

ACADÉMIE DE NANTES
THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ DU MAINE

Spécialité ACOUSTIQUE

présentée par
Grégoire AJELLO

pour obtenir le titre de Docteur d'Université

MESURES ACOUSTIQUES DANS LES GUIDES D'ONDES
EN PRÉSENCE D'ÉCOULEMENT :

MISE AU POINT D'UN BANC DE MESURE
APPLICATIONS À DES DISCONTINUITÉS

Soutenue le **12 décembre 1997**
devant le Jury composé de Messieurs :

M. ÅBOM :	Professeur (K.T.H.) Stockholm, Suède
Y. AURÉGAN :	Maître de conférence (L.A.U.M.), Responsable scientifique
J.P. DALMONT :	Maître de conférence (L.A.U.M.)
L. DESMONS :	Docteur, (ARVIN EXHAUST) Joigny
Y. GERVAIS :	Professeur (L.E.A.) Poitiers, <i>rapporteur</i>
J. HARDY :	Chargé de recherche C.N.R.S. (L.A.U.M.), Directeur de thèse
A. HIRSCHBERG :	Professeur, (T.U.E) Eindhoven, Pays-Bas, <i>rapporteur</i>

REMERCIEMENTS

Ce document est le résultat de travaux effectués au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine de novembre 1994 à Octobre 1997.

Je remercie Jean Hardy qui a accepté de diriger cette thèse.

Je tiens à remercier particulièrement Yves Aurégan pour son encadrement scientifique et sans qui ce travail n'aurait pas pu aboutir.

J'exprime ma sympathie à l'égard de Monsieur Avraham Hirschberg pour la chaleur de son hospitalité (ainsi que celle de sa famille) et la vivacité de son esprit prolifique qui est légendaire.

Je suis reconnaissant à Yves Gervais et Avraham Hirschberg d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail ainsi qu'à tous les membres du Jury pour l'intérêt qu'ils veulent bien y porter.

Merci à Vincent Pagneux pour les discussions scientifiques enrichissantes et son soutien.

Je remercie chaleureusement Eric Egon et Patrick Colas de l'atelier de physique qui ont largement contribué à la réalisation du banc de mesure.

Merci à tous les membres du laboratoire et Marc Pachebat et Olivier Richoux en particulier.

A Suzanne et Joseph, grands créateurs de décibels.

Table des matières

Introduction générale	5
1 Propagation acoustique dans les guides d'ondes	9
1.1 Introduction	9
1.2 Propagation acoustique sans écoulement	9
1.2.1 Propagation en fluide parfait	9
1.2.2 Propagation en fluide réel	11
1.3 Propagation acoustique avec écoulement	12
1.3.1 Écoulement uniforme sans dissipation	12
1.3.2 Écoulement cisailé sans dissipation	13
1.4 Dissipation acoustique en présence d'écoulement	14
1.4.1 Atténuation en écoulement uniforme	15
1.4.2 Interaction entre l'acoustique et la turbulence	17
1.5 Formulation de la méthode matricielle	20
1.5.1 Système physique linéaire et invariant	20
1.5.2 Biporte acoustique	20
1.5.3 Matrice de diffusion d'un biporte acoustique passif	20
1.5.4 Coefficients de la matrice de diffusion	22
1.5.5 Biportes acoustiques actifs	23
1.6 Propriétés des biportes et lois de conservation	24
1.6.1 Réciprocité et symétrie	24
1.6.2 Biporte acoustique compact sans écoulement	25
1.6.3 Equation de conservation de la masse avec écoulement	27
1.6.4 Equation de conservation de l'énergie	28
2 Méthode de mesure et validation expérimentale	31
2.1 Méthode de mesure	31
2.1.1 Introduction	31

