spécifique de paroi pour d=10 nm). Cependant, la valeur de l'admittance de paroi prévue par Mehl et Moldover reste supérieure à celle issue du modèle présenté ici de 10 à 30 % lorsque l'épaisseur du film liquide dépasse $0,1$ µm, en supposant juste la loi de comportement de d (2.30), avec $\nu = 3$.

Cependant, l'approche développée ici ne suffit pas à expliquer tous les effets dissipatifs observés expérimentalement par Mehl et Moldover [52] et, plus tard par Turner [92], dans des gaz proches de la saturation, certaines de ces différences pouvant être liées aussi bien à un manque du modèle qu'à d'autres phénomènes perturbateurs non maîtrisés dans les cavités résonantes utilisées alors. Une expérience dédiée à l'observation de la précondensation d'une vapeur en résonateur quasi sphérique, bénéficiant des avancées expérimentales récentes effectuées pour la thermométrie acoustique, doit alors permettre de lever ces interrogations (§ 2.3.2).

b. Propagation d'ondes quasi-planes dans un guide

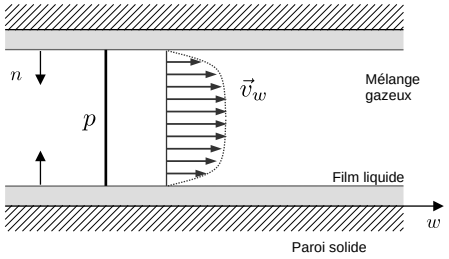

FIGURE 2.2 – Onde quasi-plane dans un guide aux parois recouvertes d'un film liquide.

Dans un guide d'onde aux parois parfaitement rigides couvertes d'une couche liquide (Fig. 2.2), la moyenne sur une section des formes de solutions pour τ, b et $\vec{v}_{\vec{w}}$ au voisinage des parois permet d'établir une équation de propagation dans l'axe du guide pour la variation de pression (approximation d'onde quasi-plane) :

$$(\Delta_{\vec{w}} + k_w^2)p = 0\,, \tag{2.34}$$

où le nombre d'onde k_w intègre les effets visqueux, thermiques et de diffusion moléculaire dans les couches limites, couplés aux effets des changements de phase et de variation d'épaisseur de la couche liquide [A12,A13].

La propagation acoustique dans des guides (fentes fines ou tubes cylindriques) en mélanges gazeux ou air humide a été traitée dans la littérature, en particulier par Swift [88] et par Raspet [77] afin d'expliquer des phénomènes observés dans les stacks de machines thermoacoustiques (réfrigérateurs ou moteurs) en mélanges d'hélium-xénon ou hélium-argon, ou en air humide.

Les formes de solution proposées ici pour la pression acoustique dans le cas spécifique d'un guide en mélanges gazeux binaires (hors phénomènes de précondensation) sont équivalentes à celles proposées précédemment par Swift [88], à ceci près qu'elles incluent également les effets dissipatifs dans le volume (mineurs dans le cas de guides fins). Les résultats obtenus en mélanges He-Ar et He-Xe dans une fente plate mince (épaisseur de l'ordre de grandeur des couches limites), notamment en terme de dissipation de puissance acoustique sont ainsi cohérents. Les effets de la diffusion moléculaire dans ce cas est très faible (inférieurs à 1 %).

Considérant, d'autre part, le cas de la propagation acoustique dans un guide en air humide, il est nécessaire de tenir compte des effets de la précondensation de la vapeur d'eau en parois du guide, couplés aux effets thermiques et de diffusion moléculaire. Comme mentionné précédemment (§ 2.2.3) et contrairement au modèle proposé ici, l'approche adoptée par Raspet en mélanges gaz-vapeur ne prend pas en compte l'effet de la variation d'épaisseur de la couche liquide. En conséquence, elle conduit à des résultats sensiblement différents de ceux obtenus avec le présent modèle [A13], en particulier dans le cas d'une couche liquide "épaisse" (épaisseur supérieure à 10 nm), les processus de diffusion thermique en paroi ayant alors essentiellement lieu dans la couche liquide et non dans la paroi solide.

2.3 Résultats expérimentaux obtenus

Des expériences on été mises en œuvre à l'INRiM [A8, B5, BB6] et au LCM [BB6, BB7] dont les résultats permettent d'éprouver la validité des modèles développés ici pour le comportement acoustique d'un mélange gazeux ou d'une vapeur pure. Elles reposent sur les méthodes acoustiques et électromagnétiques en cavité, perfectionnées pour la détermination de la constante de Boltzmann et la thermométrie acoustique (cf. § 1.1).

Dans ces méthodes, les propriétés de résonance acoustiques de modes radiaux en cavité quasi sphérique remplie d'un mélange gazeux ou d'une vapeur pure sont reliées aux effets visqueux, thermique et de diffusion moléculaire dans les couches limites et dans le volume, ainsi qu'à d'autres effets perturbateurs identifiés dans la cavité (cf. § 1.1.2). Ici, les largeurs à mi-hauteur de ces modes calculées à partir des modèles présentés au paragraphe 2.2.4.a. ci-dessus et précédemment (§ 1.1.4) sont comparées directement aux largeurs à mi-hauteur mesurées afin d'éprouver la validité des modèles. Dans ces expériences, l'analyse en temps réel des propriétés de résonance électromagnétiques du mélange gazeux en cavité permet, à tout moment, d'en contrôler la composition ou l'état de précondensation en paroi.

2.3.1 Diffusion moléculaire dans un mélange binaire He-Ar

L'expérience pour caractériser le comportement vibratoire de cavités quasi sphériques présentée au paragraphe 1.1.4.e. [A8] implique l'usage d'un mélange He-Ar de composition variable.

Elle a permis de mettre en évidence des effets de la diffusion moléculaire dans ce type de mélange gazeux.

En effet, parmi les modes acoustiques étudiés dans le cadre de cette expérience, le septième mode radial, le mode $(0, 8)$, se trouve peu perturbé par les effets du couplage fluide/structure dans la cavité, et permet ainsi d'observer expérimentalement des particularités du mouvement acoustique en mélange gazeux binaire. En particulier, l'analyse de la largeur à mi-hauteur associée à ce mode de résonance permet de mettre en évidence les effets dissipatifs liés aux processus de diffusion moléculaire dans le mélange.

La Figure 2.3 présente les valeurs des largeurs à mi-hauteur ainsi mesurées et celles calculées à partir de l'approche théorique développée ici pour les propriétés physiques (§ 2.1) et le comportement acoustique d'un mélange gazeux (§ 2.2), compte tenu également de sources de perturbations localisées aux parois (microphones et tubes fins, cf. § 1.1.4d.).

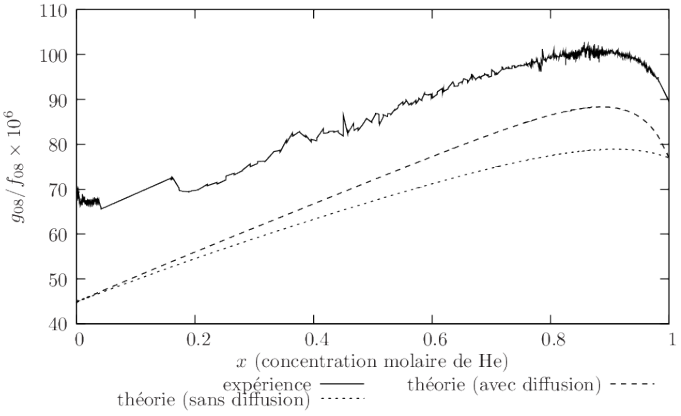

FIGURE 2.3 – Largeurs à mi-hauteur d'un mode radial mesurée en mélange He-Ar à 273 K (trait plein) et calculées à partir de modèles analytiques incluant ou pas les phénomènes de diffusion mutuelle (pointillés) [BB6].

Les valeurs relatives de largeurs à mi-hauteur représentées Figure 2.3 montrent en premier lieu que les effets liés à la diffusion mutuelle dans le mélange devraient avoir une contribution d'environ 10.10^{-6} en valeurs relatives sur la dissipation totale (effets de volume principalement), ce qui est faible mais significatif. Par ailleurs, les résultats théoriques obtenus ici présentent un accord qualitatif tout à fait satisfaisant avec les résultats expérimentaux (différences maximales d'environ 20.10^{-6} en valeurs relatives).

Ces excès de largeurs à mi-hauteurs demeurent à peu près constants quelle que soit la composition du mélange et existent même en gaz pur (pour $x = 0$ et $x = 1$), ce qui indique que la cavité quasi sphérique utilisée ici présente des sources de perturbation significatives indépendantes de la nature du gaz, qui n'ont pas été prises en compte dans le modèle. Elles sont très probablement liées à des ouvertures non caractérisées géométriquement autour des antennes micro-ondes et non obturées, contrairement à ce qui a pu être fait dans d'autres expériences (cf. § 1.1.4.d.).

Ainsi, ces résultats expérimentaux, pour prometteurs qu'ils sont, demandent à être complétés afin de confirmer la validité de l'approche théorique proposée ici. Cela permettrait en outre d'éprouver les potentialités de ces méthodes acoustiques en cavités présentées ici pour la détermination des propriétés physiques de mélanges gazeux, en particulier la conductivité

thermique et le coefficient de diffusion mutuelle.

2.3.2 Précondensation aux parois d'une vapeur d'argon

Une expérience a été réalisée au LCM pour étudier les propriétés de résonance acoustique d'une vapeur d'argon en cavité quasi sphérique dans le but de valider le modèle présenté au paragraphe 2.2.3 pour décrire les effets des phénomènes de précondensation sur le mouvement acoustique dans une vapeur saturée.

Cette expérience fait également usage de techniques et équipements déjà utilisés pour une précédente détermination de la constante de Boltzmann avec des incertitudes relatives de l'ordre de quelques 10^{-5} [A3]. Ainsi ce dispositif expérimental est parfaitement caractérisé et contrôlé de manière à éliminer des sources d'incertitudes importantes (cf. § 1.1.3).

Ici encore, ce sont les largeurs à mi-hauteur de modes acoustiques radiaux qui sont analysées.

Les mesures sont effectuées à une pression statique fixe P_0 de $107,041$ kPa et sur une gamme de températures de $87,8$ K à 90 K, ce qui implique une gamme de valeurs pour le rapport $P_0/P_s(T_0)$ allant de l'ordre de 10^{-4} à quelques 0,1. En supposant juste la loi de comportement (2.30) pour l'évolution de l'épaisseur d de la couche liquide en paroi (supposée uniforme) en fonction du rapport $P_0/P_s(T_0)$, celle-ci devrait alors varier d'environ 2 nm à 20 nm.

La régulation de température du dispositif expérimental est effectuée ici à l'aide d'un bain d'azote liquide (qui doit être régulièrement rempli) et de plusieurs résistances chauffantes. L'uniformité et la stabilité thermique du dispositif expérimental dans des conditions aussi proches de la saturation de l'argon est délicate à maintenir dans la mesure où de petites variations de température sont susceptibles de condenser la vapeur d'argon dans les conduites de gaz, ce qui provoque des sauts de pressions et de fortes variations de températures associées. Ainsi, cette expérience s'est révélée très coûteuse en temps, avec une stabilité des conditions ambiantes en deçà de ce qui était attendu à l'origine.

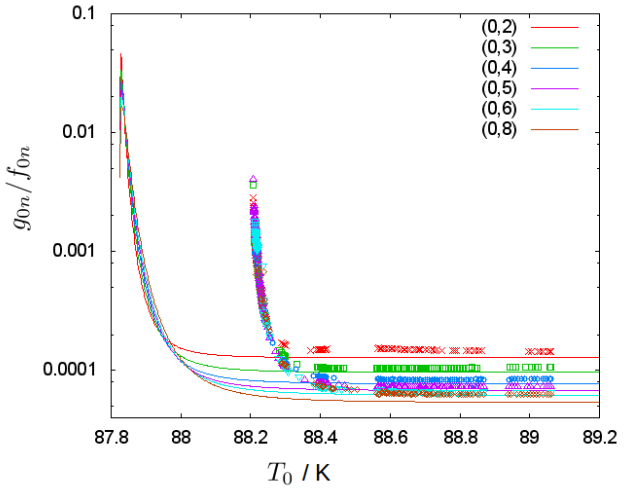

FIGURE 2.4 – Largeurs à mi-hauteur (valeurs relatives) associées aux différents modes radiaux indiqués sur la figure, mesurées (trait plein) en vapeur d'argon, et calculées à partir de modèles analytiques proposés § 2.2.4.a. en vapeur pure (points).

Néanmoins, les résultats finalement obtenus pour différents modes acoustiques radiaux, représentés Figure 2.4, sont encourageants. En effet, ils mettent en évidence les effets importants de la précondensation sur la dissipation acoustique. Aux plus hautes températures de la gamme considérée, les valeurs de largeurs à mi-hauteurs sont essentiellement liées aux seuls effets thermiques dans les couches limites. Selon la proximité au point de saturation, les effets de la précondensation sur le champ acoustique dans la cavité peuvent multiplier ces pertes jusqu'à un facteur 100 (aux plus basses températures).

Par ailleurs, il semble que les tendances prévues par le modèle pour la dissipation acoustique dans la cavité en fonction de la température (et donc de l'épaisseur de la couche liquide) sont correctes, mais que le modèle sous-évalue systématiquement cette dissipation. L'explication la plus probable est que la loi de comportement (2.30), valable pour une paroi parfaitement lisse, n'est pas adaptée dans le cas présent : la paroi interne de la cavité présentant des irrégularités, aussi faibles soient-elles, l'épaisseur de la couche liquide devrait selon toute vraisemblance croitre plus rapidement en fonction de la proximité au point de saturation (donc ici en fonction de la température).

Ainsi, l'épaisseur moyenne d de la couche liquide en paroi est déterminée ici en temps réel par l'analyse des propriétés de résonance de modes électromagnétiques TE et TM du résonateur. Cette méthode est celle utilisée dans des techniques d'hygrométrie par micro-ondes qui ont fait l'objet récemment d'importants développements dans différents laboratoires de métrologie [46, 93] : elle consiste à déterminer les variations de constantes diélectriques relatives, liées à la proportion entre liquide et vapeur dans la cavité résonante. La sensibilité de cette technique est telle qu'elle devrait permettre de détecter la formation en paroi d'une couche d'argon liquide uniforme d'un nanomètre d'épaisseur.

Cependant, les mesures effectuées jusqu'à présent avec cette technique n'ont pas permis ici de déterminer des valeurs pour l'épaisseur d qui soient cohérentes avec les résultats acoustiques obtenus. En effet, ces résultats conduisent à des valeurs de d de l'ordre du nanomètre aux températures les plus basses de la gamme exploitée ici, ce qui est nettement inférieur à l'épaisseur de liquide manifestement "vue" par le champ acoustique (Fig. 2.4). Une analyse plus approfondie semble indiquer que l'épaisseur de la couche liquide serait assez inhomogène sur la paroi de la cavité, ce qui peut être dû à la non uniformité de l'état de surface et/ou à un chauffage local des antennes micro-onde lorsqu'elles sont en fonctionnement.

Finalement, la validation de l'approche théorique proposée ici pour décrire le comportement acoustique d'une vapeur saturée compte tenu de phénomènes de précondensation en paroi et des changements de phase associés, doit passer

— par la réalisation d'une nouvelle expérience aux conditions ambiantes mieux contrôlées,
— et par une étude plus approfondie du champ électromagnétique dans la cavité utilisée ici en milieu diphasique afin d'en déduire une expression plus adaptée ici pour la loi de comportement (2.30) de l'épaisseur moyenne de liquide en paroi.

Pour le LCM, les enjeux de cette approche expérimentale du phénomène de precondensation afin de le caractériser au mieux sont directement liés à la mise au point d'un thermomètre acoustique en petite cavité à hélium, dédié à des températures inférieures à 4 K (cf. § 1.2.1).

2.4 Travaux en cours et perspectives

2.4.1 Résolution des équations par une méthode d'éléments finis

Un travail est en cours en collaboration avec le LAUM en vue de résoudre les équations de l'acoustique en mélanges gaz-vapeur par des méthodes d'éléments finis [34], ce qui permettrait d'effectuer une validation numérique des modèles analytiques présentés dans ce chapitre.

Etant donnée la complexité du problème, l'objectif, dans un premier temps, est de résoudre le système d'équations (2.14) à (2.17) linéaires en régime harmonique et en dehors de phénomènes de précondensation.

Les variables choisies ici pour la résolution par éléments finis sont la vitesse particulaire $\vec{v}$, la variation de température τ et la variation de concentration c. Le système d'équations (2.14) à (2.17) est alors réduit à trois équations, qui ne font pas intervenir d'opérateurs différentiels d'ordre supérieur à 2. Les conditions aux frontières associées à ces trois équations font intervenir une condition de continuité des vitesses, une condition isotherme, et une condition portant sur le flux de concentration normal à la paroi (éq. 2.24), nul en l'absence de phénomènes de précondensation. Cette dernière condition conduit ici à l'expression (2.26), exprimant le couplage entre les gradients de concentration et de température sur la paroi.

Ces travaux doivent constituer une première approche de la résolution d'un problème à géométrie simple (propagation d'une onde plane à une dimension et réflexion sur un plan rigide), nécessaire afin d'appréhender les difficultés à prévoir et limites éventuelles de cette formulation des équations de l'acoustique en mélange gazeux.

2.4.2 Applications et prolongements envisagés

Les retombées attendues de ces travaux sur la compréhension du comportement et des propriétés de mélanges gazeux touche, en premier lieu, au domaine de la métrologie des gaz. En effet, le dispositif expérimental décrit dans les paragraphes 1.1.4.e. et 2.3.1 permet un contrôle exceptionnel des conditions de température, de pression, de pureté et de composition de mélanges gazeux, et des améliorations sont possibles afin de réduire les perturbations acoustiques identifiées jusqu'à présent (cf. § 2.3.1). Ce banc serait alors en capacité fournir des résultats de mesure de haute qualité qui, associés à la modélisation du champ acoustique décrite ici, devrait permettre d'accéder à des valeurs pour les propriétés de transport et de diffusion mutuelle avec des incertitudes plus faibles que précédemment.

Une telle plateforme expérimentale présente un grand intérêt en métrologie des gaz, pour constituer une base de données fiables sur différentes propriétés physiques de mélanges binaires, dans diverses conditions de pression et de température (cf. § 2.1). Une validation expérimentale des modèles proposés pour le calcul de ces propriétés [11, 25, 36, 44, 45, 97], toujours manquante actuellement, serait alors possible.

De manière plus pratique, cette plateforme pourrait également être utilisée afin d'explorer les potentialités d'une méthode acoustique non intrusive pour la détection d'impuretés dans des gaz, enjeu important par exemple pour le transport et la distribution de carburants gazeux.

Par ailleurs, au-delà du cadre de la métrologie des gaz, les enjeux de ces travaux trouvent des applications directes pour l'optimisation de machines thermoacoustiques, où sont souvent utilisés des mélanges gazeux dont le nombre de Prandtl est minimisé. Le gradient de température dans le stack peut alors générer de la diffusion moléculaire, à l'origine notamment de

la séparation des composants du mélange déjà observée dans des machines thermoacoustiques [23, 88]

Enfin, plus généralement ces travaux peuvent trouver des applications dans certains domaines impliquant des mesures aériennes en présence d'humidité, celle-ci ayant un impact constaté sur la propagation acoustique dans des milieux poreux ou granulaires [43], et sur le fonctionnemt de machines thermoacoustiques [26, 91].

Chapitre 3

Microphones et chaînes de mesures en acoustique

Les travaux présentés dans ce chapitre se situent plus spécifiquement dans le domaine de la métrologie acoustique. Ils touchent à des préoccupations portant notamment sur l'étalonnage et la caractérisation de microphones capacitifs et de composants acoustiques miniatures, mais également de dispositifs de mesure en acoustique de manière plus générale.

3.1 Techniques d'étalonnage de microphones capacitifs

Les microphones utilisés pour effectuer des mesures acoustiques sont essentiellement des microphones capacitifs, dont le principe de fonctionnement est rappelé Figure 3.1.

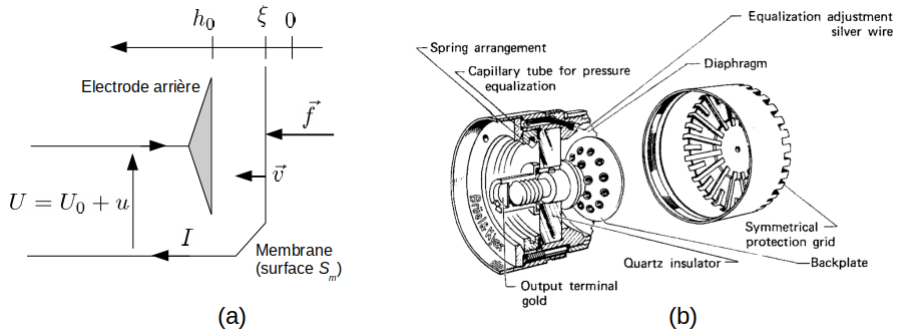

FIGURE 3.1 – Microphone capacitif : (a) principe de fonctionnement et notations, (b) vue éclatée d'un microphone de mesure Brüel & Kjær [4].

Le comportement électro-mécano-acoustique de ces transducteurs a été étudié abondamment, avec un niveau de détail plus ou moins grand [8, 40, 83, 100]. Ce comportement est celui d'une membrane circulaire, d'impédance mécanique Z_m, chargée acoustiquement à l'arrière par une couche d'air mince connectée à une petite cavité derrière l'électrode (impédance acoustique de l'ensemble Z_a). Un trou dans cette cavité arrière permet l'égalisation des pressions statiques intérieure et extérieure. Il est dimensionné pour avoir une fréquence de coupure basse inférieure à 5 Hz et n'a donc pas d'effet dans les fréquences audibles.

Un préamplificateur doit être associé à ce type de microphone, qui a pour but d'amener la tension de polarisation (généralement 200 V), de découpler les composantes continue et variable dans le temps de la tension de sortie et de présenter en sortie du microphone une impédance électrique Z_e grande de manière à optimiser les transferts de puissance dans les câblages en aval. Le préamplificateur a une fréquence de coupure basse du même ordre de grandeur que celle du trou d'égalisation de pression.

Le comportement global d'un microphone capacitif, soumis à une pression acoustique exerçant une force f sur la membrane, qui génère un déplacement moyen ξ à la vitesse moyenne v, est décrit par les équations de couplage électro-mécano-acoustiques écrites sous la forme suivante (selon les conventions de signes Figure 3.1) :

$$u = \frac{1}{\mathrm{j}\,\omega\, C_0} i - \frac{U_0}{\mathrm{j}\,\omega\, h_0 S_m} S_m v\,, \tag{3.1a}$$

$$f = \frac{U_0}{\mathrm{j}\,\omega\, h_0} i + (Z_a S_m^2 + Z_m + Z_L S_m^2) v\,, \tag{3.1b}$$

où Z_L est l'impédance de rayonnement à l'avant de la membrane.

En réponse à la pression $p = f/S_m - Z_L S_m v$ sur sa membrane, le microphone délivre un signal électrique $u = -Z_e i$ aux bornes du préamplificateur.

Finalement l'impédance acoustique du microphone est définie telle que

$$Z_A = \frac{p}{S_m v} = \frac{Z_m}{S_m^2} + Z_a\,. \tag{3.2}$$

et sa sensibilité en pression à circuit ouvert de la capsule microphonique est écrite :

$$\sigma = \left(\frac{u}{p}\right)_{i=0} = \frac{u_{r0}}{p} = -\frac{U_0}{\mathrm{j}\,\omega\, h_0 S_m Z_A} \tag{3.3}$$

En pratique, la tension électrique u_{r0} à circuit ouvert est déterminée par la technique de la tension insérée, décrite notamment dans les références [73][E1].

Par ailleurs, un microphone capacitif est un transducteur réciproque, c'est-à-dire qu'il peut fonctionner en émetteur en conservant les mêmes caractéristiques qu'en récepteur. Ainsi, lors d'une utilisation en émetteur, la force extérieure f est nulle et le mouvement de la membrane dû à la tension u appliquée au transducteur est à l'origine de la pression $p = -Z_L S_m v$ rayonnée.

Le report de cette relation dans les équations de couplage (3.1a,b) conduit à l'expression du débit généré par la source en fonction du courant i fourni au transducteur :

$$S_m v = \frac{Z_A}{Z_L + Z_A}\,\sigma i\,. \tag{3.4}$$

L'objet des paragraphes suivants est de rappeler brièvement les techniques d'étalonnage absolu et relatif de microphones capacitifs.

3.1.1 Étalonnage absolu par la méthode de réciprocité

Toute la chaîne métrologique en acoustique repose sur des microphones capacitifs de haute qualité appelés microphones étalons de laboratoire. Étalonnés par la méthode de réciprocité, ils servent de référence à l'étalonnage de microphones de travail (par substitution ou comparaison)

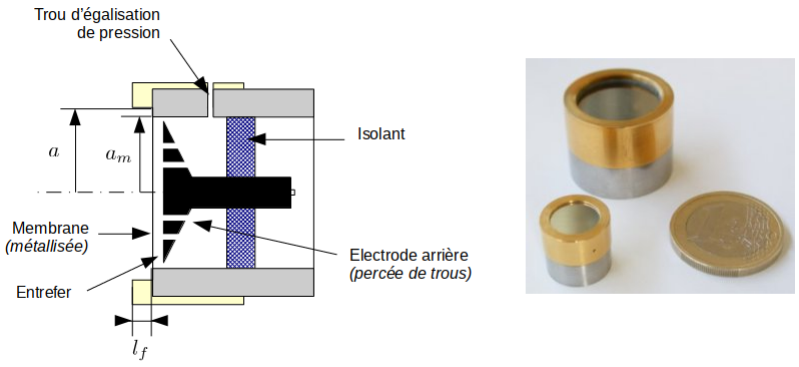

FIGURE 3.2 – Vue en coupe d'un microphone étalon de laboratoire et illustration de microphones 1" et 1/2".

qui permettent eux-mêmes d'étalonner les pistonphones et calibreurs servant aux étalonnages et réglages de différents types de chaînes de mesure à base de microphones (sonomètres, etc).

Les microphones étalons de laboratoire sont de 1" ou 1/2" (Figure 3.2). Ils doivent répondre à des exigences strictes [71] concernant :

— la qualité de leurs réalisation mécanique et caractéristiques géométriques, à savoir le rayon a de la membrane, le rayon a_m de sa partie mobile, la profondeur frontale ℓ_f ;
— leur stabilité dans le temps (aussi grande que possible dans un souci de traçabilité) ;
— l'influence des conditions ambiantes sur leurs caractéristiques qui doit être connue.

La méthode de réciprocité est une méthode d'étalonnage absolue utilisée notamment pour l'étalonnage en pression de microphones étalons de laboratoire et décrite dans la norme IEC 61094-2 [73].

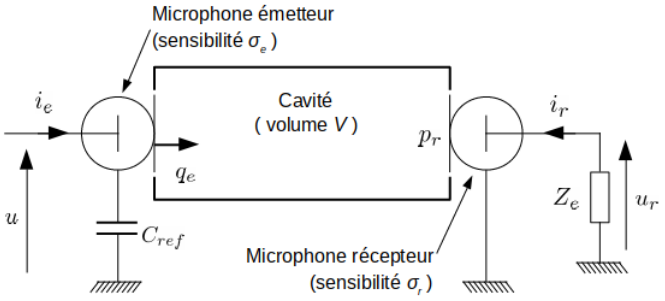

FIGURE 3.3 – Principe de l'étalonnage en pression de microphones par réciprocité.

Deux microphones, l'un fonctionnant en émetteur et l'autre en récepteur sont couplés acoustiquement par une cavité fermée à ses extrémités par les deux membranes (Figure 3.3). La cavité formée par l'ensemble a un volume géométrique total V.

L'impédance électrique de transfert $Z_E = u_{r0}/i_e$ entre les deux microphones, rapport de la tension à circuit ouvert u_{r0} en sortie du microphone récepteur sur le courant i_e traversant le microphone émetteur, peut alors être mesurée. La tension u_{r0} est mesurée par la technique de la tension insérée [73] et le courant i_e est déduit de la mesure de la tension mesurée aux bornes

de la capacité C_{ref} (connue).

Cette impédance de transfert dépend donc des sensibilités σ_e et σ_r des deux microphones, données respectivement par les expressions (3.3) et (3.4), et du champ acoustique dans la cavité de couplage. Finalement, le produit des sensibilités des deux microphones peut-être écrit comme suit

$$\sigma_e \sigma_r = \frac{u_{r0}}{i_e} \frac{q_e}{p_r} = Z_E Y_T \,, \tag{3.5}$$

où Y_T est l'admittance acoustique de transfert du système, rapport du débit q_e de la membrane de l'émetteur en court-circuit acoustique sur la pression p_r sur la membrane du récepteur [73]. Elle peut être déterminée par le calcul, en choisissant un modèle acoustique approprié pour représenter le système de microphones couplés.

Les deux quantités Z_E et Y_T pouvant être connues (respectivement par la mesure et le calcul), le produit de sensibilités $\sigma_e \sigma_r$ est totalement déterminé. De cette façon, en utilisant 3 microphones et en effectuant des combinaisons entre 2 des 3 microphones, il est possible d'obtenir 3 produits d'efficacités mutuellement indépendants, à partir desquels l'expression de la sensibilité en pression pour chacun des microphones peut être déduite.

Les incertitudes sur les étalonnages de microphones accessibles avec cette méthode peuvent atteindre 0,01 dB (ref 1V/Pa), soit environ 0,1% sur les valeurs de sensibilités.

3.1.2 Etalonnage relatif : technique de la grille d'entraînement

L'étalonnage relatif d'un microphone capacitif consiste à déterminer sa réponse à un champ de pression uniforme sur sa membrane en fonction de la fréquence. La grille d'entraînement est un dispositif facile à mettre en œuvre pour ce faire [32, 74][A5]. Cette technique, qui nécessite assez peu d'équipements spécifiques, peut être utilisée aussi bien en laboratoires de métrologie que par les utilisateurs (en complément d'un étalonnage à fréquence pure au pistonphone par exemple).

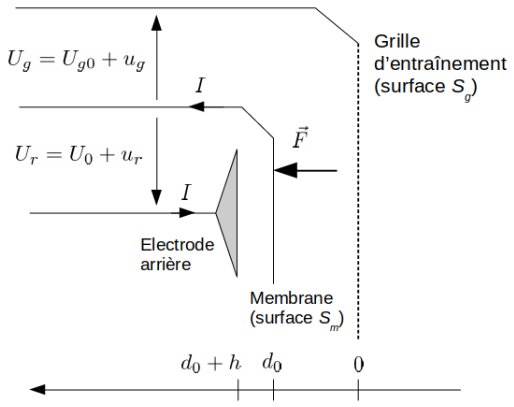

FIGURE 3.4 – Etalonnage relatif d'un microphone capacitif par grille d'entraînement.

Comme représenté Figure 3.4, une grille est placée en face, à une distance d_0 (de l'ordre du millimètre) de la membrane du microphone. Une tension électrique oscillante $U_g(t) = U_{g0} + u_g(t)$ est appliquée entre la grille et la membrane afin d'exercer sur celle-ci une force électrostatique

$$F(t) = F_0 + f(t) = -\frac{\epsilon S_g}{2D(t)^2} \left(U_{g0} + u_g(t)\right)^2 . \tag{3.6}$$

La force oscillante $f(t)$ simule sur la membrane une pression $p = f(t)/S_m$ supposée uniforme, qui génère en sortie du microphone une tension électrique $U_r(t) = U_{r0} + u_r(t)$, mesurée à travers un préamplificateur d'impédance électrique d'entrée Z_e. Si nécessaire, comme vu plus haut, la réponse à circuit ouvert u_{r0} du microphone à la grille d'entraînement peut-être mesurée avec la technique de la tension insérée [73].

Finalement, la réponse du microphone à la grille d'entraînement est directement liée à sa sensibilité σ :

$$\frac{u_{r0}}{u_g} = -\frac{\epsilon U_0}{d_0^2}\frac{S_g}{S_m}\sigma\frac{Z_A}{Z_A + Z_L}\ , \tag{3.7}$$

où Z_L est ici l'impédance acoustique de l'espace entre la membrane et la grille, ce qui donne, en supposant $Z_A >> Z_L$:

$$\frac{u_{r0}}{u_g} \approx -\frac{\epsilon U_0}{d_0^2}\frac{S_g}{S_m}\sigma\,. \tag{3.8}$$

Cette expression admet que la couche de gaz entre la grille et la membrane a une influence négligeable sur le comportement acoustique du microphone, ce qui est a priori le cas en conditions atmosphériques.

Actuellement, cette méthode ne peut-être utilisée comme une méthode d'étalonnage absolu car la distance d_0 dans l'expression (3.8) ne peut être connue avec l'exactitude nécessaire. La réponse en fréquence d'un microphone est cependant riche en informations sur ses caractéristiques mécano-acoustiques, en particulier sur ses propriétés de résonance. Comme la technique de la grille d'entrainement permet, de plus, de générer un champ de force (électrostatique) uniforme sur la membrane d'un microphone dans le vide, il est alors possible de déterminer ses propriétés mécaniques indépendamment de la charge acoustique à l'avant et à l'arrière.

Finalement, associée à un modèle pertinent, la technique de la grille d'entraînement peut être un excellent moyen d'estimer certaines propriétés mécaniques et/ou acoustiques d'un microphone.

3.2 Comportement de microphones capacitifs hors conditions atmosphériques

Les transducteurs utilisés pour générer et mesurer le champ acoustique dans les méthodes décrites au paragraphe 1.1.3 pour la détermination de la constante de Boltzmann et la thermométrie acoustique, mais aussi pour l'étude du comportement acoustique de mélanges gaz-vapeurs (§ 2.3), sont principalement des microphones capacitifs du commerce (1/4" Brüel & Kjær ou GRAS), conçus, optimisés et caractérisés pour une utilisation en conditions atmosphériques. Ainsi, leur comportement précis est assez mal connu hors de ces conditions. Les quelques études (essentiellement expérimentales) qui ont été effectuées par le passé [5] sont loin de couvrir les cas considérés ici (nature du gaz, domaines de pressions statiques et de températures). Une étude théorique et expérimentale a donc été menée sur ce sujet (collaboration entre le LCM, l'INRiM et la CVUT) afin de déterminer l'influence de la nature du gaz, de la pression statique et de la température sur le comportement de ces microphones.

Les modèles disponibles [8] permettent de prévoir l'influence de ces deux premiers paramètres sur le comportement de microphones capacitifs (Fig. 3.5), mais il n'existait pas alors de validation expérimentale, notamment dans les conditions de détermination de la constante de Boltzmann (travail en hélium ou argon, de 50 kPa à 700 kPa et à 273 K).

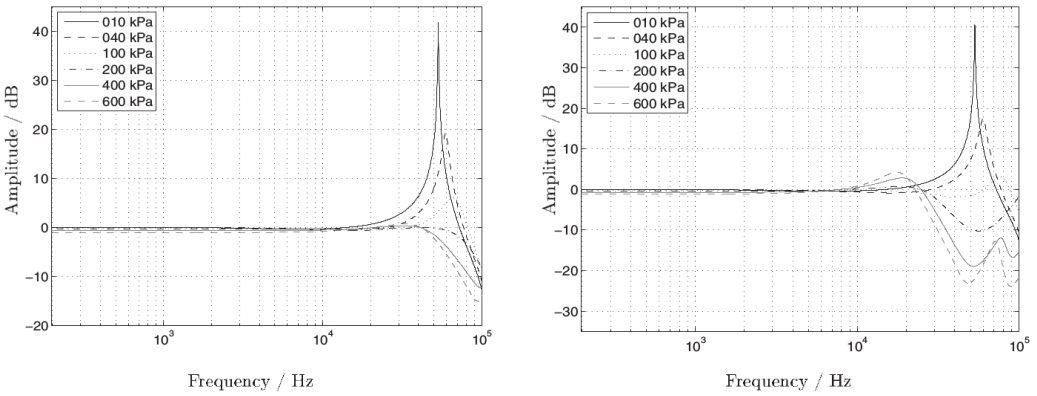

FIGURE 3.5 – Réponses en fréquence d'un microphone 1/4" (valeurs relatives) à la grille d'entraînement calculées dans de l'hélium (gauche) et de l'argon (droite) gazeux, à 273 K pour différentes pressions statiques, à partir d'un modèle disponible [8][A5].

De plus, si ces modèles permettent, en théorie, de prévoir les effets de la température du gaz sur le comportement de microphones, l'effet de la température sur les propriétés mécaniques de la capsule microphonique n'y est pas pris en compte.

Les principaux objectifs des travaux effectués à l'INRiM puis au LCM et présentés ci-dessous sont, d'une part, de confirmer la pertinence des modèles utilisés pour prévoir le comportement de microphones capacitifs hors conditions atmosphériques et, d'autre part, d'en toucher les limites afin de les compléter utilement dans les cadre d'applications, qui peuvent dépasser largement le seul cadre de la thermométrie acoustique.

3.2.1 Approche expérimentale adoptée

Les travaux de caractérisation expérimentale effectués ces 10 dernières années à l'INRiM [A5] et au LCM [BB11] concernant les effets des conditions ambiantes sur le comportement électro-mécano-acoustique de microphones capacitifs reposent tous sur la technique de la grille d'entraînement, mise en œuvre dans une enceinte close dans laquelle sont imposées différentes conditions de nature de gaz, de pression et de température.

Une vue schématique des dispositifs expérimentaux utilisés est représentée Figure 3.6. Une grille d'entraînement de 1/2" est posée (à l'aide d'un adaptateur) sur le microphone 1/4" étudié (Brüel & Kjær ou GRAS). La capsule microphonique et son préamplificateur sont tenus en position verticale dans une enceinte close immergée dans un bain thermostaté d'éthanol et eau ou un bain d'azote liquide pour les basses températures (dans ce cas, la température dans l'enceinte est régulée par des résistances chauffantes).

L'enceinte close peut être remplie d'hélium ou d'argon pur, ou être mise sous vide. La température à l'intérieur de l'enceinte est contrôlée par un ou plusieurs thermomètres en contact thermique avec le microphone.

L'utilisation de câbles longs et de passages étanches, inévitables ici, implique d'importantes perturbations électriques liées à la diaphonie entre signaux électriques d'excitation et en sortie du préamplificateur. Ces effets sont éliminés en ne polarisant pas la grille d'entraînement, c'est-à-dire en exploitant uniquement son fonctionnement non-linéaire : la membrane est alors excitée par une pression acoustique équivalente générée par la grille au double de la fréquence

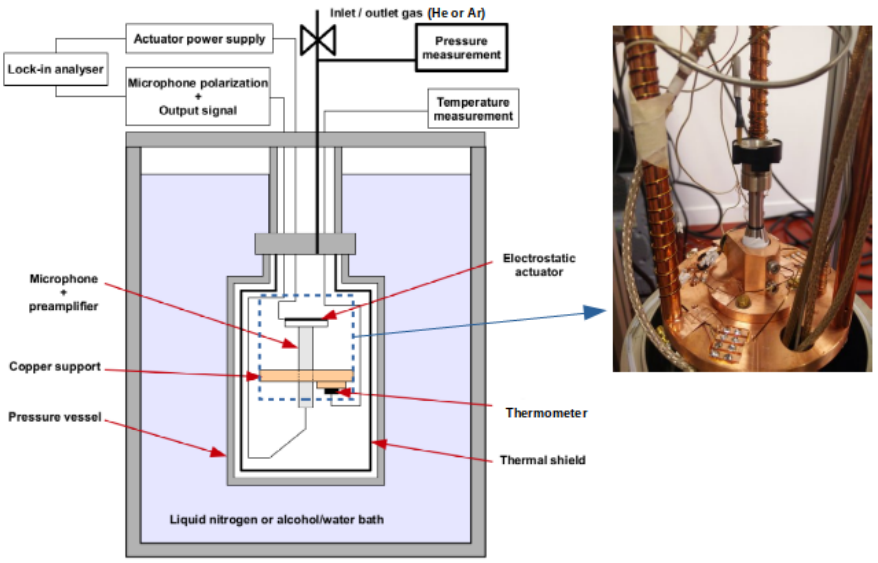

FIGURE 3.6 – Dispositif expérimental mis en œuvre à l'INRiM et au LCM pour caractériser les effets de la nature du gaz, de sa pression et de la température sur le comportement de microphones capacitifs.

d'excitation. Enfin, dans le but de limiter les risques d'arcs électriques, la polarisation du microphone est inférieure à 200 V (selon l'expérience 125, 100 ou 50 V).

Les signaux électriques sont générés et mesurés par un amplificateur à détection synchrone, sur des gammes de fréquences allant de 200 Hz à 100 kHz.

Seule l'expérience réalisée au LCM bénéficie de la technique de la tension insérée afin d'éliminer de la réponse du microphone l'influence de l'impédance électrique Z_e du préamplificateur.

3.2.2 Effets de la pression et de la nature du gaz sur le comportement global d'un microphone

Une première expérience a été réalisée à l'INRiM en 2008 avec un microphone Brüel & Kjær type 4138, dans de l'hélium et de l'argon à différentes pressions statiques et à la température unique de 273 K [A5]. La technique de l'insertion de tension n'a pas été utilisée ici et la réponse du microphone à la grille d'entraînement inclut donc également l'impédance électrique du préamplificateur. Ce n'est pas gênant ici pour analyser les effets de la pression et de la nature du gaz sur les propriétés d'un microphone, les propriétés du préamplificateur étant indépendantes de celles-ci.

Les résultats obtenus, représentés Figure 3.7, présentent un accord qualitatif tout à fait satisfaisant avec les résultats théoriques représentés Figure 3.5. Ils montrent également l'influence significative de la nature et de la pression du gaz sur la réponse du microphone à la grille d'entraînement, en particulier sur ses propriétés de résonance (comme attendu, l'amortissement augmente avec la densité du gaz).

Une comparaison quantitative entre résultats expérimentaux et théoriques ne serait cependant pas pertinente car les valeurs mesurées ici dépendent aussi, notamment, de la couche de

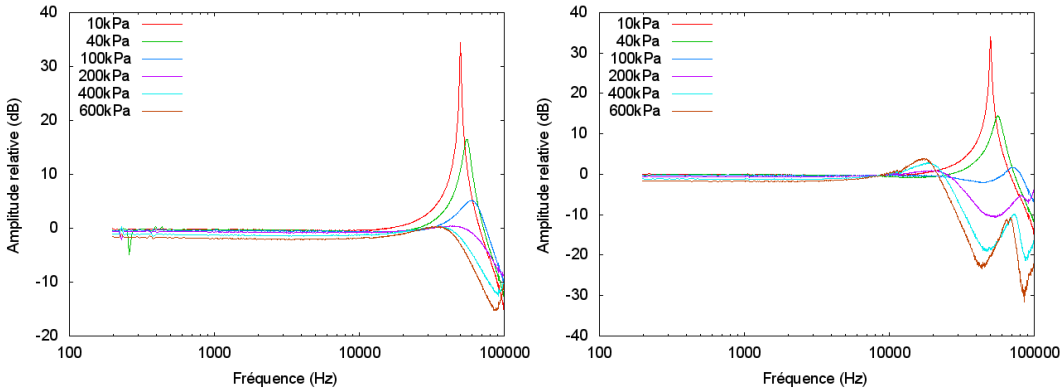

FIGURE 3.7 – Réponses d'un microphone 1/4" (valeurs relatives) à la grille d'entraînement mesurées dans de l'hélium (gauche) et de l'argon (droite) gazeux, à 273 K pour différentes pressions statiques [A5].

gaz entre la membrane et la grille. En effet, même si l'impédance de la couche de gaz entre la membrane et la grille est vraisemblablement faible (hypothèse admise en conditions atmosphériques), il est évident qu'elle varie en fonction de la nature et de la pression du gaz. Ainsi, les résultats expérimentaux illustrent les effets du gaz et de sa pression, non pas sur le comportement acoustique d'un microphone, mais sur celui d'un microphone couplé à une grille d'entraînement, système qui n'a encore jamais été modélisé à ce jour dans son ensemble.

Par ailleurs, l'amortissement structural de la membrane, dont la valeur exacte n'est, en général, pas connue et son effet est négligé dans les modèles disponibles jusqu'à présent, devrait être significatif aux plus basses pressions statiques utilisées ici. Une expérience a donc été réalisée au LCM récemment afin de compléter ces résultats.