2.1.2	Méthode à deux microphones	31
2.1.3	Méthode à deux charges	32
2.1.4	Méthode à deux sources	34
2.1.5	Influence des sources d'erreurs	35
2.2	Montage expérimental	41
2.2.1	Source de débit	42
2.2.2	Mesures de l'écoulement	42
2.2.3	Sources acoustiques	44
2.2.4	Zone de mesure acoustique	45
2.2.5	Charges acoustiques utilisées	46
2.2.6	Acquisition et traitement des données	49
2.2.7	Calibration des microphones	49
2.3	Validation de la méthode de mesure	52
2.3.1	Tuyau droit sans écoulement	52
2.3.2	Tuyau droit avec écoulement	53
3	Diaphragme circulaire	57
3.1	Introduction	57
3.2	Diaphragme sans écoulement	57
3.2.1	Comportement linéaire	57
3.2.2	Effets non linéaires	60
3.3	Résultats expérimentaux avec écoulement	61
3.3.1	Résultats expérimentaux	61
3.3.2	Interprétation des résultats au regard de l'équation de conservation de l'énergie	65
3.3.3	Interprétation des résultats au regard de l'équation de conservation de la masse	69
3.4	Modèle acoustique du diaphragme avec écoulement	72
3.4.1	Description de l'écoulement	73
3.4.2	Modélisation des pertes acoustiques: modèle quasi-stationnaire	76
3.4.3	Correction de longueur en présence d'écoulement	78
3.4.4	Non-conservation du débit massique fluctuant	79
3.5	Conclusion	81
4	Résonateur de Helmholtz	83
4.1	Introduction	83
4.2	Résonateur de Helmholtz sans écoulement	84
4.2.1	Impédance d'entrée du résonateur	84
4.2.2	Représentation matricielle	86

4.3	Résultats expérimentaux sans écoulement	87
4.3.1	Coefficients de la matrice de diffusion	87
4.3.2	Impédance d'entrée	88
4.4	Résonateur de Helmholtz avec écoulement	90
4.4.1	Résultats expérimentaux avec écoulement	90
4.4.2	Détermination de l'impédance avec écoulement	91
4.4.3	Impédance d'entrée du résonateur avec écoulement	93
4.4.4	Energie créée dans le résonateur	96
4.5	Conclusion	97
	Conclusion	99
A	Modèle de Ronneberger	101
B	Programmes Matlab	103
	Bibliographie	114

Introduction générale

On rencontre souvent des écoulements bruyants dans la vie quotidienne (sèche-cheveux, circuits de conditionnement d'air, ventilation automobile, bruits de chasse d'eau, ronflement, ...) et dans le domaine industriel (compresseur d'air, réacteurs d'avions, circuits de ventilation, silencieux industriels, ...). La génération et la propagation du son avec écoulement est de ce fait un sujet d'étude dont les applications sont multiples et qui concerne d'un point de vue pratique chacun d'entre nous. Ce domaine d'activité correspond de plus à une demande industrielle croissante.

Cependant, les phénomènes d'interaction entre l'acoustique et l'écoulement sont très complexes. Il existe un certain nombre de questions théoriques sur le couplage entre l'acoustique et la mécanique des fluides encore imparfaitement résolues (influence de l'écoulement sur l'acoustique des discontinuités, prédiction de sifflement, production de bruit par turbulence, effets de l'écoulement sur l'absorption de matériaux acoustiques, ...). On peut rappeler que le problème apparemment simple de la propagation d'une onde acoustique dans un tuyau droit avec écoulement n'est pas, actuellement, résolu dans le cas général ni même dans le cas simplifié où la dissipation est négligée. La compréhension des mécanismes liant les champs acoustiques et hydrodynamiques est de ce fait aussi un domaine de recherche fondamentale.

Le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine développe depuis de nombreuses années des modèles sur la propagation acoustique au travers de discontinuités dans les guides d'onde. Les travaux théoriques et expérimentaux effectués ont permis de bien comprendre la propagation acoustique linéaire au travers des discontinuités sans écoulement. Dans le but d'élargir les axes de recherche concernant l'acoustique dans les guides, pour répondre à une demande industrielle et scientifique, le laboratoire s'est logiquement intéressé à la propagation non linéaire, au couplage fluide-structure et à la propagation acoustique en présence d'écoulement (travaux de Vincent Pagneux 1994 [1] et Pascal Durrieu 1997 [2]). Dans ce cadre, le laboratoire participe notamment à un projet de recherche européen (Flodac) sur la génération et la propagation du son dans les systèmes soumis à des écoulements.

Le travail présenté ici concerne à la propagation du son au travers de discontinuités dans les guides d'onde en présence d'écoulement stationnaire superposé. Il se situe dans le domaine de l'acoustique linéaire basses fréquences, c'est-à-dire pour des fréquences inférieures à la première fréquence de coupure du guide principal. Les nombres de Mach relatifs aux écoulements stationnaires étudiés sont tels que ces écoulements sont supposés incompressibles.