3.2.3 Influence de la température sur les propriétés mécaniques de la membrane

L'objectif de cette expérience réalisée au LCM est de déterminer l'influence de la température sur le comportement d'un microphone capacitif, en particulier sur les propriétés mécaniques de sa membrane. Pour ce faire, la réponse du microphone à la grille d'entraînement est mesurée dans le vide à plusieurs températures. Dans ce cas, elle se réduit à la réponse d'une membrane, dont les propriétés mécaniques dépendent de la température, à un champ de force uniforme dans le vide. Ces propriétés mécaniques doivent ensuite être appliquées aux modèles de microphones utilisés pour comparaison avec de nouveaux résultats expérimentaux en cours d'acquisition dans de l'hélium ou de l'argon à différentes températures.

La gamme de températures exploitée ici est d'environ 80 K à la température ambiante (environ 300 K), gamme d'intérêt immédiat pour la thermométrie acoustique en basses températures. Dans la mesure où les propriétés électriques du préamplificateur sont susceptibles de varier avec la température, la technique de la tension insérée est ici indispensable [BB11].

Tout d'abord, cette expérience a permis de constater que microphone et préamplificateur fonctionnent en dessous de 100 K, ce qui n'avait pas encore été observé à notre connaissance. Les résultats obtenus à différentes températures montrent que la réponse de la membrane microphonique à la grille d'entraînement dans le vide peut bien être modélisée par une simple

fonction résonante, caractérisée notamment par les deux paramètres suivants : f_0 la première fréquence de résonance de la membrane et ξ l'amortissement réduit de cette résonance [BB10].

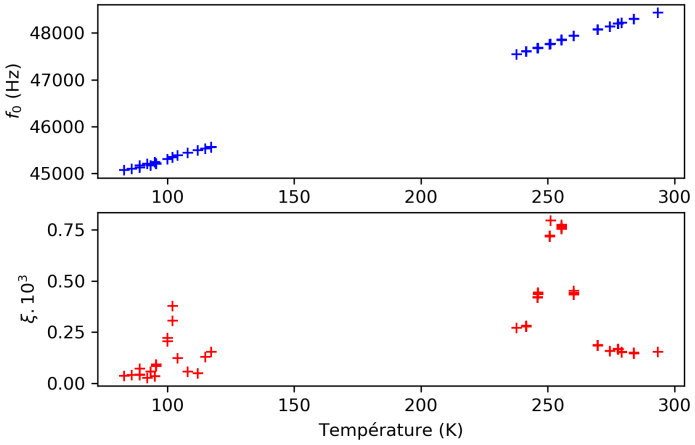

FIGURE 3.8 – Fréquences de résonance et amortissements réduits mesurés d'une membrane microphonique dans le vide en fonction de sa température.

Les évolutions respectives de ces deux paramètres en fonction de la température sont représentées Figure 3.8, qui met en évidence la sensibilité des propriétés de résonance de la membrane à la température. Pour la gamme de températures de 120 à 220 K, un nouvel équipement est nécessaire afin d'assurer la stabilité thermique, délicate à maintenir ici en raison de la chauffe du préamplificateur en fonctionnement. Il est, quoi qu'il en soit, possible d'ajuster les coefficients d'une fonction linéaire sur les résultats expérimentaux disponibles pour le moment sur l'évolution de la fréquence de résonance f_0 en fonction de la température. Le comportement de l'amortissement réduit ξ semble plus délicat à prévoir car la membrane présente manifestement des maxima locaux d'amortissement structural. Des résultats sont toujours en cours d'acquisition et des mesures complémentaires doivent également être effectuées afin de caractériser l'influence de la polarisation du microphone sur les propriétés mécaniques de sa membrane.

Les fonctions d'interpolation représentant l'évolution des propriétés mécaniques de la membrane en fonction de la température qui en seront déduites pourront alors être utilisées par la suite dans les modèles de microphones capacitifs existants et les résultats alors obtenus comparés aux résultats expérimentaux actuellement en cours d'acquisition sous pression d'hélium et d'argon.

La poursuite de ces travaux est également envisagée afin de contribuer à la conception et à l'optimisation de transducteurs capacitifs dédiés à des applications spécifiques (conditions ambiantes extrêmes ou hors conditions atmosphériques). Quelle que soit la technologie choisie pour la réalisation (MEMS ou mécanique), une attention toute particulière devra être accordée au choix de matériaux adaptés à ces conditions ambiantes spécifiques. Ces transducteurs n'étant pas conçus pour fonctionner normalement en conditions atmosphériques, le banc de caractérisation expérimentale mis en œuvre ici devra alors être développé pour accueillir une plus grande variété de transducteurs capacitifs et être envisagé comme une plateforme de caractérisation polyvalente. Ces travaux devront être poursuivi en collaboration avec le LAUM, qui possède entre autres l'expertise et des moyens de réalisation de transducteurs MEMS, et

la Czech Technical University in Prague (CVUT) pour ce qui concerne la modélisation de transducteurs miniatures.

3.2.4 Comportement d'un microphone couplé à une grille d'entraînement

Des travaux sont en cours, en collaboration avec la CVUT, visant à mettre au point de nouveaux modèles pour décrire le comportement global d'une capsule microphonique couplée à une grille d'entraînement. L'objectif est de tenir compte de manière unifiée des couplages entre le mouvement de la membrane, et ses charges arrière et avant.

Le modèle analytique en cours d'élaboration repose sur l'utilisation de la formulation intégrale pour exprimer la pression acoustique dans la couche de fluide qui charge le mouvement de la membrane [27]. Ce formalisme permet d'accéder à un niveau d'exactitude équivalent à celui obtenu par une théorie modale [29, 40, 100], tout en évitant certaines difficultés, notamment la prise en compte du couplage de modes de Dirichlet (membrane à bord fixe) et de Neumann (frontière rigide à la périphérie du fluide).

Dans le cas d'un microphone de mesure couplé à une grille d'entraînement (Fig. 3.6), les deux côtés de la membrane sont chargés par une couche mince du fluide, chaque couche étant couplée soit avec le volume arrière du microphone par la fente périphérique, soit avec l'espace avant (supposé infini) par les trous dans la grille. Des sources de vitesse particulaire passant par chaque trou permettent de tenir compte de leur présence. La position de chaque trou est fixée par une fonction de Dirac [40]. La solution de l'équation usuelle pour le déplacement de la membrane couplée avec la pression acoustique dans les deux couches de fluide est cherchée sous la forme d'un développement sur les fonctions propres de Dirichlet. L'équation de propagation pour la pression acoustique, avec un nombre d'onde complexe prenant en compte les effets thermovisqueux et avec les termes sources comprenant le déplacement de la membrane et vitesses particulaires liés aux trous, est résolue en utilisant une fonction de Green, exprimée sous la forme d'une fonction de Hankel satisfaisant les conditions aux frontières du problème.

Ces travaux devraient constituer une avancée significative dans la compréhension de la technique de la grille d'entraînement, très largement utilisée pour l'étalonnage relatif de microphones de mesure, et pourraient même permettre de porter, sous certaines conditions, cette méthode d'étalonnage relatif vers une méthode d'étalonnage absolu.

3.3 Méthode de réciprocité en cavité pour l'étalonnage primaire de microphones

Le travail présenté dans ce paragraphe constitue l'essentiel de mon travail de thèse effectué au LNE en co-tutelle avec le LAUM. Un des objectif en était de reprendre à la base les méthodes d'étalonnage absolu de microphones en usage au LNE afin de les améliorer et de les détourner pour d'autres applications (cf. § 3.4). Une partie de ce travail a consisté à mettre en place au LNE un nouveau banc d'étalonnage par la méthode de réciprocité. Les techniques de mesures du LNE ayant dès lors atteint un très bon degré d'exactitude, une étude approfondie sur la modélisation du champ de pression dans la cavité de couplage a été effectuée. Ces travaux ont trouvé un intérêt tout particulier lors d'une intercomparaison internationale sur l'étalonnage absolu de microphones, dans laquelle le LNE a obtenu des incertitudes parmi les plus basses.

3.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en place pendant ma thèse au LNE (2005) est représenté Figure 3.9. Depuis, ce banc a évolué et a été perfectionné tout en conservant le même cœur, à savoir le dispositif de réciprocité Brüel & Kjær type 5998 ainsi que certaines procédures établies alors.

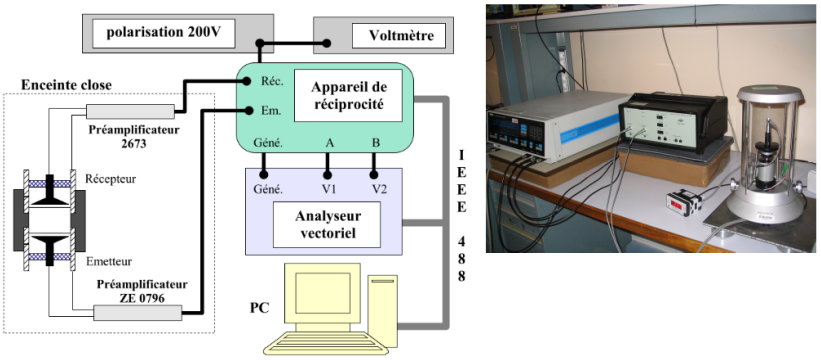

FIGURE 3.9 – Chaîne de mesure pour l'étalonnage des microphones par réciprocité utilisée au LNE en 2005 [E1].

Le laboratoire est climatisé à une température proche des conditions standard de référence (23 °C). Les conditions ambiantes (pression, température, humidité relative de l'air) sont contrôlées en continu durant les mesures.

Le système de fixation des microphones est conçu afin de rendre le montage des microphones dans la cavité de couplage reproductible et il offre une possibilité d'isolation aux bruits, vibrations et fluctuations de la pression atmosphérique. La réalisation mécanique des cavités de couplage utilisées ainsi que celle des microphones étalons de laboratoire est telle que les fuites acoustiques dans le montage sont minimales, avec un effet négligeable sur les mesures, sans avoir recours à de la graisse à vide.

L'appareil de réciprocité et les préamplificateurs utilisés permettent d'utiliser la technique de la tension insérée. La diaphonie, essentiellement dans cet appareil, mais aussi, dans une moindre mesure, entre les microphones constitue une source de perturbations non négligeable dans le dispositif d'étalonnage. L'appareil de réciprocité n'offre cependant pas de moyens de caractériser, voire réduire, sa diaphonie.

3.3.2 Champ acoustique dans la cavité de couplage

Le schéma de principe pour l'étalonnage en pression de microphones par réciprocité représenté Figure 3.9 est repris et détaillé Figure 3.10 en ce qui concerne la partie plus spécifiquement acoustique du système.

La cavité de couplage, généralement de forme cylindrique (section $S = \pi a^2$ proche de celle des membranes), est fermée à ses extrémités par les deux microphones, l'un fonctionnant en émetteur, l'autre en récepteur. Le volume total V de l'espace ainsi constitué inclut les volumes frontaux respectifs de chaque microphone (cf. Fig. 3.2). La longueur de la cavité doit être assez courte pour que la fréquence de résonance du système soit élevée et permettre ainsi des étalonnages sur une gamme de fréquences aussi étendue que possible. Le rapport diamètre sur

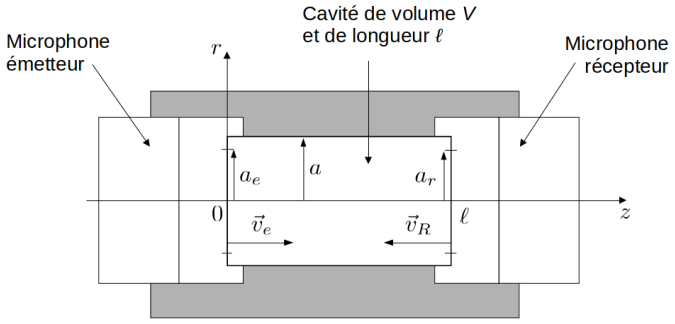

FIGURE 3.10 – Etalonnage de microphones par réciprocité en cavité cylindrique [E1].

longueur recommandé par la norme [73] est de 0,5 à 0,75, soit finalement une cavité cylindrique assez courte avec les membranes de microphones peu éloignées l'une de l'autre. Ce type de coupleur est conçu pour autoriser des étalonnages jusqu'à 10 kHz pour des microphones 1" et jusqu'à 20 kHz pour des microphones 1/2".

a. Analyse critique des modèles disponibles et préconisés

Le calcul de l'admittance acoustique de transfert Y_T (3.5) repose sur une modélisation du champ acoustique dans la cavité de couplage cylindrique, dont la précision doit être compatible avec celle du banc expérimental utilisé. Ainsi, le modèle sélectionné devrait intégrer les effets thermovisqueux dans les couches limites, ainsi que les effets respectifs des impédances acoustiques (3.2) de chaque microphone sur le champ acoustique.

Deux types de modèles étaient préconisés par la norme alors en usage [72], selon la gamme de fréquences considérée :

— l'un supposant le champ de pression uniforme dans la cavité (hypothèse valable pour des longueurs d'onde supérieures aux dimensions de la cavité, soit en basses fréquences),
— l'autre admettant la propagation d'ondes planes entre les deux membranes de microphones dans la cavité cylindrique (modèle dit "large bande").

Dans la version précédente de la norme, les effets thermiques étaient décrits pour les deux modèles par un même terme correctif appliqué respectivement au volume V et à la section S de la cavité. Ainsi, dans les deux modèles, les effets visqueux étaient négligés, ce qui n'est pas justifié sur toute la gamme de fréquences du modèle dit "large bande". Un modèle reposant sur les équations fondamentales de l'acoustique en fluide dissipatif appliquées à un guide d'onde cylindrique (approximation d'ondes planes) a donc été suggéré [6], où les effets thermiques et visqueux dans les couches limites latérales sont pris en compte dans le nombre d'onde et les effets thermiques aux extrémités de la cavité sont exprimés sous forme d'admittances spécifiques de parois [A1,E1]. Ce modèle a été intégré depuis à la version actuelle de la norme sur l'étalonnage primaire de microphones [73].

Le modèle supposant un champ de pression uniforme dans la cavité souffre également d'inexactitudes dans l'expression des effets thermiques, toujours présentes dans la version actuelle de la norme. Cette expression repose sur une approche théorique proposée précédemment par Gerber [24] pour modéliser un champ acoustique en cavité, en fonction du type de source acoustique. Pour ce faire, Gerber proposait de résoudre l'équation de conduction de la chaleur (1.8) pour τ de deux façons différentes selon si la cavité est excitée par :

— un générateur de variation de pression p_g,

— un générateur de variation de débit, produisant une variation de volume massique $1/\rho'_g$.

Le modèle sélectionné comme base pour calculer les effets thermiques dans la cavité de couplage excitée par le microphone émetteur correspond alors au second type de solution proposé par Gerber, et c'est toujours celui préconisé dans la norme en vigueur [31, 73].

Cependant, dans les deux types de solution proposées, le terme p_g ou $1/\rho'_g$ prend la place respectivement de la variation de pression p ou de la variation de volume massique $1/\rho'$ dans le second membre de l'équation de conduction de la chaleur (1.8), interprété donc par Gerber comme décrivant la contribution d'une source au processus de diffusion thermique dans une cavité. Cette approche est, dans ce sens, incorrecte car l'écart de pression ou de volume massique entrant dans l'équation de conduction de la chaleur décrit l'état thermodynamique du fluide en tout point du domaine d'étude et non l'influence d'une source. Dans le cas présent, la source (microphone émetteur) se trouve localisée en paroi et doit donc être prise en compte dans les conditions aux frontières. Par ailleurs, dans son raisonnement, Gerber ne fait pas usage de l'équation de Navier-Stokes ni de l'équation de conservation de la masse, équations pourtant nécessaires à la description du mouvement acoustique dans son ensemble.

Ceci pose un problème fondamental qui a des répercussions numériques sur les étalonnages primaires de microphones de l'ordre de 0,1 dB dans le cas où ce modèle, dit "basses fréquences", de la norme est utilisé [A1, E1]. Ces écarts sont, de surcroît, rédhibitoires dans le cadre d'étalonnages visant des applications dans le domaine des infrasons et d'autres modèles plus adaptés ont été proposés depuis [A17].

b. Effet de modes radiaux évanescents : formulation intégrale

Le modèle dit "large bande" préconisé par la norme, qui repose sur la propagation d'ondes planes dans la cavité, néglige les modes supérieurs (radiaux) qui pourraient avoir une influence non négligeable sur les résultats d'étalonnage. En effet, même si, aux fréquences considérées, ces modes sont évanescents dans la cavité, ils y sont générés par la membrane du microphone émetteur, dont le champ de déplacement n'est pas uniforme. La longueur de la cavité étant assez courte, le champ de pression sur la membrane du récepteur ne devrait pas non plus être uniforme. Enfin, la membrane du récepteur n'a pas, à la base, un mouvement de piston plan.

Rasmussen proposait de prendre en compte les modes radiaux par un terme correctif à appliquer à l'admittance acoustique de transfert [75]. Le calcul de cette correction reposait cependant sur un modèle mathématique admettant des hypothèses simplificatrices qui en réduisaient la portée. En particulier, la nature dissipative du fluide n'était pas prise en compte dans ces travaux.

Un nouveau modèle analytique a donc été développé, sur la base d'une solution modale du problème mathématique, qui repose sur la formulation intégrale et intègre naturellement la nature dissipative du fluide.

Le système constitué par les microphones insérés dans la cavité de couplage cylindrique est celui représenté Figure 3.10. Les membranes microphoniques ont des rayons respectifs a_e et a_r légèrement inférieurs au rayon a de la cavité et leurs champs de vitesse respectifs sont notés v_e et v_R. Ici, les équations fondamentales de l'acoustique (1.6-1.8) peuvent être simplifiées en effectuant les hypothèses simplificatrices suivantes :

— les composantes radiales et hélicoïdales (r, θ) de la vitesse particulaire $\vec{v}$ sont beaucoup plus petites que sa composante selon z,

— les dérivées de la vitesse particulaire et de la variation de température par rapport à la coordonnée radiale r sont beaucoup plus grandes que leurs dérivées par rapport à z.

Le système d'équations ainsi simplifié, associé à des conditions aux frontières adaptées sur les parois latérales de la cavité cylindrique (condition de non-glissement et conditions de Dirichlet pour la variation de température) conduisent à l'équation de propagation suivante :

$$(\Delta + k_z^2)p(\vec{r}) = 0\,, \tag{3.9}$$

où $\vec{r}$ désigne les coordonnées de l'espace (r, θ, z) et le nombre d'onde k_z exprime les effets thermiques et visqueux dans les couches limites des parois latérales. Il est donné par

$$k^2 = k_0^2 \frac{1 + (\gamma - 1)K_h}{1 - K_v}\,, \qquad \text{avec} \qquad K_{h,v} = \frac{2}{k_{h,v}a}\,\frac{J_1(k_{h,v}a)}{J_0(k_{h,v}a)}\,. \tag{3.10}$$

Les conditions aux frontières suivantes sont associées à cette équation de propagation (pour toutes valeurs de $\theta \in (0, 2\pi)$) :

$$\rho_0 c_0 v_z = \rho_0 c_0 v_t - \zeta_{z0} p\,, \qquad r \in (0, a_e)\,,\ z = 0\,, \tag{3.11a}$$
$$\rho_0 c_0 v_z = -\rho_0 c_0 v_R + \zeta_{z\ell} p\,, \qquad r \in (0, a_r)\,,\ z = \ell\,, \tag{3.11b}$$
$$\rho_0 c_0 v_z = -\zeta_{z0} p\,, \qquad r \in (a_e, a)\,,\ z = 0\,, \tag{3.11c}$$
$$\rho_0 c_0 v_z = \zeta_{z\ell} p\,, \qquad r \in (a_r, a)\,,\ z = \ell\,, \tag{3.11d}$$
$$v_r = 0\,, \qquad r = a\,,\ z \in (0, \ell)\,, \tag{3.11e}$$

les admittances spécifiques ζ_{z0} et $\zeta_{z\ell}$ exprimant les effets visqueux et thermiques sur les parois en $z = 0$ et $z = \ell$.

L'utilisation du théorème de Green permet d'exprimer la pression acoustique $p(\vec{r})$ dans la cavité sous la forme intégrale

$$p(\vec{r}) = \frac{\mathrm{j}\, k_0 \rho_0 c_0}{1 - K_v} \left[\iint_{S_e} v_t(\vec{r}_0) G(\vec{r}, \vec{r}_0)\, \mathrm{d}S_0 + \iint_{S_r} v_R(\vec{r}_0) G(\vec{r}, \vec{r}_0)\, \mathrm{d}S_0 \right]\,, \tag{3.12}$$

où S_e et S_r sont les surfaces respectives de membranes microphoniques émettrice et réceptrice et $G(\vec{r}, \vec{r}_0)$ est la fonction de Green du problème satisfaisant des conditions de Dirichlet sur la paroi latérale ($r = a$) et qui intègre les effets des couches limites thermiques en $z = 0$ et $z = \ell$.

Cette fonction de Green est ensuite exprimée comme la superposition d'un développement modal sur les coordonnées (r, θ) et d'une fonction de propagation à une dimension pour la coordonnée z. L'expression (3.12) du champ de pression intègre ainsi ensemble les effets thermiques et visqueux dans les couches limites de la cavité (latérales et aux extrémités) et les effets liés à l'existence de modes radiaux dans la cavité.

Finalement, l'admittance acoustique de transfert Y_T (3.5) peut être exprimée à partir de cette modélisation du champ acoustique [A2, E1]. Cette expression fait intervenir les champs de vitesse et de pression moyens sur les membranes de microphones, chargées à l'arrière par l'impédance Z_a (éq. 3.1b), et à l'avant par la cavité de couplage. La connaissance de ces champ de vitesse avec une exactitude suffisante reste encore à établir, même si des efforts importants dans ce sens ont été faits depuis [29, 40, 81].

Pour une première approche, la contribution des ondes radiales dans la cavité cylindrique a été calculée en supposant que les champs de vitesse ont la forme d'une fonction de Bessel

(mouvement typique d'une membrane en champ libre) ou en décrivant leur mouvement sous la forme d'un développement sur la base des modes propres radiaux de la cavité. Cette contribution s'élève à 0,1 dB aux plus hautes fréquences de la gamme (jusqu'à 25 kHz). Si cette contribution reste faible, elle n'en est pas moins significative ici. Cependant, d'autres causes d'incertitudes liées au banc de mesure (distorsion, diaphonie en particulier) ont toujours une part plus importante dans les incertitudes d'étalonnage en hautes fréquences. Ainsi, la prise en compte des effets liés à l'existence d'ondes radiales évanescentes dans la cavité n'est pas encore aujourd'hui une priorité pour l'étalonnage absolu de microphones.

3.3.3 Prolongement vers la métrologie acoustique infrasonore

Actuellement, un intérêt croissant se manifeste pour les mesures infrasonores, par exemple dans le cadre de surveillances géophysiques visant à anticiper des catastrophes naturelles (éruptions volcaniques, tsunamis, avalanches), ou pour le contrôle du bruit généré par des éoliennes [60, 86, 99]. Une autre application majeure des mesures infrasonores est la surveillance en vue de contrôler le respect du Traité d'Interdiction Complète des Essais Nucléaires. Des capteurs infrasonores (microbaromètres) permettent d'effectuer des mesures à des basses fréquences allant jusqu'à $0,02$ Hz. Cependant, les variations de pression mesurées avec ces capteurs ne sont pas traçables au SI car il n'existe pas, à ce jour, d'étalon en acoustique pour les fréquences inférieures à 2 Hz.

Des travaux sont en cours au CEA-DAM, en collaboration avec le LNE et le LAUM, afin d'élargir la gamme de fréquences des techniques d'étalonnage primaire de microphones en cavité (par la méthode réciprocité) vers les basses fréquences jusqu'au centième de hertz. Pour cela, la structure même des microphones doit être modifiée, notamment le trou d'égalisation de pression doit être obturé, et l'électronique du préamplificateur revue afin de baisser sa fréquence de coupure basse. Enfin, la modélisation du champ acoustique dans la cavité de couplage a été améliorée afin de prendre en compte de manière adaptée les effets thermiques, importants aux basses fréquences (cf. § 3.3.2.a.). La pertinence de cette modélisation par rapport à de précédentes approches a été validée expérimentalement [A17]. D'un point de vue métrologique plus fondamental, ces travaux constituent également une avancée décisive pour la création d'un lien entre la métrologie acoustique et la métrologie des pressions statiques, toujours manquant à l'heure actuelle.

3.4 Caractérisation de composants acoustiques miniatures

Différents systèmes acoustiques (oreilles artificielles, transducteurs miniaturisés ou non, etc) sont conçus à l'aide d'éléments tels que des conduits ou réseaux de conduits fins, de petites cavités, etc, dont les dimensions peuvent parfois être du même ordre ou petites devant la longueur d'onde.

L'estimation des caractéristiques acoustiques de tels composants à partir de modèles théoriques n'est pas toujours une bonne méthode car ceux-ci sont souvent très sensibles à des erreurs sur les dimensions géométriques, conduisant à des incertitudes importantes sur les résultats de calcul. Ainsi, en pratique, la caractérisation et l'optimisation de dispositifs acoustiques miniatures nécessite de pouvoir déterminer expérimentalement le comportement acoustique global de ces éléments, notamment par la mesure de leur impédance acoustique d'entrée, possible avec la méthode décrite ci-dessous avec une incertitude relative de l'ordre de 1%.

3.4.1 Méthode de mesure inspirée de la méthode de réciprocité

La méthode mise en œuvre au LNE pour mesurer l'impédance d'entrée de composants acoustiques miniatures repose sur la méthode de réciprocité décrite au paragraphes 3.1.1 et 3.3 pour l'étalonnage absolu de microphones étalons de laboratoire. Le dispositif expérimental est identique à celui décrit Figure 3.10, à ceci près que, à une distance ℓ_1 du microphone émetteur, l'élément acoustique à caractérisé est monté affleurant à la paroi (voir par exemple Figure 3.12). Ce élément présente alors à la cavité de couplage une admittance spécifique $y_1(a, \theta, \ell_1)$, localisée en paroi sur une petite surface ΔS_1, soit une admittance acoustique d'entrée totale $Y_1 = \dfrac{\Delta S_1 y_1}{\rho_0 u_0}$. Ainsi, le système considéré ici est une cavité cylindrique fermée à ses extrémités par deux membranes de microphones et présentant une discontinuité d'impédance en paroi localisée en $z = \ell_1$. Les deux microphones étant étalonnés, la mesure de l'impédance électrique de transfert Z_E dans ces conditions permet de déduire l'admittance acoustique de transfert Y_T du système (éq. 3.5). Une modélisation adaptée du système doit alors permettre de remonter à l'admittance acoustique d'entrée de l'élément miniature en paroi.

Cette modélisation du champ acoustique peut reposer sur l'hypothèse admise précédemment de la propagation d'ondes planes dans la cavité cylindrique (cf. § 3.3.2.a). Il faut, pour cela imposer des conditions aux frontières supplémentaires sur la continuité des débits et pressions acoustiques en $z = \ell_1$ [E1]. L'expression de l'admittance acoustique de transfert qui en découle dépend alors des dimensions de la cavité de couplage, des admittances acoustiques respectives des microphones et de l'admittance acoustique d'entrée Y_1 du composant miniature à caractériser. Cependant, cette formulation néglige les effets des modes radiaux évanescents liés aux mouvements non uniformes des membranes et des modes couplés liés à la présence de la discontinuité en paroi, et peut, à ce titre, présenter des limites, notamment en hautes fréquences.

Le modèle développé pour l'étalonnage de microphones reposant sur la formulation intégrale du problème aux limites (cf. § 3.3.2.b) permet aisément de tenir compte de ces phénomènes dans la cavité. Dans ce cas, le champ de pression $p(r, \theta, z)$ satisfait aux mêmes équation de propagation (3.9) et conditions aux frontières (3.11a-d) que précédemment, auxquelles s'ajoute une condition au frontières sur l'admittance de paroi en $z = \ell_1$. L'expression (3.12) du champ de pression devient alors dans ce cas

$$p(\vec{r}) = \frac{\mathrm{j}\, k_0 \rho_0 c_0}{1 - K_v} \left[\iint_{S_e} v_e(\vec{r}_0) G(\vec{r}, \vec{r}_0)\, \mathrm{d}S_0 + \iint_{S_r} v_R(\vec{r}_0) G(\vec{r}, \vec{r}_0)\, \mathrm{d}S_0 \right] - \mathrm{j}\, k_0 \iint_{\Delta S_1} y_1(\vec{r}_0) p(\vec{r}_0) G(\vec{r}, \vec{r}_0)\, \mathrm{d}S_0 \,. \quad (3.13)$$

En exprimant le champ de pression et la fonction de Green sous la forme d'un développement modal sur la base des fonctions propres de la cavité, cette forme de solution met en évidence des couplages de modes liés au terme en y_1, soit à la discontinuité d'impédance locale en paroi.

3.4.2 Impédance acoustique des éléments de l'oreille artificielle

Les audiomètres à sons purs doivent être étalonnés à l'aide d'une oreille artificielle (Fig. 3.11), transducteur censé présenter à un casque une impédance acoustique voisine de celle de l'oreille humaine moyenne. La norme IEC 318 [70] précise la composition (cavités, tubes et

fente), les caractéristiques (impédances acoustiques) et les tolérances sur ces caractéristiques, des différents éléments d'une oreille artificielle.

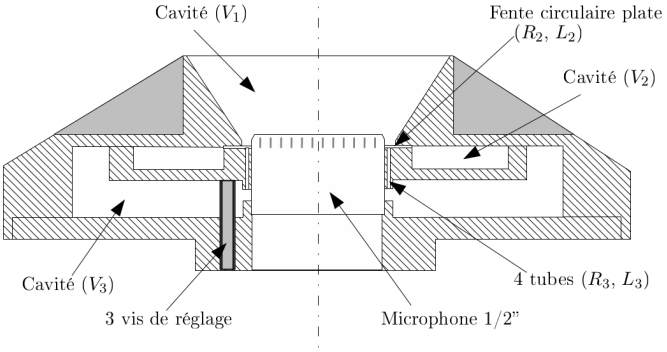

FIGURE 3.11 – Oreille artificielle produite par Brüel & Kjær (coupe à une échelle voisine de 2/1) [E1].

Le volume frontal V_1, qui est censé simuler le pavillon de l'oreille humaine, assure le couplage entre le casque de l'audiomètre et l'oreille artificielle. Les autres éléments de l'oreille artificielle ont pour but de reproduire l'impédance acoustique d'entrée du conduit auditif et sont censés se comporter comme des impédances acoustiques localisées dans le plan de la membrane du microphone. Ces impédances sont réalisées à l'aide de conduits étroits en communication avec des cavités.

Des efforts ont été effectués par les laboratoires de métrologie afin de développer des méthodes d'étalonnage pour les oreilles artificielles, notamment par la mesure de leur impédance d'entrée. La méthode utilisée pour cela est celle décrite au paragraphe précédent, où le microphone émetteur est un microphone étalon de laboratoire, inséré dans le volume frontal de l'oreille artificielle à l'aide d'un adaptateur mécanique, et le microphone de l'oreille artificielle est remplacé par un autre microphone étalon de laboratoire.

Les résultats expérimentaux alors obtenus et une analyse critique de la modélisation proposée par la norme pour décrire le comportement acoustique de l'oreille artificielle [70] ayant mis en évidence ses limites, une modélisation plus avancée a été développée au LAUM pour chaque élément constitutif de l'oreille artificielle (Fig. 3.11), soit une fente circulaire plate chargée par un volume annulaire (volume V_2) et un réseau de quatre tubes cylindriques fins chargés par une cavité annulaire à changement de section (volume V_3) [7]. Il était dès lors nécessaire de valider individuellement ces modèles par la méthode décrite au paragraphe précédent en faisant usage de cavités de couplage dédiées à cet effet.

Les cavités de couplage représentées Figure 3.12 ont été réalisées dans le cadre de ma thèse [E1] et de celle de Dominique Rodrigues [81] afin de valider les modèles associés à la fente circulaire plate et aux quatre tubes cylindriques. Les résultats expérimentaux alors obtenus (Fig. 3.13) présentent un excellent accord avec les résultats théoriques jusqu'à environ 5 kHz. Dans la partie haute de la gamme de fréquences, les différences entre résultats théoriques et expérimentaux sont plutôt à imputer au modèle de la cavité de couplage utilisé qui admet la propagation d'ondes planes alors qu'à ces fréquences, des modes radiaux et hélicoïdaux ont des effets non négligeables sur le champ acoustique du fait des couplages modaux liés à la présence de l'élément localisé en paroi. Un élargissement de la gamme de fréquences applicable nécessite

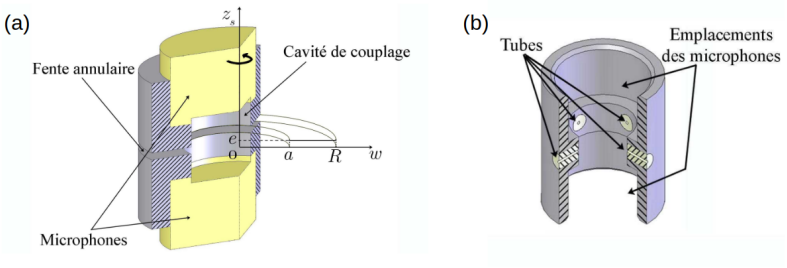

FIGURE 3.12 – Cavités de couplage réalisées afin de valider les modèles proposés pour décrire le comportement acoustique (a) d'une fente circulaire plate ouverte et (b) de quatre tubes cylindriques ouverts [81].

donc d'effectuer des efforts en vue de déterminer le champ de vitesse et de pression sur les membranes de microphones dans la cavité de couplage, comme évoqué au paragraphe 3.3.2.b.

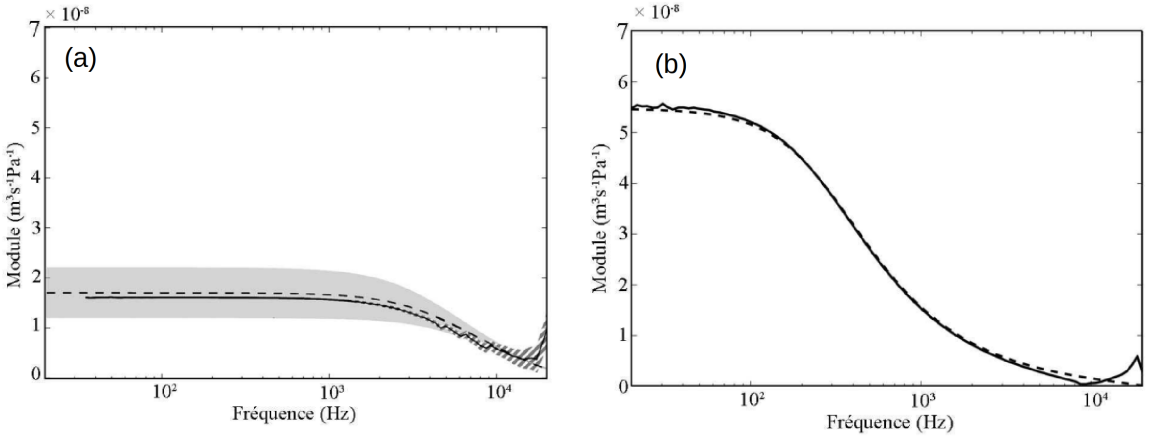

FIGURE 3.13 – Module de l'admittance acoustique d'entrée (a) d'une fente circulaire plate et (b) de quatre tubes cylindriques (valeurs mesurées en trait plein et incertitudes en zone hâchurée, valeurs calculées en trait discontinu et incertitudes en zone grisée) [81].

Ces résultats expérimentaux ont montré pour la première fois que la méthode de mesure proposée au paragraphe précédent est adaptée pour caractériser le comportement acoustique de divers petits éléments avec une exactitude très satisfaisante.

Par la suite, ces travaux ont servi de base pour le développement de nouveaux simulateurs d'oreille, censés simuler de manière plus réaliste l'impédance de l'oreille humaine (de nouveau-né à adulte), et pour la mise au point de techniques de qualification, voire d'étalonnage de ces nouveaux dispositifs [82].

3.4.3 Comportement mécano-acoustique d'un microphone à nano-jauges de contrainte

La miniaturisation des microphones constitue un enjeu important dans le domaine médical (implants auditifs) ou de l'électronique grand public (téléphones portables) cependant, la réduction de la surface de la membrane constitue une limite à la miniaturisation des microphones de type capacitifs, qui constituent une grande part des microphones MEMS. Pour remédier à cette difficulté, une architecture reposant sur l'utilisation de poutres oscillant dans le plan et agissant sur des nano-jauges silicium (technologie M&NEMS) a été développée au CEA-LETI [D7], dont le principe de fonctionnement est représenté Figure 3.14.

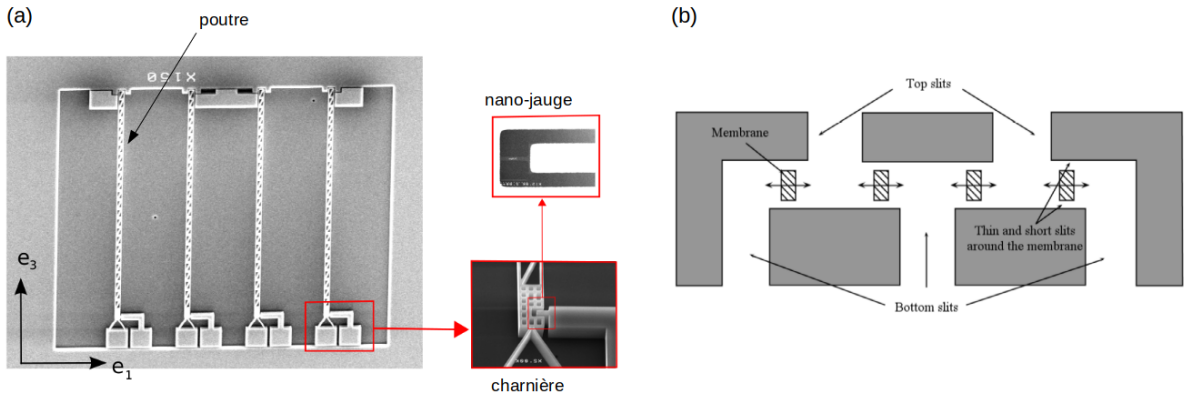

FIGURE 3.14 – Microphone planaire à nano-jauges : (a) vue du dessus (b) plan de coupe (représentation schématique).

Le microphone, de taille réduite ($1{,}5\times1{,}5\times0,6$ mm^3) est constitué de quatre poutres. Une face latérale de chacune est soumise à la pression acoustique incidente. Les effets visqueux dans les interstices au dessus et en dessous de chaque poutre (1 à 2 µm d'épaisseurs, 2 µm de longueur) maintiennent une différence de pression entre ses deux faces. Chaque poutre est liée au substrat par une charnière qui lui permet de pivoter dans le plan (l'autre extrémité étant libre). Une jauge de contrainte silicium de section nanométrique (inférieure à 250×250 nm^2) est placée à proximité de l'axe de rotation de chaque poutre. Ainsi, elle subit une contrainte axiale importante qui dépend de la différence de pression entre les deux côtés de la poutre. Par effet piézorésistif, elle présente donc à ses bornes une variation de résistance électrique directement reliée à la contrainte subie, et donc à la pression acoustique incidente. Finalement, une variation de tension électrique est mesurée en sortie du microphone en insérant les quatre nano-jauges dans un pont de Wheatstone (montage push-pull en pont complet). La sensibilité en pression du microphone MADNEMS, définie comme le rapport de la variation de tension en sortie du pont de Wheatstone sur la pression acoustique incidente, se trouve être directement proportionnelle à la somme des pressions acoustiques agissant sur chaque poutre.

Comme représenté Figure 3.14, les membranes sont couplées au champ acoustique incident par plusieurs fentes plates (100 µm d'épaisseurs et 300 µm de longueur) de dimensions très supérieures à celles des interstices encadrant les poutres et ouvertes à l'avant et à l'arrière du microphone. Enfin, afin de protéger le microphone et son électronique (conçue par l'IM2NP),

ceux-ci sont placés dans un package selon deux configurations possibles (top-port ou bottom-port), représentées Figure 3.15.

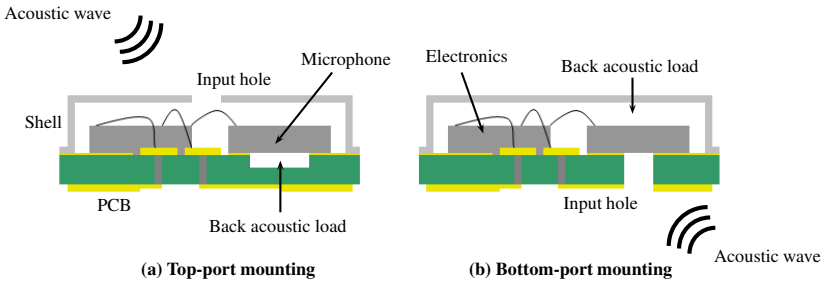

FIGURE 3.15 – Configurations possibles pour le montage du microphone dans le package.

Le comportement mécano-acoustique de ce capteur a été étudié de manière approfondie au LVA dans le cadre du projet ANR MADNEMS afin de prédire sa sensibilité et de contribuer à son optimisation. La modélisation du comportement d'une telle structure, doit notamment prendre en compte les effets visqueux (de cisaillement) et thermiques sur le champ acoustique pour être en mesure de déterminer la distribution des contraintes s'exerçant les poutres (mobiles).

Ainsi, une première modélisation analytique approchée a été effectuée, qui admet la propagation d'ondes planes dans chaque portion des conduits (fentes plates) représentés Figure 3.14, en imposant des conditions de continuité des pressions et débits acoustiques aux différentes jonctions. A noter que compte tenu des dimensions des fentes dessus et dessous chaque poutre (environ 1 µm), leur comportement est assimilé à celui de résistances visqueuses également liées à la vitesse de translation des poutres. Cette première modélisation relativement légère a permis d'étudier le comportement global du microphone à nano-jauges, et de déterminer les effets de ses différents éléments constitutifs sur sa sensibilité et sa réponse en fréquence. Les résultats obtenus ont montré que le microphone monté en bottom-port dans le package devrait avoir des performances meilleures qu'en top-port (Fig. 3.15). De plus, cette modélisation approchée a permis de mettre en évidence les rôles déterminants de l'épaisseur des espaces dessus et dessous les poutres et du volume du package dans la valeur de la fréquence de coupure basse du microphone.

Compte tenu de la complexité de l'architecture du microphone, de ses dimensions (de l'ordre de grandeur des couches limites thermovisqueuses ou inférieures) et des forts couplages fluide/structure en jeu ici, ce modèle analytique simplifié pouvait cependant se révéler insuffisant. Ainsi, une modélisation par éléments finis a également été développée pour les champs de pression et de vitesse dans le microphone dans le cadre de ce projet, qui conduit à des résultats cohérents avec ceux obtenus par la première approche analytique simplifiée [A15]. Une expérience, reposant sur la méthode décrite au paragraphe 3.4.1.a a été réalisée afin de valider ces modèles, qui n'a cependant pas donné de résultats satisfaisants en raison d'imprécisions dans le dispositif expérimental.

3.5 Prolongements : caractérisation et analyse de chaînes de mesure en acoustique

Par la suite, je prévois de prolonger mes activités liées à l'étalonnage et caractérisation de microphones vers des applications plus éloignées de préoccupations strictement métrologiques, mais visant toujours une compréhension de dispositifs de mesure acoustique avec un niveau d'exactitude adapté à l'application considérée. En particulier, sont envisagés des développements autour des deux aspects suivants.

3.5.1 Etalonnage de réseaux de capteurs

Les problèmes de localisation de sources acoustiques peuvent nécessiter l'utilisation d'antennes de microphones miniatures (MEMS) et/ou comprenant un grand nombre d'éléments [2, 96]. Pour certaines applications, notamment liées à la surveillance, ces antennes peuvent être laissées sur le terrain pendant de longues périodes. En découle alors un besoin de contrôler d'éventuelles dérives de leurs caractéristiques, voire de les étalonner, si possible in situ.

Actuellement, les méthodes utilisées, entre autres au LNE, et développées par des industriels [62] reposent surtout sur l'étalonnage ou la caractérisation individuelle des microphones composants l'antenne. Ce principe est cependant exclus pour les cas, notamment, d'antennes miniatures où les microphones sont intégrés, les antennes comportant un grand nombre d'éléments, ainsi que les dispositifs qui devraient rester sur le terrain.

Des solutions peuvent être envisagées où l'antenne serait caractérisée dans sa globalité par la mesure de sa réponse à un champ acoustique bien maîtrisé. Dans ce cas, la difficulté est de trouver une source adaptée dont la forme du champ acoustique généré puisse être contrôlée finement. Pour cela, l'utilisation de sources directives, telles que des antennes paramétriques, pourrait être étudiée.