Les géométries rencontrées dans les problèmes réels (comme par exemple les silencieux automobiles) sont généralement complexes. S'il est possible de caractériser de façon globale de tels systèmes, il apparaît néanmoins intéressant d'un point de vue scientifique de comprendre le comportement physique de géométries plus basiques. L'idée est alors de développer une "base de données" sur différentes discontinuités constituées par des géométries génériques et usuelles du type contractions et expansions brusques, diaphragmes, coudes, perforations, ... Ce travail s'effectue en collaboration avec l'Université de Technologie d'Eindhoven. Des industriels sont intéressés par ce type d'approche comme par exemple l'entreprise de pots d'échappement Gillet basée en Allemagne (Thèse de Pascal Durrieu) ou l'Aérospatiale pour les circuits de ventilation d'Airbus (DEA de Cécile Malmay [3]).

Notre contribution est essentiellement expérimentale et doit permettre de développer des modèles simples en accord avec les résultats expérimentaux. Pour cette raison, il a été nécessaire de créer et de développer

un banc de mesures acoustiques avec écoulement en collaboration avec le Centre de Transfert de Technologie du Mans. La description et l'utilisation de ce dispositif expérimental sont exposées dans le chapitre 2. La validation de cet outil de mesure sur un système théoriquement connu montre que les résultats obtenus en présence d'écoulement sont actuellement parmi les plus précis sur la gamme de fréquence explorée (30 à 800 Hertz).

La méthode de mesure employée nécessite au préalable une connaissance détaillée de la propagation acoustique entre deux microphones dans un tuyau en présence d'écoulement, ceci de part et d'autre du système à mesurer. Ce système, appelé biporte acoustique, peut alors être décrit par un formalisme matriciel (matrice de diffusion) liant les grandeurs acoustiques en entrée et en sortie de celui-ci. Ces deux derniers aspects sont l'objet du chapitre 1.

L'étude de la propagation acoustique dans les conduites, la formulation matricielle de l'élément considéré et la mise au point du banc d'expérimentation permettent alors de mesurer différentes discontinuités avec écoulement et de caractériser leur comportement acoustique. Le chapitre 3 est consacré à la mesure de diaphragmes circulaires et à une discussion approfondie des résultats expérimentaux. Parallèlement, un modèle basses fréquences en écoulement incompressible est développé.

Dans le quatrième chapitre, nous mesurons une perforation couplée à une cavité. Nous ne nous intéresserons pas aux phénomènes d'auto-oscillations dans ce document. L'originalité de cette étude réside ici dans le type d'approche expérimentale du problème. Les résultats expérimentaux obtenus permettent d'établir un modèle semi-empirique de l'impédance d'une perforation en présence d'un écoulement tangentiel.

Chapitre 1

Propagation acoustique dans les guides d'ondes

1.1 Introduction

Nous nous intéressons aux caractéristiques d'un système acoustique placé entre deux tuyaux cylindriques dans lesquels seul le mode plan se propage. Le champ acoustique dans chacun des tuyaux est alors complètement déterminé par deux quantités physiques indépendantes. Dans la suite, nous décrirons le champ acoustique à l'aide des pressions des ondes aller et retour car ces quantités sont des grandeurs physiques identiques (de mêmes dimensions) aux grandeurs mesurées par la suite. De plus, celles-ci permettent des interprétations physiques simples lorsque les ondes sont propagatives ($p^- = 0$) ou quand le taux d'onde stationnaire est faible.

A partir des pressions des ondes aller et retour, la vitesse et la pression acoustiques en tous les points du tube peuvent être calculées sans difficulté.

L'objectif de ce chapitre est de déterminer une relation liant les pressions des ondes aller et retour en amont et en aval du système et de donner les définitions des variables qui seront utilisées dans les chapitres suivants. Dans les paragraphes 2 à 4, les résultats de la propagation acoustique dans un tuyau sans écoulement et avec écoulement superposé sont rappelés. Les pressions des ondes aller et retour peuvent alors être déterminées à partir des mesures de la pression en deux points distincts. Ces résultats sont ensuite utilisés dans le paragraphe 5 pour caractériser un biporte acoustique sous forme d'une matrice de diffusion liant les grandeurs acoustiques de part et d'autre du système. A partir de ce formalisme, nous introduirons dans le paragraphe 6 quelques notions générales concernant les biportes acoustiques dans les guides d'onde puis nous définirons les variables utilisées dans les chapitres suivants.