Une autre possibilité à explorer serait de développer des moyens d'étalonnage ou de contrôle intégrés à l'antenne afin de procéder à sa caractérisation in situ. Ceci renvoie alors à un questionnement récurrent concernant les besoins en étalonnage de nouveaux capteurs acoustiques, à savoir la nécessité de penser aux moyens d'étalonnage ou de caractérisation dès l'étape de conception d'un capteur ou système de mesure. Dans le cas spécifique de capteurs ou réseaux de capteurs capacitifs, un moyen envisageable, parmi d'autres, pourrait être l'intégration à l'antenne d'un dispositif d'étalonnage similaire à la grille d'entraînement.

Cette étude viendrait, en premier lieu, en réponse à des préoccupations sur l'étalonnage d'antennes microphoniques présentes au Laboratoire de Mécanique des Structures et des Systèmes Couplés (LMSSC) du Cnam.

3.5.2 Optimisation d'expériences de laboratoire à échelle réduite pour l'imagerie sismique

L'imagerie sismique présente un grand intérêt pour l'auscultation de sous-sols dans le cadre d'applications touchant, par exemple, à l'environnement, au génie civil ou à la recherche et l'exploitation de réservoirs énergétiques. Ainsi, l'imagerie sismique 4D (où l'acquisition se fait dans le domaine spatial et temporel) est un outil largement utilisé pour contrôler l'évolution dans le temps de zones géologiques. Cependant, générer des images représentatives nécessite un échantillonnage spatial très fin, ce qui conduit à un grand nombre de données à traiter,

limitant l'utilisation de ces techniques à la surveillance d'évolutions lentes sur de longues périodes. Augmenter la résolution temporelle de ces techniques tout en conservant une résolution spatiale suffisante constitue un enjeu important aujourd'hui, qui requière de développer de nouvelles techniques d'imagerie sismique adaptées dont les potentialités et limites de validité devraient être au préalable éprouvées et validées expérimentalement. Des données acquises in situ sont cependant peu adaptées pour cela, dans la mesure où peu de paramètres peuvent y être contrôlés.

Des expériences de laboratoire à échelle réduite doivent pouvoir fournir des données expérimentales fiables, issues de mesures en environnements contrôlés où des maquettes sont utilisées pour reproduire plusieurs configurations de sols, présentant éventuellement différentes couches et formes de surface et dont il est possible de faire varier les propriétés dans le temps de manière maîtrisée (injection progressive d'un liquide dans un réservoir, endommagements successifs d'une même maquette...). Parmi les plateformes expérimentales existantes permettant d'effectuer de tels essais, deux en particulier sont dédiées aux applications sismiques :

— au LMA, un banc à l'échelle 1/20000, adapté pour étudier les techniques d'imagerie de sous-sols en milieu marins par sismique réflexion,
— au laboratoire GeoEND de l'IFSTTAR, un banc à l'échelle 1/1000, adapté pour les applications terrestres, reposant sur l'analyse de la propagation d'ondes de surface.

Afin de conserver des rapports de dimensions et longueurs d'ondes acoustiques équivalents à ceux en jeu in situ, les gammes de fréquences exploitées sur ces deux bancs expérimentaux sont de 100 kHz à 500 kHz (pour des ondes sismiques de 25 à 100 Hz sur le terrain).

Dans le cadre de ces travaux, ma contribution est d'effectuer une analyse approfondie de ces deux bancs expérimentaux, en vue d'identifier les principales sources d'incertitudes de chacun, mais aussi d'évaluer les incertitudes finales sur les résultats issus de ces expériences afin d'en effectuer une analyse pertinente au regard des modèles numériques et techniques d'imagerie développés ici. Dans ce but, un soin particulier doit être porté aux aspects suivants :

— les transducteurs acoustiques ultrasonores, qui doivent présenter des caractéristiques aussi proches que possible de celles des transducteurs sismiques utilisés sur le terrain, en particulier en terme de directivité ;
— le positionnement des transducteurs relativement à la maquette (position et orientation) qui, notamment sur le banc du LMA, est une composante d'incertitude importante et présente des difficultés pratiques liées au travail sous cuve ;
— l'instrumentation et les câblages, afin de réduire les sources de perturbations électriques.

Ainsi, mes actions doivent se situer en amont, pour le perfectionnement des bancs expérimentaux à échelle réduite, et en aval pour l'évaluation des incertitudes sur les résultats de mesure et l'analyse de ces résultats.

Ces travaux sont prévus dans le cadre d'un projet ANR, actuellement en préparation, coordonné par le LMA, et où interviennent le laboratoire GeoEND de l'IFSTTAR, les Mines Paris Tech, le LCM et le LPG Nantes.

Conclusion

Les travaux présentés ici trouvent indéniablement leur ancrage dans un contexte métrologique, avec des objectifs souvent ambitieux en terme d'exactitude sur les résultats obtenus.

Parmi ceux-ci, un défi particulier a été de déterminer la constante de Boltzmann avec pas moins de six chiffres significatifs (§ 1.1). Les techniques de thermométrie acoustique mises en œuvre et perfectionnées à cette fin ont largement satisfait ces objectifs et constituent une contribution importante à la redéfinition du kelvin. Ces méthodes acoustiques sont à présent en usage pour réaliser l'échelle de température thermodynamique, pour le moment aux basses températures (§ 1.2.1).

Sur ces bases reposent également à l'origine, les travaux sur les propriétés physique et le comportement acoustique de mélanges gaz-vapeur présentés au chapitre 2. L'approche théorique, pour le moment analytique, développée dans ce cadre a permis de proposer pour la première fois une modélisation avancée et unifiée de champs acoustiques en mélanges gaz-vapeur, compte tenu d'effets visqueux et thermiques, couplés aux effets de diffusion moléculaire et de précondensation en parois. Les résultats expérimentaux obtenus, bien que prometteurs et cohérents avec ces modèles, demandent cependant encore à être complétés pour valider pleinement les modèles proposés.

Enfin, mes activités relatives plus spécifiquement à l'étalonnage et à la caractérisation de microphones détaillées au chapitre 3, qui jalonnent mon parcours depuis ma thèse, ont, entre autres, conduits à une remise en question des modèles théoriques préconisés par les normes en vigueur sur l'étalonnage primaire de microphones et, par la suite, leur révision. Sur cette base, une nouvelle technique pour mesurer l'impédance d'entrée de composants acoustiques miniatures a également été développée et mise en œuvre avec succès. D'autre part, les capacités offertes par les bancs de thermométrie exploités ici ont permis de compléter la compréhension actuelle du comportement mécano-acoustique de microphones capacitifs dans des conditions extrêmes, voire hors conditions atmosphériques.

Ces travaux restent encore à compléter. Parmi les actions envisagées à court terme figure notamment la résolution des équations de l'acoustique en mélanges gazeux par une méthode d'éléments finis, ce qui permettrait d'effectuer une validation numérique des modèles analytiques proposés. Par ailleurs, la modélisation en cours de développement sur le comportement électro-mécano-acoustique d'un microphone capacitif couplé à une grille d'entraînement devrait constituer une avancée décisive sur la compréhension et le perfectionnement de la technique de la grille d'entraînement pour l'étalonnage relatif de microphones, d'intérêt certain, entre autres, pour tenter d'apporter des réponses adaptées aux besoins croissants d'étalonnage pour des microphones MEMS.

D'un autre côté, les perspectives envisagées comprennent également une part de nouveaux travaux et projets de recherche, tournés vers des domaines et des applications plus en prise avec des activités de terrain, mais qui s'inscrivent cependant dans la continuité des travaux exposés

dans ce document. En effet, que la finalité de ces travaux en cours ou à prévoir soit d'effectuer des mesures de grands volume en milieu industriel, d'étalonner des antennes microphoniques in situ ou contribuer au perfectionnement de bancs expérimentaux pour l'imagerie sismique, ils impliquent, quoi qu'il en soit, une compréhension des grandeurs physiques en jeu et des systèmes de mesure utilisés ou développés avec un niveau de profondeur pertinent et en cohérence avec l'application considérée.

Deuxième partie

Bilan d'activités

Chapitre 4

Curriculum vitae

Cécile GUIANVARC'H
Maître de Conférences
Laboratoire Commun de Métrologie LNE-Cnam (LCM EA2367)
61 rue du Landy
93210 La Plaine Saint Denis
Tél. professionnel : 01 58 80 89 15
Tél. personnel : 07 78 90 18 14
Email : cecile.guianvarch@lecnam.net

Née le 22 Février 1979 (39 ans)
Nationalité française

4.1 Domaines de compétences

Mes domaines de compétences issus de mon parcours en école d'ingénieur puis universitaire sont l'acoustique, la mécanique, l'électronique et le traitement de signal.

Au travers de mes activités de recherche, je me suis plus orientée vers l'électroacoustique et l'acoustique physique dans le cadre plus spécifique de la métrologie acoustique, des températures et des gaz.

Mes activités de recherche (§ 6.1) relèvent, plus largement, du domaine des mesures physiques utilisant des techniques et transducteurs acoustiques. Les problèmes y sont abordés par des approches théoriques (modèles essentiellement analytiques voire numériques quand nécessaire) et expérimentales, où la métrologie et l'instrumentation représentent des composantes importantes, renforcées grâces aux connaissances que j'ai acquises dans ces domaines par mes activités d'enseignement (§ 5).

4.2 Parcours professionnel

2013 – Maître de Conférences au Conservatoire National des Arts et Métiers (Cnam, Paris).
Enseignements en instrumentation, techniques de mesure et métrologie pour des formations d'ingénieur et licence pro (alternance et hors temps de travail).
Activités de recherche au Laboratoire Commun de Métrologie LNE-Cnam (LCM EA2367)
Localisations : Cnam (Saint Denis, 93 et Paris 3), LNE (Paris 15).
Méthodes et transducteurs acoustiques pour la thermométrie, comportement acoustique de mélanges gazeux et de vapeurs saturées, métrologie acoustique.
Financements : LCM, JRP InK2, JRP LaVA (Joint Research Project soutenu par l'European Association of National Metrology Institute, EURAMET).

2012 – 2013 Post-doctorat au Laboratoire Vibrations et Acoustique de l'Institut National des Sciences Appliquées (LVA INSA EA677, Lyon).
Comportement acoustique de microphones piézorésistifs à nano-jauges de contraintes (M&NEMS) – modélisation analytique et validation expérimentale.
Référent : Emmanuel Redon.
Financements : Agence Nationale de la Recherche (ANR MADNEMS).

2009 – 2012 Attachée de Recherche à l'Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica (INRiM, Turin).
Développement de méthodes acoustiques et électromagnétiques en cavités pour la détermination de la constante de Boltzmann, la mesure d'humidité et la détermination de propriétés thermophysiques de mélanges gazeux.
Référent : Roberto Gavioso.
Financements : INRiM, Région Piémont, JRP Boltzmann.

2008 – 2009 Enseignante vacataire au Cnam (Paris).

2006 – 2009 Post-doctorat au Laboratoire Commun de Métrologie (LNE-INM/Cnam, Saint Denis 93), collaboration avec le National Physical Laboratory (NPL, Teddington).
Détermination de la constante de Boltzmann par méthode acoustique : modélisation analytique de champ acoustique en cavité perturbée et caractérisation du comportement de microphones capacitifs hors conditions atmosphériques.
Référent : Laurent Pitre.
Financements : NPL, ANR Boltzmann, JRP Boltzmann.

2005 – 2006 Attachée Temporaire d'Enseignement et de Recherche (1/2 poste) à l'UFR Sciences et Techniques de l'Université du Maine (Le Mans).
Activité de recherche au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM, UMR CNRS 6613)
Mesure d'impédance d'entrée de composants acoustiques miniatures, champ acoustique en cavité perturbée pour la détermination de la constante de Boltzmann.

2004 – 2005 Enseignante vacataire au Cnam (Paris).

2002 – 2005 Doctorante, convention CIFRE au Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE, Trappes 78) avec l'Université du Maine (cf infra).

4.3 Formation et diplômes

2005 Doctorat de l'Université du Maine, spécialité Acoustique.
Thèse sous convention CIFRE préparée au LNE (Trappes 78) en collaboration avec le LAUM, soutenue le 9 septembre 2005.

Titre La cavité de couplage acoustique dans la méthode de réciprocité : modèles analytiques pour l'étalonnage des microphones et la mesure d'impédances de petits composants.

Directeurs M. Bruneau et A.-M. Bruneau (LAUM).

Mention Très honorable.

2002 DEA d'Acoustique Appliquée de l'Université du Maine.

2002 Diplôme d'Ingénieur de l'Institut Supérieur d'Electronique du Nord (ISEN, Lille).

4.4 Informations complémentaires

4.4.1 Distinctions

2008 Prix Yves Rocard de la Société Française d'Acoustique (SFA), récompensant un jeune chercheur en acoustique.

2006 Prix de thèse de l'Université du Maine.

4.4.2 Langues

Anglais lu, écrit, parlé.

Italien lu, écrit, parlé couramment.

Allemand première langue aux collège et lycée.

4.4.3 Activités collectives liées à l'enseignement et la recherche

Société savante : Membre du bureau de la SFA depuis 2018, responsable scientifique du groupe délégué Expérimentation en acoustique depuis 2017 (§ 7.2).

Cnam : Aide et diffusion sur les usages pédagogiques numériques (2015-2017), organisation de séminaires internes au LCM (2007-2009). (§ 7.3)

4.4.4 Activités parallèles

Milieu associatif : Membre active de l'association Atelier Cirque Océane (Saint Ouen).

Loisirs : musique (violoniste), arts du cirque (aériens), travaux manuels.

Chapitre 5

Activités d'enseignement

J'enseigne principalement à l'Ecole d'ingénieur.e.s Cnam (EiCnam), dans des formations en apprentissage et hors temps de travail (cours du soir ou formation à distance). Les parcours d'ingénieur (3 ans) dans lesquels j'interviens principalement concernent des domaines de spécialisation assez variés : Métrologie-qualité, Process d'assistance aux véhicules (partenariat avec l'AFISA), Electronique de puissance, Installations électriques, Systèmes électroniques télécommunications et informatique, Mécanique et Exploitation ferroviaire.

Je participe également aux enseignements pour la Licence Professionnelle Métrologue d'Entreprise en partenariat avec le lycée professionnel Jules Richard.

En dehors du Cnam, j'interviens régulièrement dans l'International Master's Degree in Electro-Acoustics (IMDEA, Le Mans Université).

Pour le moment, je n'interviens cependant pas dans des Masters recherche, ce qui est un frein au recrutement de doctorants.

Mes enseignements (cours, TD, TP) portent sur les matières suivantes

— capteurs, conditionneurs et techniques de mesures pour différentes grandeurs physiques (thermiques, optiques, mécaniques, vibratoires, acoustiques),
— incertitudes et traitement de données (tests statistiques, moindres carrés),
— signaux et systèmes analogiques et numériques (fonction d'instrument, acquisition de signaux),
— métrologie acoustique,
— science de la matière et des énergies (structure de la matière, interactions électrostatiques et magnétiques, thermodynamique),
— expression scientifique et technique,
— projets d'étude (3ème année d'ingénieur).

Dans le cadre des formations en apprentissage du Cnam, je m'investis également dans le tutorat d'étudiants en cursus ingénieur et licence professionnelle. Ainsi, depuis 2015, j'ai été en charge du suivi en entreprise de 7 étudiants.

Enfin, je suis responsable nationale de l'Unité d'Enseignement du Cnam "Introduction à l'acquisition des signaux bruités" (UE MTR112), qui remplace depuis la rentrée 2018 une autre unité (NST102) que j'avais en charge depuis 4 ans.

Chapitre 6

Résumé des activités de recherche

Le paragraphe 6.1 de ce chapitre reprend et résume les activités et projets exposés dans la partie 1 de ce document (chapitres 1 à 3).

6.1 Description

Les travaux de recherche présentés ci-dessous (passés et en cours) sont ceux que j'ai menés ou auxquels j'ai participé depuis 2002. Les principales thématiques de mes travaux sont le développement de méthodes acoustiques pour la mesure de températures (en cavité fermé ou à l'air libre), le comportement acoustique de mélanges gazeux et de vapeurs saturées, et la caractérisation de microphones et de composants acoustiques miniatures.

6.1.1 Contributions à la métrologie des températures

La mesure de la température thermodynamique est une préoccupation de plus en plus présente en thermométrie mais aussi pour d'autres applications, en particulier les mesures dimensionnelles ou d'humidité. L'intérêt de ce type de mesure primaire est d'accéder à la température d'un gaz sans faire appel à des thermomètres à contact raccordés à l'Echelle Internationale des Températures (EIT-90) qui repose sur un ensemble de points fixes reliés par des fonctions d'interpolation [17, 89].

La mesure de la vitesse du son dans un gaz se trouve être un excellent moyen pour déterminer sa température thermodynamique, que l'application visée soit une expérience de laboratoire ou un système de mesure in situ.

a. Participation à la détermination de la constante de Boltzmann

Conformément aux recommandations du Comité International des Poids et Mesures sur la redéfinition du Système International d'unités [53], la définition du kelvin, doit, à partir 2018, reposer sur une valeur fixée de la constante de Boltzmann k dont l'incertitude relative ne doit pas excéder 10^{-6}. Parmi les méthodes disponibles pour déterminer la valeur de k, une méthode acoustique et électromagnétique en cavité résonante a fait partie des méthodes mises en œuvre en particulier au LCM et à l'INRiM pour ce faire, dans le cadre du JRP T1.J1.4 "Boltzmann".

Cette méthode repose sur la mesure des propriétés de résonance acoustique d'un gaz noble (He ou Ar) en cavité, dont est déduite la vitesse du son, puis la constante de Boltzmann

(par l'équation des gaz parfaits). La forme générale de la cavité a été choisie sphérique afin d'optimiser les facteurs de qualité. Son volume est déterminé finement par la mesure de ses propriétés de résonance électromagnétiques. Une sphéricité parfaite est impossible à produire en pratique, ce qui provoque des difficultés pour la mesure des fréquences de résonance des modes électromagnétiques étudiés 3 fois dégénérés. Une déformation volontaire a donc été introduite à cette forme de manière à lever cette dégénérescence. Les conditions expérimentales nécessaires ici sont très spécifiques, notamment en terme de stabilité et d'uniformité thermique, de pureté du gaz, de contrôle de pression, et de maîtrise des réalisations mécaniques. Ainsi, la complexité d'un tel projet a mobilisé un grand nombre de personnes.

Au LCM et à l'INRiM, j'étais en charge des aspects acoustiques de cette expérience, avec quatre thèmes principaux.

1. *Modélisation analytique du champ acoustique dans le résonateur* reposant sur une formulation intégrale qui prend en compte globalement les différents effets perturbateurs (et les couplages intermodaux résultants) : écarts à la sphéricité, effets thermovisqueux, présence des transducteurs en parois (microphones capacitifs) ainsi que de tubes et fentes en parois [A6]. Les résultats obtenus, cohérents avec les modèles précédents, ont servi aussi bien pour l'analyse des résultats acoustiques pour la détermination de k, qu'en amont pour la conception de résonateurs.

2. *Caractérisation de l'effet de la pression et de la nature du gaz sur le comportement acoustique de microphones* (cf § 6.1.3).

3. *Caractérisation expérimentale des effets vibroacoustiques dans la cavité* : les amplitudes acoustiques dans la cavité sont suffisantes ici pour entraîner en vibration sa coque, et perturber fortement le champ acoustique. J'ai participé à l'INRiM à une caractérisation empirique de ces effets vibroacoustiques dans des résonateurs quasi sphériques. Les résultats ont montré la présence de modes de résonance de la structure significativement différents de ceux prévus par des modèles simplifiés de coque sphérique [A8], justifiant ainsi d'écarter des acquisitions les modes acoustiques affectés.

4. *Analyse des données expérimentales* : de nombreux points de mesures sont effectuées à différentes pressions statiques et modes acoustiques. Ces résultats, corrigés des effets de diverses sources de perturbations, sont interpolés par une fonction dont le terme constant représente la vitesse du son dans un gaz parfait, toutes les perturbations ne pouvant cependant être corrigées de manière optimale pour chaque mode et pression. J'ai contribué à mettre au point un processus d'analyse des données permettant d'obtenir une valeur pertinente pour la vitesse du son.

Le projet est à présent terminé, et les valeurs de k déterminées par les différentes équipes ont été collectées par le CODATA afin de fixer une nouvelle valeur pour k en vue de la redéfinition du kelvin, décidée en novembre 2018 [59]. L'incertitude relative finalement obtenue au LCM sur la valeur de k est de $0,6.10^{-6}$, l'incertitude la plus faible jamais obtenue sur k [A16]. Les efforts des différents laboratoires de thermométrie sont maintenant concentrés sur la mesure de la température thermodynamique sur une large gamme avec cette même méthode pour comparaison avec l'EIT-90 (JRP Ink et Ink2).

b. Méthodes acoustiques pour mesurer la température de l'air : application à la métrologie des longueurs

En milieu industriel, beaucoup de mesures de distances sont effectuées par des instruments optiques (laser-trackers par exemple) qui doivent être en capacité de mesurer les dimensions de plus en plus grandes (plusieurs dizaines de mètres) avec une faible incertitude, en particulier dans le cadre d'applications aéronautiques ou pour des bancs expérimentaux ayant des exigences spécifiques (CERN). Si ces techniques de mesure sont très résolvantes, elles présentent encore des incertitudes significatives pour ces applications.

Actuellement, un des facteurs limitant pour réduire cette incertitude est la connaissance de l'indice de réfraction moyen de l'air le long du faisceau laser, qui dépend de la température, de la pression statique et du taux humidité. Les "stations météo" habituellement utilisées pour mesurer ces grandeurs n'effectuent que de mesures ponctuelles, souvent en hauteur, avec un taux de rafraichissement faible. Or les locaux industriels sont sujets à des gradients de température verticaux importants (de l'ordre de 1 °C/m), ce qui entraîne des erreurs relatives sur les mesures de distance de l'ordre de 10^{-5}. Ainsi, la réduction des incertitudes sur les mesures de grands volumes en milieux industriels par méthodes optiques requière aujourd'hui de connaître en temps réel la température moyenne de l'air dans la direction de la mesure avec une incertitude inférieure à 1 °C.

Le LCM est impliqué dans le JRP LaVA (démarré en juin 2018) pour l'amélioration de ces techniques optiques de mesures de distances (en particulier photogrammétrie et télémétrie laser). Dans ce cadre, je suis en charge du développement d'un thermomètre acoustique miniature à implanter sur un télémètre laser, adapté pour des distances de 2 à 50 m.

De tels dispositifs ont déjà été proposés par le passé [38, 63, 95], qui reposent sur la mesure de la vitesse du son dans l'air, et dont les principales limitations sont la portée et/ou l'exactitude en intérieur. Dans la technique développée au LCM, la vitesse du son est déterminée à partir du temps de vol d'impulsions ultrasonores entre les deux têtes de mesure qui communiquent et se synchronisent sans liaison filaire. Un premier prototype a été réalisé au LCM dont la portée va jusqu'à 15 m et qui s'est révélé très résolvant (résolution de l'ordre $0,1$ °C), mais dont l'exactitude reste à évaluer. Ce dispositif et les résultats obtenus servent à présent de base à la sélection de solutions adaptés pour

- les transducteurs ultrasonores (bande passante, directivité, sensibilité en réception, efficacité en émission),
- la forme et le traitement des signaux émis (enveloppe, élimination d'échos et de bruit inévitables en locaux industriels, détection de temps de vol),
- l'analyse de résultats (correction d'effets perturbateurs, calcul de propriétés physiques de l'air, budget d'incertitudes).

6.1.2 Champ acoustique en mélanges gazeux binaires et mélanges gaz-vapeurs

La technique utilisée à l'INRiM pour caractériser le comportement vibroacoustique de résonateurs utilisés pour la mesure de la constante de Boltzmann [A8] a nécessité l'usage d'un mélange gazeux He-Ar à fraction d'He variable. Les résultats expérimentaux obtenus alors ont montré que des manques demeurent encore actuellement sur la connaissance des propriétés thermophysiques de mélanges gazeux et la compréhension de leur comportement acoustique.

Ainsi, j'ai développé, en collaboration avec le LAUM, une nouvelle modélisation analytique du champ acoustique en mélanges gazeux binaires thermovisqueux, reprenant à la base les équations de l'hydrodynamique et de la thermodynamique : équations de Navier-Stokes, de conservation de la masse, de conduction de la chaleur, et de diffusion mutuelle de chaque composant du mélange. Il en résulte, hors couches limites, un facteur de dissipation supplémentaire associé aux écarts instantanés de concentration. Dans les couches limites, au phénomène de diffusion thermique se superposent des phénomènes de diffusion moléculaire dus à un couplage fort entre le champ thermique et le champ de concentration. Ces travaux ont permis notamment de proposer un modèle analytique général, manquant jusqu'à présent, en traitant le problème dans son ensemble [A12]. Ils peuvent servir de base à une validation expérimentale des valeurs calculées de propriétés physiques de mélanges gazeux (propriétés de transport, coefficients de diffusion et thermodiffusion moléculaires).

J'ai, par ailleurs, complété ces travaux pour l'étude de champs acoustique en mélange gaz-vapeur. Dans ce cas, les interactions moléculaires entre la paroi et la vapeur peuvent conduire à la formation d'une fine couche de liquide qui reste à l'équilibre thermodynamique, alors que la vapeur ne se trouve pas elle-même à l'équilibre liquide-vapeur (phénomène de pré-condensation). Cette couche de liquide en paroi est alors à l'origine d'échanges de matière entre le mélange et la paroi, et ainsi de diffusions thermique et moléculaire supplémentaires au voisinage de celle-ci. Dans ce cas, aux équations fondamentales posées précédemment, doivent être associées des conditions aux frontières sur le flux de matière et l'écart instantané de température, ainsi qu'une description de l'état d'équilibre thermodynamique de la couche de liquide pariétale, exprimant la variation d'épaisseur de cette couche au cours d'un cycle acoustique [A13]. Bien que ce sujet ait déjà été abordé notamment dans le cadre de travaux sur la métrologie des gaz [52, 92, 98], les systèmes thermoacoustiques [85, 88] ou la propagation en milieux poreux en présence d'humidité [43], les études étaient toujours limitées à certains aspects des phénomènes.

Une expérience a été réalisée au LCM afin de déterminer l'épaisseur de la couche liquide formée en paroi en fonction des conditions de pression et température du gaz et afin de valider la modélisation des effets de la pré-condensation sur le champ acoustique dans une vapeur pure. Dans cette expérience, une cavité quasi sphérique est remplie d'une vapeur d'argon dont la pression et la température sont contrôlées. L'épaisseur de la couche liquide en paroi (supposée uniforme) est déduite de la mesure des fréquences de résonance électromagnétiques de la cavité [46, 93]. Si les données acoustiques obtenues dans cette expérience présentent un bon accord qualitatif en terme de tendances avec les valeurs prévues par le modèle, d'un point de vue quantitatif, elles sont incompatibles avec les observations électromagnétiques [BB7]. Ceci est vraisemblablement dû au fait que la couche liquide n'est pas uniformément répartie sur la paroi, mais plutôt concentrée sur les irrégularités, rendant une partie du liquide non détectables par les modes de résonance électromagnétiques étudiés.

Les mesures nécessaires à la validation des modèles développés ici demandent toujours à être complétées. Dans l'attente de nouvelles expérimentations, je poursuis ce travail en collaboration avec le LAUM en vue de résoudre les équations de l'acoustique en mélanges gaz-vapeur par des méthodes d'éléments finis [34] et d'effectuer ainsi une validation numérique des modèles analytiques.

6.1.3 Microphones et composants acoustiques miniatures

a. Comportement de microphones capacitifs hors conditions atmosphériques

Les transducteurs utilisés pour générer et mesurer le champ acoustique dans les méthodes décrites § 6.1.1 et 6.1.2 sont généralement des microphones capacitifs du commerce (1/4" B&K ou GRAS), conçus, optimisés et caractérisés pour une utilisation en conditions atmosphériques. Ainsi, leur comportement précis est assez mal connu hors de ces conditions. Les quelques études (essentiellement expérimentales) qui ont été effectuées par le passé sont loin de couvrir les cas considérés ici (nature du gaz, domaines de pressions statiques et de températures). J'ai donc mené une étude théorique et expérimentale (collaboration entre le LCM et l'INRiM) afin de déterminer finement l'influence de la nature du gaz, de la pression statique et de la température sur le comportement de ces microphones.

Une première caractérisation expérimentale a été effectuée à l'INRiM à température fixe, portant sur l'effet de la pression et de la nature du gaz. Les réponses en fréquence de microphones 1/4" B& K ont été mesurées à l'aide de la technique de la grille d'entraînement [74]. Les résultats expérimentaux et les résultats analytiques obtenus, en faisant usage d'un modèle avancé de microphones de la littérature [8], présentent un bon accord qualitatif [A5]. Ils ont montré aussi que dans certaines conditions de pression et de nature du gaz, l'impédance de la couche d'air entre la grille d'entraînement et la membrane du microphone ne peut plus être négligé, ce qui nécessite de reprendre la modélisation globale de l'ensemble capsule microphonique - grille (travaux en cours, en collaboration avec la CVUT, Prague).

D'autre part, une expérience similaire est actuellement en cours au LCM pour caractériser l'effet de la température sur le comportement mécano-acoustique d'un microphone capacitif [BB11]. Les premiers résultats obtenus dans le vide à basses et moyennes températures (d'environ 80 à 300 K) montrent l'évolution des propriétés de résonance de la membrane du microphone en fonction de la température. Des valeurs des propriétés de membranes de microphones sur une large gamme de températures pourront être déduites de ces données empiriques et introduites dans les modèles (existants ou à développer) de comportement de microphones capacitifs [BB10].

Les retombées à prévoir de ce travail en cours relèvent, en premier lieu, du domaine de la thermométrie primaire (basses et moyennes températures), et de la métrologie acoustique (améliorations de la technique de la grille d'entraînement pour l'étalonnage de microphones). D'autre part, les modèles développés ici pourront servir de base à la conception et l'optimisation de transducteurs acoustique capacitifs dédiés à des applications spécifiques hors conditions atmosphériques.

b. Etalonnage absolu de microphones par la méthode de réciprocité

Les laboratoires de métrologie acoustique utilisent en général des microphones de haute qualité comme étalons de référence pour leurs appareils de mesures acoustiques. La méthode d'étalonnage primaire pour ces microphones, appelés étalons de laboratoire [71], est la méthode de réciprocité [73]. Cette méthode nécessite l'usage de deux microphones couplés par une cavité acoustique close, généralement de forme cylindrique, fermée latéralement par des parois rigides et aux extrémités par les membranes des microphones, l'un étant utilisé en émetteur, l'autre en récepteur. Le produit des sensibilités des microphones est déduit de mesures électriques et du calcul analytique de l'admittance acoustique de transfert du système. Les équipements

et les techniques de mesures actuels permettent d'atteindre une incertitude dans les mesures électriques de l'ordre du centième de décibel. Une exactitude du même ordre de grandeur est alors recherchée dans le calcul de l'admittance acoustique de transfert du système d'étalonnage, qui repose sur la modélisation du champ acoustique dans la cavité de couplage.

Mon travail de thèse [E1] comportait une analyse critique des modèles physiques préconisés par la norme alors en usage et utilisés dans les laboratoires de métrologie acoustique pour représenter le dispositif d'étalonnage. Cette étude ayant permis de mettre à jour des insuffisances dans ces modèles, des modèles plus adaptés ont été proposés en remplacement [A1], et ont été adoptés en partie dans la norme actuelle. Par ailleurs un modèle prenant en compte les effets de couches limites visqueuses et thermiques et la structure fine de la répartition spatiale du champ acoustique a également été établi dans le cadre de ce travail [A2]. Cependant, il est apparu que, dans le modèle proposé, la modélisation des capsules microphoniques était elle-même insuffisante.

Ainsi, une étude visant à caractériser avec précision le comportement d'une capsule microphonique (membrane et charge arrière) couplée au dispositif d'étalonnage par réciprocité a ainsi été engagée par D. Rodrigues, dans le cadre de sa thèse [81]. Son travail a permis de montrer qu'une modélisation numérique devait, à ce stade, être introduite. Cependant, les effets du mouvement réel (non plan) des membranes de microphones sur les résultats d'étalonnages ne sont significatifs que dans la partie haute de la gamme de fréquences ($10 - 20$ kHz), et demeurent inférieurs aux sources d'incertitudes expérimentales les plus importantes dans cette gamme de fréquences (distorsion, diaphonie, répétabilité).

Mes travaux sur l'étalonnage des microphones ont compris également une importante part expérimentale, qui a conduit à la mise en place et au perfectionnement du banc d'étalonnage du LNE et à la mise au point du processus de mesure électrique de haute précision par la réalisation d'un grand nombre d'étalonnages de microphones, ceci dans le cadre de la participation du LNE à des intercomparaisons internationales (§ 6.5).

L'intérêt actuellement croissant pour les capteurs infrasonores et leur raccordement métrologique [60, 86, 99] a nécessité de prolonger mes travaux sur la modélisation du dispositif d'étalonnage par réciprocité. En particulier, dans le cadre de ses travaux de thèse, menés entre le CEA-DAM, le LNE et le LAUM, P. Vincent a, entre autres, montré expérimentalement la validité des modèles physiques que j'avais alors préconisés pour les basses fréquences et en a procédé à de nouveaux développements de ces modèles adaptés aux fréquences inférieures à 2 Hz [A17].

c. Impédance d'entrée de composants acoustiques miniatures

Durant ma thèse, j'ai, par ailleurs, initié la recherche d'une méthode de mesure précise d'impédances d'entrée de composants acoustiques miniatures, reposant entièrement sur la méthode de réciprocité pour l'étalonnage des microphones, à l'origine afin de répondre aux besoins du LNE sur la caractérisation des éléments constitutifs de l'oreille artificielle. Ce dispositif de réglage des audiomètres a pour but de présenter à un écouteur de casque audio une impédance similaire à l'impédance d'entrée de l'oreille humaine. Il est composé d'un réseau de tubes et fentes fins couplés à des cavités annulaires, l'ensemble étant couplé lui-même à un microphone de mesure.

D. Rodrigues a poursuivi ces travaux et mis en oeuvre cette méthode avec succès pendant sa thèse [A3]. Pendant cette même période, des travaux de modélisation numérique pour décrire

le comportement de la capsule microphonique, et du champ acoustique dans l'oreille artificielle, ont également été effectués dans le cadre d'un contrat de collaboration entre le LNE et le LAUM, pour venir à l'appui des modèles analytiques proposés [28].

Cette méthode de mesure porte également l'espoir de mener à des ouvertures sur la métrologie des micro-composants acoustiques (micro-conduits, micro-capteurs...), de grand intérêt dans le cadre de la miniaturisation des transducteurs électroacoustiques (MEMS). Elle a été, en particulier, retenue pour validation expérimentale de modèles analytiques et numériques de champ acoustique dans un microphone piézorésistif à détection par nano-jauges de contraintes, réalisé en technologie M&NEMS , étude dans laquelle j'ai participé à la modélisation et au dimensionnement au LVA en collaboration avec le CEA-LETI (ANR MADNEMS).

Le principe de fonctionnement de ce type de microphone, basé sur un brevet LETI et mis en œuvre précédemment pour la réalisation d'accéléromètres, repose sur l'utilisation de quatre poutres, agissant sur des nano-jauges silicium. Le principal avantage d'une telle architecture est l'extrême miniaturisation qu'elle permet potentiellement d'atteindre sans que la sensibilité du microphone ne soit réduite, ce qui est une limitation des microphones capacitifs.

Ma contribution à ce projet a consisté, pour une part, en une modélisation analytique du comportement acoustique d'un microphone, compte tenu d'importants effets de cisaillement, agissants à la fois sur le champ acoustique à l'intérieur du microphone et sur sa structure mécanique elle-même. Les résultats obtenus à partir de méthodes éléments finis développés conjointement au LVA présentent un accord très satisfaisant avec ceux issus des modèles analytiques proposés [A15]. Une validation expérimentale des modèles analytiques et numériques retenus a également été effectuée en collaboration avec le LNE. Afin d'apporter une aide adaptée à la conception et à l'optimisation des premiers prototypes de microphones par le LETI, une étude des causes d'incertitudes dans la réalisation de ces microphones ont naturellement été associés à ces travaux théoriques et expérimentaux.

6.2 Projets de recherche sur les prochaines années

Mes activités de recherche à court terme s'insèrent dans des projets déjà démarrés et financés. J'en envisage des poursuites et retombées à moyen et long terme, ainsi que des collaborations éventuelles en fonction des besoins déjà exprimés et à prévoir par la communauté. La réalisation dépendra des ressources financières alors disponibles.

Concernant mes thématiques de recherche relevant plutôt de la **métrologie des températures**, la mise au point et l'optimisation d'un thermomètre acoustique capable de mesurer la température moyenne de l'air sur plusieurs dizaines de mètres se situe dans le cadre du JRP LaVA qui vient de commencer et doit durer 3 ans. La mise au point d'une telle technique pour mesurer la température de l'air est attendue, en particulier, par les acteurs des domaines des mesures dimensionnelles et d'humidité, avec des besoins déjà présents ou à prévoir pour l'industrie et l'environnement. Les collaborateurs principaux du LCM concernant la mise au point de ce dispositif expérimental sont l'INRiM, le VTT Technical Research Centre of Finland Ltd et le Central Office of Measures (GUM, Pologne).

Par ailleurs, mes travaux sur le **comportement acoustique de mélanges gazeux et gaz-vapeur** nécessitent toujours de compléter les validations expérimentales effectuées jusqu'à présent. Dans l'attente, une validation numérique est actuellement en préparation en collaboration avec le LAUM. Lorsque les bancs de mesure seront disponibles à l'INRiM et au LCM pour

effectuer une validation expérimentale, il sera alors possible également d'effectuer des mesures de grande qualité des propriétés de transport et de diffusion mutuelle de mélanges binaires. Selon les besoin exprimés, ces travaux pourront être prolongés et développés pour application à la métrologie des gaz, mais aussi aux machines thermoacoustiques, ou à la propagation acoustique en milieux poreux ou granulaires en présence d'humidité.

En ce qui concerne mes travaux portant plus spécifiquement sur les **microphones et chaînes de mesure acoustiques**, je poursuis actuellement en collaboration avec la CVUT, et au moins jusqu'au terme du projet InK2, l'étude expérimentale et théorique du comportement mécano-acoustique de microphones capacitifs couplés (ou pas) à une grille d'entraînement selon les conditions de température, pression et nature du gaz. L'objectif d'ici 2019 est d'être en capacité de prévoir le comportement de microphones dans le cadre d'une utilisation en thermométrie acoustique à basses températures (au moins jusqu'à 4 K). La poursuite de ces travaux en vue de leur application à la conception et à l'optimisation de transducteurs capacitifs dédiés à des applications spécifiques (conditions ambiantes extrêmes ou hors conditions atmosphériques) est envisagée selon les besoins, en particulier industriels, exprimés et à prévoir. Les transducteurs envisagés pourront être des MEMS. Quelle que soit la technologie choisie, une attention toute particulière devra être accordée au choix de matériaux adaptés à ces conditions ambiantes spécifiques. Ces transducteurs n'étant pas conçus pour fonctionner normalement en conditions atmosphériques, le banc de caractérisation expérimentale mis en œuvre pour le projet InK2 devra alors être développé pour accueillir une plus grande variété de transducteurs capacitifs et être envisagé comme une plateforme de caractérisation polyvalente. La poursuite de ces travaux se fera en collaboration avec le LAUM, qui possède entre autres l'expertise et des moyens de réalisation de transducteurs MEMS, et éventuellement la CVUT pour ce qui concerne la modélisation (analytique et numérique).

Par la suite, je prévois de prolonger mes activités liées à l'étalonnage et caractérisation de microphones vers des applications plus éloignées de préoccupations strictement métrologiques, mais visant toujours une compréhension de dispositifs de mesure acoustique avec un niveau d'exactitude adapté à l'application considérée.

En particulier, je prévois de contribuer à la mise au point de nouvelles techniques d'étalonnage ou de contrôle d'antennes de microphones utilisées pour la localisation de sources acoustiques, sans passer par un étalonnage individuel de chaque microphone. Des solutions peuvent être envisagées où l'antenne serait caractérisée dans sa globalité par la mesure de sa réponse à un champ acoustique bien maîtrisé. Dans ce cas, la difficulté est de trouver une source adaptée dont la forme du champ acoustique généré puisse être contrôlée finement. Afin de répondre à des besoins impliquant de laisser des antennes pour de longues périodes sur le terrain, ces techniques devraient idéalement pouvoir être mises en œuvre in situ. Cette recherche renvoie à un questionnement récurrent concernant les besoins en étalonnage de nouveaux capteurs acoustiques, à savoir la nécessité de penser aux moyens d'étalonnage ou de caractérisation dès l'étape de conception d'un capteur ou système de mesure. Ces travaux doivent venir en réponse à des préoccupations sur l'étalonnage d'antennes microphoniques présentes au LMSSC du Cnam.

Enfin, je suis impliquée dans un projet ANR actuellement en cours de préparation et coordonné par le LMA portant sur le développement et la validation expérimentale de nouvelles techniques d'imagerie sismique 4D, par des expérimentations en laboratoire à échelle réduite. Celles-ci doivent, en effet, pouvoir fournir des données expérimentales fiables, issues de mesures en environnements contrôlés où des maquettes sont utilisées pour reproduire plusieurs configurations de sols, présentant éventuellement différentes couches et formes de surface et dont il

est possible de faire varier les propriétés dans le temps de manière maîtrisée. Ma contribution à ce projet est d'effectuer une analyse approfondie de deux bancs expérimentaux dédiés à ces applications sismiques, en vue d'identifier les principales sources d'incertitudes de chacun, mais aussi d'évaluer les incertitudes finales sur les résultats issus de ces expériences afin d'en effectuer une analyse pertinente au regard des modèles numériques et techniques d'imagerie développés. Un soin particulier devra être porté au choix des transducteurs utilisés et à leur positionnement relativement à la maquette (position et orientation), ainsi qu'à l'instrumentation. Ainsi, mes actions doivent se situer en amont, pour le perfectionnement des bancs expérimentaux, et en aval pour l'évaluation des incertitudes associées aux résultats de mesure. Les autres partenaires de ce projet sont le laboratoire GeoEND de l'IFSTTAR, les Mines Paris Tech, et le LPG Nantes.

6.3 Publications

Les communications produites au cours de mes travaux de recherche sont détaillées dans la partie Publications (p. 85) et sont classées par type comme dans le Tableau 6.1. Les publications sont parues dans des revues d'acoustique mais aussi, pour une bonne part, dans des revues de métrologie, d'instrumentation et de physique.

Type de communication	**Nombre**
Revues internationales à comité de lecture	17
Revue française à comité de lecture	1
Congrès internationaux avec comité de lecture et actes	11
Congrès français avec comité de lecture et actes	11
Congrès avec comité de lecture et résumés	4
Journées et colloques sans comité de lecture	8
Thèse	1
Rapport de contrat de collaboration	1

Table 6.1 – Bilan des communications scientifiques

6.4 Activités d'encadrement

Comme signalé § 5, je n'interviens pas, dans le cadre de mes enseignements, dans des formations susceptibles de conduire les étudiants vers les métiers de la recherche. Par ailleurs, peu de chercheurs et enseignants chercheurs au LCM sont habilités à diriger des recherches et les activités de ceux-ci ne relèvent pas de l'acoustique ou de la mécanique. Étant, de plus, demeurée en situation précaire de 2005 à 2013, je n'ai eu que peu d'opportunités d'encadrer des doctorants dans leurs travaux de recherche.

J'ai, cependant, participé à l'encadrement de Dominique Rodrigues de 2005 à 2008 (70%), pour sa thèse [81], préparée en convention CIFRE entre le LNE et l'Université du Maine sous la direction de Michel Bruneau. Dominique Rodrigues a depuis pris la responsabilité des activités en métrologie acoustique du LNE et nous collaborons encore ensemble sur certains sujets.

Par ailleurs, dans les différents laboratoires que j'ai fréquentés ces dernières années (notamment le LCM, l'INRiM et le LVA), j'ai collaboré avec plusieurs doctorants, avec comme résultat des publications communes, même si je n'ai pas formellement participé aux encadrements.

Enfin, j'ai suivi en tant que référente académique le travail effectué par Pascal Gambette au LCM pour la préparation de son mémoire d'ingénieur intitulé "Caractérisation métrologique de la fonction nano-résolution d'un étalon de pression", soutenu en 2017.

6.5 Collaborations et relations internationales

Étant impliquée dans des travaux en métrologie depuis le début de ma thèse, je participe depuis 2003 à des intercomparaisons internationales et à des Joint Research Projects (JRP) financés par l'European Association of National Metrology Institutes (EURAMET). Le consortium de chaque JRP regroupe différents Instituts Nationaux de Métrologie ainsi que des partenaires industriels et laboratoires universitaires, principalement européens mais aussi asiatiques et outre-atlantiques.