1.2 Propagation acoustique sans écoulement.

1.2.1 Propagation en fluide parfait.

En négligeant les pertes visqueuses et thermiques, les équations locales de propagation du son dans un milieu au repos en dehors des sources sont obtenues par linéarisation des équations de conservation de la mécanique des fluides et par les équations d'état [4]. L'équation d'Euler (conservation de la quantité de mouvement) est donnée par:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}'}{\partial t} = -\vec{\nabla} p', \quad (1.1)$$

où p' et \vec{u}' désignent la pression et la vitesse acoustiques et ρ_0 la masse volumique du fluide au repos. L'équation de conservation de la masse et l'équation d'état isentropique ($p' = c_0^2 \rho'$ où c_0 est la vitesse adiabatique du son) se combinent pour donner:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p'}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{u}' = 0. \quad (1.2)$$

Dans l'air sec, cette vitesse est donnée par la relation suivante [5]:

$$c_0 = \sqrt{\frac{t_0 + 273.15}{293.15}} \times 343.2042 \text{ ms}^{-1}, \quad (1.3)$$

où t_0 est la température du milieu en degrés Celsius. Si on tient compte de l'humidité, la vitesse du son est corrigée et devient [6]:

$$c_0 = \left\{ \sqrt{\frac{t_0 + 273.15}{293.15}} \times 343.2042 \right\} \times \left\{ 1 + h \times (9.66 \cdot 10^{-4} + t_0 \times (1.8 \cdot 10^{-6} + t_0 \times (7.2 \cdot 10^{-8} + t_0 \times (6.5 \cdot 10^{-11})))) \right\} \quad (1.4)$$

où h est l'humidité relative de l'air (en %).

Pour un tube cylindrique infini à parois rigides de rayon a , la propagation des ondes acoustiques est gouvernée par le nombre de Helmholtz $He = 2\pi a/\lambda$ où λ est la longueur d'onde acoustique définie par la relation suivante: $\lambda = c_0/f$ et f représente la fréquence acoustique. L'analyse de l'équation de propagation dans un tube montre [4] que seul un mode, pour lequel la pression et la vitesse acoustiques sont uniformes dans toute section droite du tube, se propage tant que $He < 1.84$. Ce mode est appelé mode plan. Pour des valeurs de $He > 1.84$, d'autres modes circonférentiaux et radiaux peuvent se propager. Dans la suite, on souhaite voir se propager dans les tubes uniquement les modes plans. La fréquence doit donc être en théorie inférieure à la première fréquence de coupure $f_{c1} = 1.84c_0/2\pi a$. En pratique, afin d'éviter toute influence des modes d'ordre supérieur, on choisit une fréquence $f \leq f_{c1}/2$, soit pour rayon $a = 15 \text{ mm}$, $f \leq 3350 \text{ Hz}$. Si on considère la propagation en ondes planes, la pression et la vitesse acoustiques sont alors uniformes dans n'importe quelle section du tube. La pression et la vitesse ne dépendent dans ce cas que de la coordonnée spatiale x et du temps. L'équation de propagation de la pression est obtenue en combinant les expressions (1.1) et (1.2). Cette équation s'écrit:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0. \quad (1.5)$$

En supposant la perturbation sinusoïdale de pulsation angulaire $\omega = 2\pi f$, la solution de cette équation peut se mettre sous la forme complexe suivante ($j^2 = -1$):

$$p'(x, t) = \left(p^+ e^{-jk(x-x_0)} + p^- e^{jk(x-x_0)} \right) e^{j\omega t}, \quad (1.6)$$

où p^+ et p^- désignent les amplitudes complexes des pressions des ondes acoustiques au point d'abscisse x_0 se propageant respectivement dans le sens des x croissants et dans le sens des x décroissants, et $k = \omega/c_0$ est le nombre d'onde acoustique.

Dans le domaine fréquentiel, on définit la fonction de transfert H_{ij} entre deux points d'abscisses x_i et x_j comme le rapport des amplitudes complexes des pressions en ces points. Elle est donnée par l'expression suivante:

$$H_{ij}(\omega) = \frac{p'(x_i, \omega)}{p'(x_j, \omega)}, \quad (1.7)$$

où $p'(x, \omega)$ est la transformée de Fourier de $p'(x, t)$ au point x . A l'aide de cette quantité, il est alors possible de définir un coefficient de réflexion en pression dans le domaine fréquentiel, noté R , au point d'abscisse $x_0 = 0$ du tube. R peut s'écrire:

$$R = \frac{p^-}{p^+} = \frac{H_{ij} e^{-jkx_i} - e^{-jkx_i}}{e^{jkx_i} - H_{ij} e^{jkx_i}}, \quad (1.8)$$

Dans ce cas, la mesure d'une fonction de transfert permet de déterminer la pression et la projection de la vitesse acoustique sur l'axe (Ox) au point d'abscisse x à une constante multiplicative complexe près, par les relations suivantes:

$$p'(x, t) = p^+ (e^{-jkx} + Re^{jkx}) e^{j\omega t}, \quad (1.9)$$

$$u'(x, t) = \frac{p^+}{Z_c} (e^{-jkx} - Re^{jkx}) e^{j\omega t}, \quad (1.10)$$

où $Z_c = \rho_0 c_0$ est l'impédance caractéristique du milieu.

1.2.2 Propagation en fluide réel

Pour les ondes planes, les hypothèses d'uniformité de toutes les grandeurs acoustiques dans une tranche d'abscisse donnée s'avèrent trop restrictives lorsqu'on veut connaître le champ acoustique de façon précise. Contrairement à l'hypothèse de propagation en ondes planes, la vitesse et la température acoustiques sont nulles sur les parois du tube. L'amplitude de la vitesse acoustique décroît d'un facteur e sur une distance $\delta_{ac} \simeq \sqrt{2\nu/\omega}$ appelée épaisseur de couche limite acoustique avec ν viscosité cinématique de l'air sec donnée par:

$$\nu = 1.51 \cdot 10^{-5} + 9.2 \cdot 10^{-8}(T - 293.15) \text{ m}^2\text{s}^{-1}, \quad (1.11)$$

où T est la température absolue de l'air à l'intérieur du tuyau. L'amplitude de la température acoustique décroît du même facteur e sur une distance $\delta_t \simeq \sqrt{2\chi/\omega}$, du même ordre de grandeur que δ_{ac} , où χ est la conductivité thermique du fluide. Dans le cas où le nombre de Helmholtz $He = ka$ est faible et où le nombre de cisaillement Sh est tel que $Sh = a\sqrt{\omega/\nu} \gg 1$, Kirchhoff propose de corriger le nombre d'onde k et l'impédance caractéristique pour tenir compte des effets de couches limites. L'expression asymptotique du nombre d'onde au premier ordre en $1/Sh$ s'écrit alors pour des tuyaux à parois parfaitement lisses:

$$k = \frac{\omega}{c_0} \left(1 + \frac{1}{Sh} \frac{(1-j)}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right) \right). \quad (1.12)$$

Pr est le nombre de Prandtl qui vaut 0.71 pour l'air et γ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant. Les pertes par frottement visqueux et conduction thermique dans les couches limites acoustiques sont données par l'opposé de la partie imaginaire du nombre d'onde, c'est-à-dire:

$$\alpha_0 = -\Im(k), \quad (1.13)$$

ou encore

$$\alpha_0 = \frac{\omega}{c_0} \frac{1}{\sqrt{2}Sh} \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right). \quad (1.14)$$

Kergomard [7] montre que les effets visqueux et thermiques s'additionnent pour l'amortissement et la dispersion des ondes acoustiques mais se retranchent pour l'impédance itérative. C'est la raison pour laquelle dans la suite, en première approximation, seul le nombre d'onde k est modifié en fluide réel et l'impédance itérative est supposée égale à $\rho_0 c_0$.

Ces relations sont valables lorsque la couche limite acoustique est laminaire, c'est-à-dire lorsque le nombre de Reynolds acoustique $Re_{ac} = (\delta_{ac} |u'|)/\nu$ est tel que $Re_{ac} < 400$, où $|u'|$ est l'amplitude de la vitesse acoustique, [8], [9]. Aux amplitudes acoustiques élevées ($Re_{ac} > 400$), la couche limite acoustique devient turbulente ce qui augmente de façon significative la dissipation acoustique. Dans ces cas, il n'existe actuellement pas de théorie valable pour décrire les pertes (les modèles qui existent montrent qu'au moins un paramètre est ajusté).