Dans ce cadre, les principaux laboratoires avec lesquels j'ai été amenée à collaborer jusqu'à présent ont été l'Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica (INRiM, Turin), le National Physical Laboratory (NPL, Teddington), le National Institute of Standards and Technology (NIST, Gaithesburg), la Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB, Berlin), le National Research Council (NRC, Ottawa) et le National Institute of Metrology (NIM, Pékin). A cette liste s'ajoute également le Technical Research Centre of Finland Ltd (VTT) et le Central Office of Measures (GUM, Pologne), partenaires du LCM dans un projet européen qui vient de débuter (cf. infra).

Les principales collaborations internationales auxquelles j'ai participé sont listées ci-dessous.

2003-2004 intercomparaisons clé et bilatérale EURAMET (projet 805 et CCAUV.A-K3) sur l'étalonnage primaire de microphones étalons de laboratoire (réalisation des étalonnages du LNE et participation au budget d'incertitudes).

2006 Collaboration de recherche (6 mois de financement) avec le NPL (Teddington).

2007-2010 JRP T1.J1.4 sur la détermination de la constante de Boltzmann, en charge des aspects acoustiques de l'expérience et de l'analyse de données pour la contribution du LCM.

2009-2012 Contrat de recherche de 3 ans à l'INRiM (Turin), en charge des aspects acoustiques sur les expériences relatives à la détermination de la constante de Boltzmann et l'étude de mélanges gazeux.

2013-2015 JRP "Implementing de new kelvin" (InK), étude des phénomènes de précondensation dans un thermomètre acoustique pour les basses températures.

2016-2019 JRP "Implementing de new kelvin 2" (InK2), responsable de l'activité sur les transducteurs acoustiques pour la contribution du LCM.

2018-2021 JRP Large Volume metrology Applications (LaVA), responsable de la thermométrie acoustique pour contribution du LCM.

Chapitre 7

Autres activités

7.1 Jury de thèse et Comités de Suivi Individuel (CSI)

J'ai participé en tant qu'examinatrice au jury de thèse de **Sébastien Biscans**, intitulée "Optimization of the Advanced LIGO gravitational-wave detectors duty cycle by reduction of parametric instabilities and environmental impacts", thèse Le Mans Université (co-tutelle Massachusetts Institute of Technology), soutenue le 21 septembre 2018.

Je fais également partie des Comités de Suivi Individuel suivants :

— 2015-2018 : Paul Vincent, Développement d'un étalon de pression acoustique de référence et d'une méthode d'étalonnage associée pour l'étalonnage de capteurs infrasonores à 1 Hz (CEA-DAM - LNE - LAUM)

— 2018- : Samer Dagher, Design of a MEMS microphone based on a new device architecture (CEA-LETI - LAUM)

7.2 Implication dans la communauté scientifique

J'ai jusqu'à présent été sollicitée comme referee pour les revues suivantes : Journal of Sound and Vibrations, Applied Acoustics, Journal of Engineering Mathematics, Journal of Physics : Conference Series.

J'ai également été co-chair de session au Forum Acusticum 2011 (Aalborg, Danemark) et au Congrès Français d'Acoustique 2018 (Le Havre).

Concernant la diffusion vers le grand public, j'ai pu prendre part à la "Notte dei Ricercatori" à Turin en 2010.

Enfin, membre depuis 2002 de la Société Française d'Acoustique, je me suis plus investie dans ses activités de diffusion scientifique ainsi que dans son administration depuis 2016.

J'ai participé en 2017 à la création d'un nouveau groupe transverse au sein de la SFA, le groupe EXpérimentation en ACousTique (EXACT), dont l'objectif est de favoriser les échanges interdisciplinaires autour de problématiques expérimentales, et de faciliter la diffusion des techniques et savoirs-faire pratiques développés par les expérimentateurs en acoustique et vibrations. Je suis responsable scientifique de ce groupe et sa représentante au CA de la SFA depuis sa création. Le groupe EXACT a déjà participé à l'organisation de journées techniques portant sur différentes thématiques expérimentales. Il reste également présent dans l'organisation des Journées Industrie SFA (JISFA), événement bisannuel.

Je fais également partie du bureau de la SFA depuis 2018, en tant que conseillère.

Les actions que j'ai effectuées ou auxquelles j'ai participé dans ce cadre sont détaillés ci-dessous.

1. Organisation, en novembre 2016 au Cnam (Saint Denis), du premier Workshop EXACT (SFA), portant sur les sources de perturbations dans des expérimentations en acoustique (environ 50 participants).
2. Participation à l'édition d'un numéro de la revue Acoustique et Techniques (n° 88-2) : sélection de communications et rédaction d'un éditorial.
3. Membre du comité d'organisation des Journées Acoustique et Microsystèmes (JAM, SFA), juin 2018 à l'ENSIM (Le Mans)
4. Suivi de l'organisation des Journées TEOBF - EXACT#2 (janvier 2018, Marseille), des JISFA 2019 (Le Mans) et EXACT#3 (2019, Compiègne)

7.3 Activités collectives au sein du Cnam

1. Participation au Groupe de Travail sur la Formation Ouverte à Distance du Cnam (2017).
2. Animation d'un "atelier Pédagotice" (séminaires sur les usages pédagogiques du numérique) à destination des enseignants du Cnam (2015).
3. Organisation et coordination des séminaires internes bimensuels du LCM (2007-2009).

Publications

Revues internationales à comité de lecture

[A1] C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, « Acoustic transfer admittance of cylindrical cavities », J. Sound. Vib. **292**, 595-603 (2006).

[A2] C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau et A. Bruneau, « Improved formulation of the acoustic transfer admittance of cylindrical cavities », Acta Acust. united Ac. **92**, 345-354 (2006).

[A3] L. Pitre, C. Guianvarc'h, F. Sparasci, A. Richard et D. Truong, « Progress towards an acoustic/microwave determination of the Boltzmann constant at LNE-INM/CNAM », Int. J. Thermophys. **29**, 1730-1739 (2008).

[A4] D. Rodrigues, C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, « A method to measure and interpret input impedance of small acoustic components », J. Sound. Vib. **315**, 890-910 (2008).

[A5] C. Guianvarc'h, R. M. Gavioso, G. Benedetto, L. Pitre et M. Bruneau, « Characterization of condenser microphones under different environmental conditions for accurate speed of sound measurements with acoustic resonators », Rev. Sci. Instrum. **80**, 074901 (2009).

[A6] C. Guianvarc'h, L. Pitre, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, « Acoustic field in a quasi-spherical resonator : unified perturbation model », J. Acoust. Soc. Am. **125**, 1416-1425 (2009).

[A7] L. Pitre, C. Guianvarc'h, F. Sparasci, A. Guillou, D. Truong, Y. Hermier et M. E. Himbert, « An improved acoustic method for the determination of the Boltzmann constant at LNE-INM/CNAM », C. R. Phys. **10**, 835-848 (2009).

[A8] R. M. Gavioso, D. Madonna Ripa, C. Guianvarc'h, G. Benedetto, P. A. Giuliano Albo, R. Cuccaro, L. Pitre et D. Truong, « Shell perturbations of an acoustic thermometer determined from speed of sound in gas mixtures », Int. J. Thermophys. **31**, 1739-1748 (2010).

[A9] R. M. Gavioso, G. Benedetto, P. A. Giuliano Albo, D. Madonna Ripa, A. Merlone, C. Guianvarc'h, F. Moro et R. Cuccaro, « A determination of the Boltzmann constant from speed of sound measurements in helium at a single thermodynamic state », Metrologia **47**, 387-409 (2010).

[A10] R. M. Gavioso, G. Benedetto, D. Madonna Ripa, P. A. Giuliano Albo, C. Guianvarc'h, A. Merlone, L. Pitre, D. Truong, F. Moro et R. Cuccaro, « Progress in INRiM experiment for the determination of the Boltzmann constant with a quasi-spherical resonator », Int. J. Thermophys. **32**, 1339-1354 (2011).

[A11] R. Cuccaro, R. M. Gavioso, G. Benedetto, D. Madonna Ripa, V. Fernicola et C. Guianvarc'h, « Microwave determination of water mole fraction in humid gas mixtures », Int. J. Thermophys. **33**, 1352-1362 (2012).

[A12] C. Guianvarc'h et M. Bruneau, « Acoustic fields in binary gas mixtures : mutual diffusion effects throughout and beyond the boundary layers », J. Acoust. Soc. Am. **131**, 4252-4262 (2012).

[A13] C. Guianvarc'h, M. Bruneau et R. M. Gavioso, « Acoustics and precondensation phenomena in gas-vapor saturated mixtures », Phys. Rev. E **89**, 023208 (2014).

[A14] R. M. Gavioso, D. Madonna Ripa, P. P. M. Steur, C. Gaiser, D. Truong, C. Guianvarc'h, P. Tarizzo, F. M. Stuart et R. Dematteis, « A determination of the molar gas constant R by acoustic thermometry in helium », Metrologia **52**, S274-S304 (2015).

[A15] T. Verdot, E. Redon, K. Ege, J. Czarny, C. Guianvarc'h et J.-L. Guyader, « Microphone with planar nano-gauge detection : fluid-structure coupling including thermoviscous effects », Acta Acust. united Ac. **102**, 517-529 (2016).

[A16] L. Pitre, F. Sparasci, L. Risegari, C. Guianvarc'h, C. Martin, M. Himbert, M. Plimmer, A. Allard, B. Marty, P. Giuliano Albo, B. Gao, M. Moldover et J. Mehl, « New measurement of the Boltzmann constant k by acoustic thermometry of helium-4 gas », Metrologia **54**, 856-873 (2017).

[A17] P. Vincent, D. Rodrigues, F. Larsonnier, C. Guianvarc'h et S. Durand, « Acoustic transfer admittance of cylindrical cavities in infrasonic frequency range », accepté dans Metrologia le 17/09/18 (corrections mineures).

Revue française à comité de lecture

[AA1] C. Guianvarc'h, L. Pitre, F. Sparasci, A. Guillou, D. Truong, Y. Hermier et M. Bruneau, « Méthode acoustique pour la détermination de la constante de Boltzmann », Revue Française de Métrologie **16**, 11 (2008).

Congrès internationaux avec comité de lecture et actes

[B1] C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, « Attempt to improve the pressure reciprocity calibration of microphones », in 7ème Congrès Français d'Acoustique ; 30. Deutsche Jahrestagung für Akustik ; Salon Européen de l'Acoustique, Strasbourg (22-25 mar. 2004).

[B2] C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, « Microphone reciprocity calibration : acoustic field in the coupler », in Forum Acusticum 2005, Budapest (29 août-2, sept. 2005).

[B3] C. Guianvarc'h, L. Pitre, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, « Acoustic field modelling in a quasi-spherical resonator for the determination of the Boltzmann constant », in 19th International Congress on Acoustics, Madrid (2-7 sept. 2007).

[B4] D. Rodrigues, C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, « Input behaviour of small acoustic components : measurement procedure and its accuracy », in 19th International Congress on Acoustics, Madrid (2-7 sept. 2007).

[B5] C. Guianvarc'h, R. M. Gavioso et D. Madonna Ripa, « Acoustic and microwave method in spherical cavities for the determination of the thermophysical properties of gaseous mixtures », in Forum Acusticum 2011, Aalborg (27 juin-1er, juil. 2011).

[B6] T. Lavergne, S. Durand, M. Bruneau, N. Joly, D. Rodrigues et C. Guianvarc'h, « Modelling condenser microphones for metrological applications », in Forum Acusticum 2011, Aalborg (27 juin-1er, juil. 2011).

[B7] J. Fisher, B. Fellmuth, C. Gaiser, T. Zandt, L. Pitre, S. Briaudeau, F. Sparasci, D. Truong, Y. Hermier, R. M. Gavioso, C. Guianvarc'h, P. A. Giuliano Albo, A. Merlone, F. Moro, M. de Podesta, G. Sutton, R. Underwood, G. Machin, D. Del Campo, J. Segovia Puras, D. Vega Maza, J. Petersen, J. Hald, L. Nielsen, S. Valkiers, B. Darquié, C. Bordé, C. Chardonnet, C. Daussy, L. Gianfrani, A. Castrillo, P. Laporta et G. Galzerano, « The IMERAPlus joint research project for determinations of the Boltzmann constant », in 9th International Temperature Symposium (invited), Los Angeles, California, USA, AIP conference proceedings (19-23 mar. 2012).

[B8] C. Guianvarc'h et M. Bruneau, « Acoustic field in cavities filled with thermo-viscous binary gas mixtures, determination of gas mixtures thermophysical properties », in Acoustics 2012 (11ème Congrès Français d'Acoustique joint avec le 2012 Annual IOA Meeting), Nantes (23-27 avr. 2012).

[B9] C. Guianvarc'h, T. Verdot, J. Czarny, E. Redon, K. Ege, J.-L. Guyader, A. Walther et P. Robert, « New planar nano-gauge detection microphone : analytical and numerical acoustic modeling », in 21st International Congress on Acoustics, Montréal, t. 133 (2-7 juin 2013), p. 3359-3359.

[B10] L. Pitre, F. Sparasci, L. Risegari, C. Guianvarc'h, M. D. Plimmer et M. E. Himbert, « Improved apparatus to determine the Boltzmann constant using a large quasi-spherical acoustic resonator », in Conference on precision electromagnetic measurements (CPEM) 2014, Rio de Janeiro (24 août 2014), p. 206-207.

[B11] P. Honzík, C. Guianvarc'h et M. Bruneau, « Modeling of capacitive MEMS microphone with square membrane or plate using integral method », in Procedia engineering, proceedings of EUROSENSOR, Freiberg, t. 120 (6-9 sept. 2015), p. 418-421.

Congrès français avec comité de lecture et actes

[BB1] S. Durand, P. Honzík, T. Le Van Suu, P. Lotton, M. Bruneau, Z. Škvor, A.-M. Bruneau et C. Guianvarc'h, « Capteurs microphoniques miniatures en technologie MEM's », in 8ème Congrès Français d'Acoustique, Tours (24-27 avr. 2006).

[BB2] D. Rodrigues, C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau, A.-M. Bruneau et P. Lotton, « Méthode de mesure d'impédance de petits éléments acoustiques », in 8ème Congrès Français d'Acoustique, Tours (24-27 avr. 2006).

[BB3] D. Rodrigues, C. Guianvarc'h, J.-N. Durocher, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, « Méthode de mesure d'impédance de petits éléments acoustiques », in 18ème Congrès Français de Mécanique, Grenoble (27-31 août 2007).

[BB4] C. Guianvarc'h, R. Gavioso, D. M. Ripa, G. Benedetto, R. Cuccaro, D. Truong et L. Pitre, « Mesure de la constante de Boltzmann par procédé acoustique en cavité, étude du couplage fluide/structure par mesures acoustiques et électromagnétiques en mélange gazeux », in 10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon (12-16 avr. 2010).

[BB5] T. Verdot, C. Guianvarc'h, J. Czarny, E. Redon et K. Ege, « Modélisation d'une architecture innovante de microphone MEMS à détection par nano jauges », in 21ème Congrès Français de Mécanique, Bordeaux (26-30 août 2013).

[BB6] C. Guianvarc'h, M. Bruneau, R. M. Gavioso et L. Risegari, « Champs acoustiques en mélanges gaz-vapeurs : diffusion moléculaire et précondensation aux parois », in 12ème Congrès Français d'Acoustique, Poitiers (22-25 avr. 2014).

[BB7] C. Guianvarc'h, L. Pitre, L. Risegari et R. M. Gavioso, « Précondensation de vapeurs en parois : modélisation et caractérisation expérimentale des effets sur la propagation acoustique », in 13ème Congrès Français d'Acoustique joint avec le colloque VIbrations, SHocks and NOise, Le Mans (11-15 avr. 2016).

[BB8] C. Guianvarc'h, L. Risegari, P. Honzík, N. Joly et S. Durand, « Influence des conditions de gaz, pression et température sur le comportement mécano-acoustique de microphones capacitifs : caractérisation théorique et expérimentale », in 13ème Congrès Français d'Acoustique joint avec le colloque VIbrations, SHocks and NOise, Le Mans (11-15 avr. 2016).

[BB9] P. Honzík, S. Durand, C. Guianvarc'h, N. Joly et M. Bruneau, « Modélisation par méthode intégrale d'un transducteur à membrane carrée et à électrode arrière de taille réduite », in 13ème Congrès Français d'Acoustique joint avec le colloque VIbrations, SHocks and NOise, Le Mans (11-15 avr. 2016).

[BB10] T. Lavergne, C. Guianvarc'h, L. Risegari, P. Honzík et R. M. Gavioso, « Effets de la température sur les propriétés électro-mécaniques d'un microphone capacitif et de son préamplificateur », in 14ème Congrès Français d'Acoustique, Le Havre (23-27 avr. 2018).

[BB11] T. Lavergne, L. Risegari, R. M. Gavioso et C. Guianvarc'h, « Dispositif expérimental pour la caractérisation de microphones capacitifs par grille d'entraînement en conditions contrôlées de gaz, pression et température », in 14ème Congrès Français d'Acoustique, Le Havre (23-27 avr. 2018).

Congrès avec comité de lecture et résumés

[C1] C. Guianvarc'h, P. A. Giuliano Albo, R. Gavioso, G. Benedetto, L. Pitre, A. Guillou, M. Bruneau et A. Bruneau, « Relative calibration and characterization of 1/4"condenser microphones under different environmental conditions », in Acoustics'08, Paris, t. 123 (29 juin-4, juil. 2008), p. 3644-3644.

[C2] C. Guianvarc'h, L. Pitre, A. Guillou, M. Bruneau et A. Bruneau, « Acoustic field in a spherical resonator : effect of modal coupling due to small perturbations », in Acoustics'08, Paris, t. 123 (29 juin-4, juil. 2008), p. 3929-3929.

[C3] C. Guianvarc'h, L. Risegari, P. Honzík, N. Joly, S. Durand, D. Rodrigues, R. M. Gavioso et M. Bruneau, « Transducers in acoustic gas thermometry : characterisation at low temperatures », in 13th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science (Tempmeko), Zakopane (26 août-1er, juil. 2016).

[C4] C. Guianvarc'h et D. Rodrigues, « Estimation des incertitudes sur un système de mesure : mise en œuvre d'une méthode de Monte Carlo appliquée à des exemples de dispositifs acoustiques », in 13ème Congrès Français d'Acoustique joint avec le colloque VIbrations, SHocks and NOise, Le Mans (11-15 avr. 2016).

Journées et colloques sans comité de lecture

[D1] C. Guianvarc'h, « Métrologie acoustique : étalonnage primaire de microphones et caractérisation de composants acoustiques miniatures », poster, Colloque des 25 ans du LAUM, Le Mans, 22-24 mai 2006.

[D2] C. Guianvarc'h, « Determination of the Boltzmann constant : acoustic field in the quasi-spherical resonator », poster, International School "Quantum Metrology and Fundamental Constants, Les Houches, 1er-12 oct. 2007.

[D3] C. Guianvarc'h, « Unified analytical model for the acoustic field in a spherical or quasi-spherical cavity : effect of modal coupling due to small perturbations », oral, 3rd Workshop on Progress in determining the Boltzmann constant, Saint Denis, 7 avr. 2008.

[D4] L. Pitre, « Progress toward a acoustic/microwave determination of the Boltzmann constant at the LNE-INM/cnam », oral, 3rd Workshop on Progress in determining the Boltzmann constant, Saint Denis, 7 avr. 2008.

[D5] A. Guillou, « BCU2v2 (2007) to BCU3 (2009) : the improvements made in our last apparatus for the Boltzmann's constant redetermination with an acoustic method », oral, 4th Workshop on Progress in determining the Boltzmann constant, Turin, 22-24 sept. 2009.

[D6] L. Pitre, « An acoustic/microwave determination of the Boltzmann constant at LNE-INM/CNAM with a quasi triaxial ellipsoid of 0.5 litre », oral, 4th Workshop on Progress in determining the Boltzmann constant, Turin, 22-24 sept. 2009.

[D7] A. Walther, J. Czarny, B. Desloges, E. Redon, K. Ege, C. Guianvarc'h, T. Verdot, W. Rahajandraibe, E. Savary, J. Parrot, J. Nebhen, A. Donjon et N. Veau, « MADNEMS – Microphone À Détection par jauge NEMS », poster, Journées Nationales Nanosciences et Nanotechnologies 2012 (J3N), Bordeaux, 7-9 nov. 2012.

[D8] C. Guianvarc'h, « Estimation des incertitudes sur un système de mesure : intérêt et exemples de mise en œuvre de méthodes de calcul », oral, 1er Workshop EXpérimentation en ACousTique (EXACT#1), Saint Denis, 9-10 nov. 2016.

Thèse

[E1] C. Guianvarc'h, « La cavité de couplage acoustique dans la méthode de réciprocité : modèles analytiques pour l'étalonnage des microphones et la mesure d'impédances de petits composants », thèse de doct. (Université du Maine, 2005).

Rapport de contrat de collaboration

[F1] C. Guianvarc'h, L. Pitre, M. Bruneau et A.-M. Bruneau, *Acoustic field in a quasi-spherical resonator : unified perturbation model* (National Physical Laboratory, 2007).

Bibliographie

[1] M. Astrua, M. Pisani et M. Zucco, « Air temperature measurements based on the speed of sound to compensate long distance interferometric measurements », EPJ Web of Conferences **77**, 00013 (2014).

[2] M. Bai, J.-G. Ih et J. Benesty, *Acoustic array systems : theory, implementation, and application* (John Wiley & Sons, Inc, Singapore ; Hoboken, 2013).

[3] G. Benedetto, R. M. Gavioso, R. Spagnolo, P. Marcarino et A. Merlone, « Acoustic measurements of the thermodynamic temperature between the triple point of mercury and 380 K », Metrologia **71**, 74-98 (2004).

[4] Brüel & Kjaer, *Instructions et applications : Microphones Types 4144, 4145, 4146*, 1970.

[5] Brüel & Kjaer, *Microphones à condensateur et préamplificateurs de microphones : Théorie et applications*, 1977.

[6] M. Bruneau, *Manuel d'acoustique fondamentale* (Hermès, Paris, 1998).

[7] M. Bruneau et A.-M. Bruneau, *Etude théorique de l'impédance acoustique de transfert d'une cavité fermée par deux microphones et munie d'impédances localisées sur la paroi ; application à la caractérisation de l'oreille artificielle*, Contrat BNM n° 01 3010 (Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, 2002).

[8] M. Bruneau, A.-M. Bruneau, Z. Škvor et P. Lotton, « An equivalent network modelling the strong coupling between a vibrating membrane and a fluid film », Acta Acustica **2**, 223-232 (1994).

[9] M. Bruneau et T. Scelo (translator and contributor), *Fundamentals of Acoustics* (ISTE, London, 2006).

[10] W. Cencek, M. Przybytek, J. Komasa, J. B. Mehl, B. Jeziorski et K. Szalewicz, « Effects of adiabatic, relativistic, and quantum electrodynamics interactions on the pair potential and thermophysical properties of helium », J. Chem. Phys. **136**, 224303 (2012).

[11] S. Chapman et T. G. Cowling, *The mathematical theory of non-uniform gases* (Cambridge University Press, 1970).

[12] Comité International des Poids et Mesures, *Comptes rendus des séances de la dixième Conférence Générale des Poids et Mesures* (Gauthier-Villars & Co, Paris, 1954).

[13] Comité International des Poids et Mesures, *Comptes rendus des séances de la onzième Conférence Générale des Poids et Mesures* (Gauthier-Villars & Co, Paris, 1960).

[14] J. F. Costa-Júnior, G. A. Cortela, L. E. Maggi, T. F. Rocha, W. C. Pereira, R. P. Costa-Felix et A. V. Alvarenga, « Measuring uncertainty of ultrasonic longitudinal phase velocity estimation using different time-delay estimation methods based on cross-correlation : computational simulation and experiments », Measurement **122**, 45-56 (2018).

[15] O. Cramer, « The variation of the specific heat ratio and the speed of sound in air with temperature, pressure, humidity, and CO_2 concentration », The Journal of the Acoustical Society of America **93**, 2510-2516 (1993).

[16] K. Djerroud, C. Lemarchand, A. Gauguet, C. Daussy, S. Briaudeau, B. Darquié, O. Lopez, A. Amy-Klein, C. Chardonnet et C. J. Bordé, « Measurement of the boltzmann constant by the doppler broadening technique at a accuracy level », C. R. Phys. **10**, 883-893 (2009).

[17] *Echelle Internationale de Température de 1990*, Procès-Verbaux du Comité International des Poids et Mesures 74th meeting (Bureau International des Poids et Mesures, 1989).

[18] M. B. Ewing, M. L. McGlashan et J. P. M. Trusler, « The Temperature-Jump Effect and the Theory of the Thermal Boundary Layer for a Spherical Resonator. Speeds of Sound in Argon at 273.16K », Metrologia **22**, 93-102 (1986).

[19] J. D. Foch, G. E. Uhlenbeck et M. Fuentes Losa, « Theory of sound propagation in mixtures of monoatomic gases », The Physics of Fluids **15**, 1224-1232 (1972).

[20] C. Gaiser, B. Fellmuth, N. Haft, A. Kuhn, B. Thiele-Krivoi, T. Zandt, J. Fischer, O. Jusko et W. Sabuga, « Final determination of the Boltzmann constant by dielectric-constant gas thermometry », Metrologia **54**, 280-289 (2017).

[21] G. Garberoglio, M. R. Moldover et A. H. Harvey, « Improved first-principles calculation of the third virial coefficient of helium », J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **116**, 729 (2011).

[22] P. Gélat, N. Joly, M. d. Podesta, G. Sutton et R. Underwood, « Acoustic modelling in view of a determination of the Boltzmann constant within 1 ppm for the redefinition of the kelvin », J. Phys. Conf. Ser. **195**, 012002 (2009).

[23] D. A. Geller et G. W. Swift, « Saturation of thermoacoustic mixture separation », J. Acoust. Soc. Am. **111**, 1675-1684 (2002).

[24] H. Gerber, « Acoustic Properties of Fluid-Filled Chambers at Infrasonic Frequencies in the Absence of Convection », J. Acoust. Soc. Am. **36**, 1427-1434 (1964).

[25] F. W. Giacobbe, « Estimation of Prandtl numbers in binary mixtures of helium and other noble gases », J. Acoust. Soc. Am. **96,** 3568-3580 (1994).

[26] R. A. Hiller et G. W. Swift, « Condensation in a steady-flow thermoacoustic refrigerator », J. Acoust. Soc. Am. **108**, 1521-1527 (2000).

[27] P. Honzík et M. Bruneau, « Acoustic fields in thin fluid layers between vibrating walls and rigid boundaries : integral method », Acta Acust. united Ac. **101**, 859-862 (2015).

[28] P. Honzík, N. Joly, S. Durand, D. Rodrigues, J.-N. Durocher et M. Bruneau, « Finite element modelling of acoustic field inside small components : application to an annular slit terminated by an aperture in an infinite screen », Metrologia **49**, 32-40 (2012).

[29] P. Honzík, A. Podkovskiy, S. Durand, N. Joly et M. Bruneau, « Analytical and numerical modeling of an axisymmetrical electrostatic transducer with interior geometrical discontinuity », J. Acoust. Soc. Am. **134**, 3573-3579 (2013).

[30] B. Jäger, R. Hellmann, E. Bich et E. Vogel, « *Ab initio* virial equation of state for argon using a new nonadditive three-body potential », J. Chem. Phys. **135**, 084308 (2011).

[31] D. R. Jarvis, « Acoustical admittance of cylindrical cavities », J. Sound Vib. **117**, 390-392 (1987).

[32] D. Jarvis, « The accuracy of the electrostatic actuator method of determining the frequency response of condenser microphones », J. Sound Vib. **123**, 63-70 (1988).

[33] N. Joly, *Modélisation du champ acoustique en fluide thermovisqueux dans une cavité axisymétrique*, Contrat LAUM - LNE/DRST 08 3 004 (2009).

[34] N. Joly, « Finite Element Modeling of Thermoviscous Acoustics on Adapted Anisotropic Meshes : Implementation of the Particle Velocity and Temperature Variation Formulation », Acta Acust. united Ac. **96**, 102-114 (2010).

[35] J. Kergomard et A. Garcia, « Simple discontinuities in acoustic waveguides at low frequencies : critical analysis and formulae », J. Sound Vib. **114**, 465-479 (1987).

[36] J. Kestin, K. Knierim, E. A. Mason, B. Najafi, S. T. Ro et M. Waldman, « Equilibrium and transport properties of the noble gases and their mixtures at low density », J. Phys. Chem. Ref. Data **13**, 229 (1984).

[37] M. Kohler, « Schallabsorption in binären Gasmischungen », Zeitschrift für Physik **127**, 41-48 (1950).

[38] V. Korpelainen, « Acoustic method for determination of the effective temperature and refractive index of air in accurate length interferometry », Opt. Eng. **43**, 2400 (2004).

[39] L. D. Landau et E. M. Lifshitz, *Fluid mechanics* (Pergamon Press, 1982).

[40] T. Lavergne, S. Durand, N. Joly et M. Bruneau, « Analytical modeling of electrostatic transducers in gases : behavior of their membrane and sensitivity », Acta Acust. united Ac. **100**, 440-447 (2014).

[41] E. W. Lemmon, R. T. Jacobsen, S. G. Penoncello et D. G. Friend, « Thermodynamic properties of air and mixtures of nitrogen, argon, and oxygen from 60 to 2000 K at pressures to 2000 MPa », J. Phys. Chem. Ref. Data **29**, 331-385 (2000).

[42] H. Levine et J. Schwinger, « On the radiation of sound from an unflanged circular pipe », Phys. Rev. **73**, 383-406 (1947).

[43] Y. Mao, « Sound attenuation in a cylindrical tube due to evaporation-condensation », J. Acoust. Soc. Am. **104**, 664-670 (1998).

[44] M. L. Martin, R. D. Trengrove, K. R. Harris et P. J. Dunlop, « Excess second virial coefficients of some dilute gas mixtures », Aust. J. Chem. **35**, 1525 (1982).

[45] E. A. Mason et H. Ubisch, « Thermal conductivity of rare gas mixtures », Phys. Fluids **3**, 355 (1960).

[46] E. F. May, L. Pitre, J. B. Mehl, M. R. Moldover et J. W. Schmidt, « Quasi-spherical cavity resonators for metrology based on the relative dielectric permittivity of gases », Rev. Sci. Instrum. **75**, 3307-3317 (2004).

[47] J. B. Mehl, « Acoustic resonance frequencies of deformed spherical resonators », J. Acoust. Soc. Am. **71**, 1109-1113 (1982).

[48] J. B. Mehl, « Spherical acoustic resonators : Effect of shell motion », J. Acoust. Soc. Am. **78**, 782-788 (1985).

[49] J. B. Mehl, « Acoustic resonance frequencies of deformed spherical resonators 2 », J. Acoust. Soc. Am. **79**, 278-285 (1986).

[50] J. B. Mehl, « Analysis of resonance standing-wave measurements », J. Acoust. Soc. Am. **64**, 1523-1525 (1978).

[51] J. B. Mehl, « Acoustic eigenvalues of a quasispherical resonator : second order shape perturbation theory for arbitrary modes », J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **112**, 163 (2007).

[52] J. B. Mehl et M. R. Moldover, « Precondensation phenomena in acoustic measurements », J. Chem. Phys. **77**, 455-465 (1982).

[53] I. M. Mills, P. J. Mohr, T. J. Quinn, B. N. Taylor et E. R. Williams, « Redefinition of the kilogramm, ampere, kelvin and mole : a proposed approach to implementing CIPM recommendation 1 (CI-2005) », Metrologia **43**, 227-246 (2006).

[54] M. R. Moldover, R. M. Gavioso, J. B. Mehl, L. Pitre, M. d. Podesta et J. T. Zhang, « Acoustic gas thermometry », Metrologia **51**, R1-R19 (2014).

[55] M. R. Moldover, J. B. Mehl et M. Greenspan, « Gas-filled spherical resonators : Theory and experiment », J. Acoust. Soc. Am. **79**, 253-272 (1986).

[56] M. R. Moldover, J. P. M. Trusler, T. J. Edwards, J. B. Mehl et R. S. Davis, « Measurement of the universal gas constant R using a spherical acoustic resonator », J. Res. Natl. Bur. Stand. **93**, 85-144 (1988).

[57] P. M. Morse et H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics* (McGraw-Hill, New York, 1953).

[58] P. M. Morse et K. U. Ingard, *Theoretical Acoustics* (McGraw-Hill, New York, 1968).

[59] D. B. Newell, F. Cabiati, J. Fischer, K. Fujii, S. G. Karshenboim, H. S. Margolis, E. de Mirandés, P. J. Mohr, F. Nez, K. Pachucki, T. J. Quinn, B. N. Taylor, M. Wang, B. M. Wood et Z. Zhang, « The CODATA 2017 values of h, e, k, and N_A for the revision of the SI », Metrologia **55**, L13-L16 (2018).

[60] Norme NF XP S 31-135, *Acoustique - Basses fréquences - Méthode de mesurage.* (2017).

[61] K. Patkowski et K. Szalewicz, « Argon pair potential at basis set and excitation limits », J. Chem. Phys. **133**, 094304 (2010).

[62] C. Picard, L. Lamotte, V. Labouré et T. Le Magueresse, « Calibrage de microphones MEMs pour usage industriel multicapteurs », Acoustique et Techniques **88-2**, 20-27 (2018).

[63] M. Pisani, M. Astrua et M. Zucco, « An acoustic thermometer for air refractive index estimation in long distance interferometric measurements », Metrologia **55**, 67-74 (2018).

[64] L. Pitre, M. R. Moldover et W. L. Tew, « Acoustic thermometry : new results from 273 K to 77 K and progress towards 4 K », Metrologia **43**, 142-162 (2006).

[65] L. Pitre, L. Risegari, F. Sparasci, M. D. Plimmer, M. E. Himbert et P. A. G. Albo, « Determination of the Boltzmann constant k from the speed of sound in helium gas at the triple point of water », Metrologia **52**, S263 (2015).

[66] L. Pitre, F. Sparasci, D. Truong, A. Guillou, L. Risegari et M. E. Himbert, « Measurement of the boltzmann constant k_B using a quasi-spherical acoustic resonator », Int. J. Thermophys. **32**, 1825-1886 (2011).

[67] M. de Podesta, E. F. May, J. B. Mehl, L. Pitre, R. M. Gavioso, G. Benedetto, P. A. G. Albo, D. Truong et D. Flack, « Characterization of the volume and shape of quasi-spherical resonators using coordinate measurement machines », Metrologia **47**, 588-604 (2010).

[68] M. de Podesta, D. F. Mark, R. C. Dymock, R. Underwood, T. Bacquart, G. Sutton, S. Davidson et G. Machin, « Re-estimation of argon isotope ratios leading to a revised estimate of the Boltzmann constant », Metrologia **54**, 683-692 (2017).

[69] M. de Podesta, R. Underwood, G. Sutton, P. Morantz, P. Harris, D. F. Mark, F. M. Stuart, G. Vargha et G. Machin, « A low-uncertainty measurement of the Boltzmann constant », Metrologia **50**, 354-376 (2013).

[70] Publ. IEC 60318-1, *Electroacoustics - Simulators of human head and ear - Part 1 : Ear simulator for the measurement of supra-aural and circumaural earphones* (2009).

[71] Publ. IEC 61094-1, *Measurement microphones part 1 : specifications of laboratory standard microphones* (2001).

[72] Publ. IEC 61094-2, *Measurement microphones Part 2 : Primary method for pressure calibration of laboratory standard microphones by the reciprocity technic* (1992).

[73] Publ. IEC 61094-2, *Measurement microphones Part 2 : Primary method for pressure calibration of laboratory standard microphones by the reciprocity technic* (2009).

[74] Publ. IEC 61094-6, *Measurement microphones Part 6 : Electrostatic actuators for determinationof frequency response* (2005).

[75] K. Rasmussen, « Radial wave-motion in cylindrical plane-wave couplers », Acta Acustica **1**, 145-151 (1993).

[76] K. Rasmussen, *Calculation methods for the physical properties of air used in the calibration of microphones*, Report PL-11b (Technical University of Denmark (Department of acoustic technology), 1997).

[77] R. Raspet, C. J. Hickey et J. M. Sabatier, « The effect of evaporation-condensation on sound propagation in cylindrical tubes using the low reduced frequency approximation », J. Acoust. Soc. Am. **105**, 65-73 (1999).

[78] J. W. S. Rayleigh, *The Theory of Sound*, Second (Dover, New York, 1896).

[79] R. Richiardone, M. Manfrin, S. Ferrarese, C. Francone, V. Fernicola, R. M. Gavioso et L. Mortarini, « Influence of the sonic anemometer temperature calibration on turbulent heat-flux measurements », Boundary-Layer Meteorology **142**, 425-442 (2012).

[80] Y. Rocard, « Sur l'amortissement des ondes sonores dans un milieu gazeux homogène », Journal de Physique et Le Radium **1**, 426-437 (1930).

[81] D. Rodrigues, « Méthode de réciprocité : caractérisation de petits composants acoustiques, étalonnage de microphones en pression et en champ libre », thèse de doct. (Université du Maine, 24 oct. 2008).

[82] D. Rodrigues, T. Lavergne, E. S. Olsen, T. Fedtke, R. Barham et J.-N. Durocher, « Methodology of designing an occluded ear simulator », Acta Acust. united Ac. **101**, 1007-1015 (2015).

[83] Z. Škvor, *Vibrating systems and their equivalent circuits*, Studies in electrical and electronic engineering 40 (Elsevier, Amsterdam, 1991), 244 p.

[84] W. V. Slaton, R. Raspet et C. J. Hickey, « The effect of the physical properties of the tube wall on the attenuation of sound in evaporating and condensing gas–vapor mixtures », J. Acoust. Soc. Am. **108**, 2120-2124 (2000).

[85] W. V. Slaton, R. Raspet, C. J. Hickey et R. A. Hiller, « Theory of inert gas-condensing vapor thermoacoustics : transport equations », J. Acoust. Soc. Am. **112**, 1423-1430 (2002).

[86] M. Štefe, A. Svete et J. Kutin, « Development of a dynamic pressure generator based on a loudspeaker with improved frequency characteristics », Measurement **122**, 212-219 (2018).

[87] G. Sutton, R. Underwood, L. Pitre, M. de Podesta et S. Valkiers, « Acoustic resonator experiments at the triple point of water : first results for the Boltzmann constant and remaining challenges », Int. J. Thermophys. **31**, 1310-1346 (2010).

[88] G. W. Swift et P. S. Spoor, « Thermal diffusion and mixture separation in the acoustic boundary layer », J. Acoust. Soc. Am. **106**, 1794-1800 (1999).

[89] B. Taylor et A. Thompson, « The international system of units (SI) », NIST Special Publication **330**, 97 (2008).

[90] J. P. M. Trusler, *Physical acoustics and metrology of fluids* (Adam Higler, Bristol, 1991).

[91] K. Tsuda et Y. Ueda, « Abrupt reduction of the critical temperature difference of a thermoacoustic engine by adding water », AIP Advances **5**, 097173 (2015).

[92] S. E. Turner et D. R. Dowling, « Acoustic precondensation phenomena in freons », J. Acoust. Soc. Am. **97**, 1014-1018 (1995).

[93] R. J. Underwood, R. Cuccaro, S. Bell, R. M. Gavioso, D. M. Ripa, M. Stevens et M. de Podesta, « A microwave resonance dew-point hygrometer », Meas. Sci. Technol. **23**, 085905 (2012).

[94] R. Underwood, T. Gardiner, A. Finlayson, J. Few, J. Wilkinson, S. Bell, J. Merrison, J. J. Iverson et M. de Podesta, « A combined non-contact acoustic thermometer and infrared hygrometer for atmospheric measurements : combined non-contact acoustic thermometer and infrared hygrometer », Meteorol. Appl. **22**, 830-835 (2015).

[95] R. Underwood, T. Gardiner, A. Finlayson, S. Bell et M. de Podesta, « An improved non-contact thermometer and hygrometer with rapid response », Metrologia **54**, S9-S15 (2017).

[96] C. Vanwynsberghe, « Réseaux à grand nombre de microphones : applicabilité et mise en œuvre », thèse de doct. (Université Paris VI, 12 déc. 2016).

[97] C. R. Wilke, « A viscosity equation for gas mixtures », J. Chem. Phys. **18**, 517 (1950).

[98] B. A. Younglove et R. D. McCarty, « Speed-of-sound measurements for nitrogen gas at temperatures from 80 to 350 K and pressures to 1.5 MPa », J. Chem. Thermodynamics **12**, 1121-1128 (1980).

[99] F. Zhang, W. He, L. He et Z. Rong, « Acoustic properties of pistonphones at low frequencies in the presence of pressure leakage and heat conduction », J. Sound Vib. **358**, 324-333 (2015).

[100] A. J. Zuckerwar, « Theoretical response of condenser microphones », J. Acoust. Soc. Am. **64**, 1278-1285 (1978).

[101] A. J. Zuckerwar, *Handbook of the Speed of Sound in Real Gases*, t. 3 (Elsevier, New York, 2002).

[102] C. Zwikker et C. W. Kosten, *Sound Absorbing Materials* (Elsevier, Amsterdam, 1949).

Acoustique pour la métrologie - Métrologie pour l'acoustique

Le présent mémoire porte sur des travaux de recherche en acoustique menés dans un contexte lié à des préoccupations métrologiques. Les activités détaillées ici ainsi que les projets envisagés relèvent de la métrologie acoustique ainsi que du développement de méthodes acoustiques dédiées à la mesure d'autres grandeurs physiques.

La redéfinition prochaine du Système International d'unités a impliqué d'importants efforts à l'échelle internationale de la part des laboratoires de métrologie afin de réduire les incertitudes sur la valeur de la constante de Boltzmann, constante fondamentale sur laquelle la nouvelle définition du kelvin doit reposer désormais. Une méthode acoustique, basée sur la mesure de la vitesse du son dans un gaz a permis d'apporter des réponses pertinentes et très satisfaisantes à cette problématique ainsi qu'à la préoccupation, de plus en plus présente, d'accéder à la température d'un gaz sans faire appel à des thermomètres à contact, que l'application visée soit une expérience de laboratoire ou un système de mesure in situ.

Les méthodes acoustiques et moyens expérimentaux de haute qualité développés dans ce cadre ont également démontré leurs potentialités pour l'étude approfondie des propriétés physiques et du comportement acoustique de mélanges gaz-vapeur. En effet, des phénomènes physiques complexes, fortement couplés entre eux, se trouvent liés au mouvement acoustique dans des mélanges gazeux, incluant des effets visqueux, thermiques, de diffusion moléculaire et éventuellement de précondensation aux parois si un composant du mélange est une vapeur saturée, comme c'est le cas pour l'air humide. Les approches théoriques alors développées ont permis de proposer une modélisation avancée et unifiées, alors manquante, de champs acoustiques en mélanges gaz-vapeur. Les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent sont très prometteurs et cohérents avec ces modèles mais demandent encore à être complétés.

Enfin, sont présentées ici des activités relatives plus spécifiquement aux capteurs et systèmes de mesures acoustiques. Ces travaux touchent à des préoccupations portant notamment sur l'étalonnage et la caractérisation de microphones capacitifs et de composants acoustiques miniatures, mais aussi, plus largement, de dispositifs de mesure en acoustique. Ces travaux ont permis, entre autres, de remettre en question des modèles théoriques préconisés par les normes en vigueur sur l'étalonnage primaire de microphones, conduisant à des révisions de celles-ci. Sur cette base, une nouvelle technique de mesure d'impédance d'entrée de composants acoustiques miniatures a également pu être développée. Enfin, une caractérisation expérimentales approfondie du comportement mécano-acoustique de microphones capacitifs hors conditions atmosphériques est présentée, dont les résultats doivent venir à l'appui et en complément les modèles théoriques de microphones disponibles.

Les retombées de ces travaux, liés à la mise au point et au perfectionnement de méthodes et techniques de mesure, sont attendues en premier lieu dans différents domaines de la métrologie : acoustique, températures, propriétés des gaz et longueurs. Mais elles doivent également contribuer à apporter des réponses pertinentes à des problématiques plus larges, par exemple liées à la propagation acoustique en milieux poreux ou granulaires humides, l'optimisation de machines thermoacoustiques, l'étalonnage d'antennes microphoniques ou la conception de transducteurs acoustiques dédiés à des applications hors conditions atmosphériques. Les prolongement et ouvertures de ces activités sont, quoi qu'il en soit, tournés vers différents domaines d'application pour lesquels une compréhension approfondie et adaptée des capteurs et systèmes de mesure acoustique est nécessaire.