Un autre facteur susceptible d'influencer la propagation des ondes acoustiques et plus particulièrement les pertes est la rugosité des parois du tuyau considéré. En effet, les pertes sont essentiellement dues au transfert de quantité de mouvement et de chaleur au voisinage des parois du tube. Les pertes correspondantes dans le volume du fluide sont environ deux ordres de grandeur inférieures [10]. Il va de soi que la présence d'aspérités sur les parois (aux nombres de Reynolds élevés) peut avoir une influence sur les contraintes à la paroi et donc sur la dissipation acoustique.

1.3 Propagation acoustique avec écoulement

Lorsqu'un écoulement est présent dans une conduite, l'interprétation de la propagation du son devient alors plus complexe. Toutes les quantités peuvent se décomposer en une partie stationnaire et une partie fluctuante. A l'intérieur de la quantité fluctuante, on peut distinguer des fluctuations turbulentes (en présence d'un écoulement turbulent), des fluctuations qui se propagent à la vitesse locale de l'écoulement et des fluctuations qui se propagent à la vitesse du son par rapport à l'écoulement. Ces divers types de fluctuations peuvent tous produire des variations de pression en un point donné, donc susceptibles d'être "entendues". Pour cette raison, nous les appellerons fluctuations acoustiques.

Les fluctuations turbulentes sont des fluctuations à caractère aléatoire dont les corrélations spatio-temporelles décroissent rapidement. Elles sont intéressantes ici à trois titres:

- * Elles peuvent être sources de son comme par exemple à l'arrière d'un diaphragme,
- * Elles sont responsables du bruit de couche limite que l'on capte inévitablement sur les microphones en ras de paroi [11],
- * Elles interagissent avec le son et ont ainsi un effet sur la propagation et la dissipation acoustique.

Les deux autres types de fluctuations peuvent être décrits par des équations de propagation obtenues en linéarisant les équations de la mécanique des fluides.

1. Les fluctuations qui ont une vitesse de propagation égale à c_0 par rapport à l'écoulement sont appelées son ou "vrai son".
2. Les fluctuations qui se propagent à la vitesse de l'écoulement sont nommées pseudo-son.

Dans les cas réels, dissipation visco-thermique, écoulement rotationnel, ..., la distinction n'est plus aussi évidente car il y a des couplages entre le son et le pseudo-son qui conduisent à des variations de célérité.

Les équations de l'acoustique avec écoulement ne sont actuellement pas résolues dans le cas général. C'est pourquoi un certain nombre d'hypothèses, souvent sévères, doivent être posées. Dans la suite, nous allons examiner quelques cas simples à partir desquels des conclusions générales peuvent être tirées.

1.3.1 Ecoulement uniforme sans dissipation

Lorsque l'écoulement est supposé uniforme ($\vec{U} = U_0 \vec{x}$ où \vec{x} est un vecteur unitaire orienté selon l'axe du tube), et que l'on néglige les effets visco-thermiques et les échanges de chaleur, les équations linéarisées de la mécanique des fluides s'écrivent:

$$\frac{D_0 \rho'}{Dt} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{u}' = 0, \quad (1.15)$$

$$\frac{D_0 \vec{u}'}{Dt} + \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} p' = 0, \quad (1.16)$$

$$\frac{D_0 s'}{Dt} = 0, \quad (1.17)$$

$$\frac{D_0 p'}{Dt} = c_0^2 \frac{D_0 \rho'}{Dt}, \quad (1.18)$$

où ρ' représente les fluctuations de densité, \vec{u}' les fluctuations de vitesse, p' les fluctuations de pression, s' les fluctuations d'entropie. Le terme $D_0/Dt = \partial/\partial t + \vec{U}_0 \cdot \vec{\nabla}$ représente la dérivée convective de la grandeur

considérée. Ces relations permettent d'obtenir l'équation de propagation pour les fluctuations de pression qui s'écrit:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{D_0^2 p'}{Dt^2} - \Delta p' = 0, \quad (1.19)$$

avec la condition $\partial p' / \partial r = 0$ pour $r = a$ (r est la coordonnée radiale, a le rayon du tube). Cette équation est simplement une équation de pression convectée. Si on s'intéresse au mode 0, la pression peut s'écrire dans le domaine fréquentiel sous la forme:

$$p'(x) = p^+ e^{-jk^+x} + p^- e^{jk^-x}, \quad (1.20)$$

où les nombres d'onde k^\pm sont définis par:

$$k^\pm = \frac{\omega/c_0}{1 \pm M}. \quad (1.21)$$

et $M = U_0/c_0$ est le nombre de Mach de l'écoulement subsonique. Dans ce cas, les fluctuations de pression se propagent à la vitesse du son par rapport à l'écoulement.

En prenant le rotationnel de l'équation (1.16), on obtient:

$$\frac{D_0 \vec{\Omega}'}{Dt} = \vec{0}, \quad (1.22)$$

où $\vec{\Omega}' = r \vec{\omega} \vec{u}'$. Cette relation et la relation (1.17) indiquent que les fluctuations de vorticité et d'entropie sont convectées à la vitesse de l'écoulement. La relation (1.19) montre que ces fluctuations n'ont pas d'influence sur la pression. Cette propriété de non-interaction entre pression fluctuante et fluctuations de vorticité et d'entropie provient du cas dégénéré (dU_0/dr) choisi ici [12]. En effet, dès que l'on introduit du rotationnel dans l'écoulement principal ($r \vec{\omega} \vec{U}_0 \neq \vec{0} \Leftrightarrow \partial U_0 / \partial r \neq 0$) ou des pertes visco-thermiques, cette propriété est perdue. Il existe alors un couplage entre les ondes de vorticité et d'entropie et les ondes de pression.

Hormis dans les couches limites, qui seront traitées séparément, les ondes de vorticité (ou modes hydrodynamiques) sont, dans la suite, toutes convectivement instables. Au bout d'une distance de l'ordre de quelques longueurs d'ondes hydrodynamiques, ces perturbations s'enroulent en tourbillons qui sont dissipés irréversiblement par la turbulence. Une fluctuation d'entropie est alors cr e e et la vitesse fluctuante redevient potentielle ($r \vec{\omega} \vec{u}' = 0$).

Lorsqu'aucune onde de vorticité n'est présente, une équation de propagation peut s'appliquer à la vitesse fluctuante¹. Dans le cas du mode plan, la composante axiale de la vitesse s'écrit alors:

$$u'(x) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \left(p^+ e^{-jk^+x} - p^- e^{jk^-x} \right), \quad (1.23)$$

1.3.2  coulement cisailé sans dissipation

Contrairement au cas idéal envisagé ci-dessus, le profil de vitesse de l'écoulement principal n'est jamais uniforme dans une section du tube car la vitesse est nulle à la paroi. L'écoulement principal est donc toujours rotationnel, tout comme l'écoulement acoustique par ailleurs.

Les fluctuations d'entropie continuent de vérifier l'équation (1.17) car le fluide est encore considéré comme parfait et l'évolution adiabatique. Ces fluctuations sont donc, comme précédemment, convectées à la vitesse de l'écoulement mais cette vitesse varie avec la position radiale dans le tube.

1. en effet, $\frac{D_0^2 \vec{u}'}{Dt^2} - c_0^2 \Delta \vec{u}' = -c_0^2 r \vec{\omega} \vec{\Omega}'$

Par contre, les modes hydrodynamiques et les modes acoustiques sont maintenant couplés. Ceci est visible sur l'équation de propagation que doit vérifier la pression (voir par exemple la référence [1]):

$$\frac{D_0}{Dt} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{D_0^2}{Dt^2} - \Delta \right) p' = -2 \frac{dU_0}{dr} \frac{\partial^2 p'}{\partial r \partial x}, \quad (1.24)$$

En effet, cette équation est d'ordre 3 et possède donc une famille supplémentaire de solutions par rapport à l'équation (1.19). Ces nouvelles solutions forment un continuum de modes hydrodynamiques² dont le traitement n'est actuellement pas complet, notamment au voisinage des sources [13].

Une approche modale du problème, $p(x, r) = P(r)e^{-jkx}$, conduit à l'équation de Pridmore-Brown :

$$\Delta P + \frac{2k}{\omega/c_0 - Mk} \frac{dM}{dr} \frac{dP}{dr} + \left((\omega/c_0 - Mk)^2 - k^2 \right) P = 0, \quad (1.25)$$

où $M = U_0(r)/c_0$ est le nombre de Mach dépendant de r .

Cette équation, associée à la condition $dP(r)/dr = 0$ pour $r = a$, constitue un problème aux valeurs propres k et aux fonctions propres associées $P(r)$ qui n'a pas de solution analytique.

Elle peut être résolue par des méthodes numériques ou par des méthodes de perturbations quand M est petit devant 1. L'approche perturbative montre [1] [14] que, pour des faibles nombres de Mach, le nombre d'onde du mode 0 n'est pas sensible au profil de vitesse de l'écoulement principal.

Dans ce cas, tout se passe comme si l'écoulement avait une vitesse uniforme égale à la vitesse de débit ($U_0 = 2\pi/S \int_0^a U(r)r dr$) et les nombres d'onde sont de nouveau donnés (à l'ordre 1 en M) par :

$$k^\pm = \frac{\omega/c_0}{1 \pm M}, \quad (1.26)$$

où M est le nombre de Mach défini à partir de la vitesse moyenne de l'écoulement.

En revanche, l'écoulement cisailé induit une distorsion du profil du mode 0 par rapport au mode plan sans écoulement, se traduisant par une augmentation de la pression au voisinage des parois et une diminution de la pression au centre dans le sens de l'écoulement. L'effet inverse se produit dans le sens opposé à l'écoulement. Cet effet est un phénomène de réfraction. Dans la suite, les mesures de pression étant toutes effectuées aux parois du tube, cet effet n'a pas besoin d'être pris en compte.

1.4 Dissipation acoustique en présence d'écoulement

L'atténuation des ondes acoustiques est principalement due à la dissipation visqueuse et à la diffusion de la chaleur au voisinage des parois du tuyau. En effet, aux basses fréquences, les pertes visco-thermiques dans le volume du fluide sont environ deux ordres de grandeur inférieures à celles dans les couches limites [15]. Un écoulement influence ce processus de diffusion.

Divers modèles ont été présentés dans la littérature pour décrire cette influence. Ces études ont été motivées, soit par la propagation dans des tuyaux larges en présence d'écoulement turbulent, soit, plus récemment, par la propagation dans des tubes capillaires avec un écoulement laminaire (études sur les pots catalytiques).

Une revue exhaustive des différents modèles utilisés dans les tuyaux larges peut être trouvée dans les travaux de Peters [10] et Hirschberg [9].

Dans le cas des tuyaux larges, une première approche consiste à considérer que la constante de propagation avec écoulement et dissipation est simplement égale à la constante de propagation avec dissipation et sans

² Ce continuum peut également s'accompagner de modes discrets s'apparentant aux modes d'instabilités hydrodynamiques, avec des profils présentant un point d'inflexion par exemple

écoulement divisé par le facteur convectif $(1 \pm M)$ [16]. Cette approche est empirique et n'est basée sur aucune considération physique particulière.

Une seconde approche consiste à linéariser les pertes de charges régulières en présence d'écoulement turbulent [17]. C'est un modèle quasi-stationnaire qui considère que la répartition de vitesse acoustique sur la section a la même forme que la répartition de vitesse moyenne. Ceci ne peut être vérifié qu'à très basses fréquences quand la période acoustique est largement inférieure au temps d'établissement d'un profil turbulent (appelé temps de diffusion). De plus ce type de modèle ne prend en compte que les effets visqueux et ne s'intéresse pas aux effets thermiques.

Une approche plus fine, mais aussi plus complexe, a été réalisée par Ronneberger [18]. Elle consiste à partir des équations exactes de continuité, de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie. Les profils de vitesse et de température qui existent en écoulement turbulent sont utilisés. Les équations linéarisées sont écrites en négligeant le terme de contraintes turbulentes. C'est pourquoi ce modèle est nommé "modèle quasi-laminaire". C'est ce modèle qui est utilisé dans la suite de ce rapport. La valeur de la constante de propagation déduite du modèle quasi-laminaire est donnée en annexe 1.

Des mesures très précises d'atténuation dans les tuyaux droits en présence d'écoulement ont été réalisées par Peters [10] et par Ronneberger [18]. Elles servent de bases pour comparer les différents modèles.

Ces mesures montrent que le modèle quasi-laminaire donne de bons résultats à hautes fréquences. En revanche, pour les fréquences les plus basses, une atténuation supplémentaire apparaît. Ce phénomène est discuté plus loin.

Pour les études sur les tuyaux capillaires, les modèles développés pour les tuyaux larges ont d'abord été utilisés [19]. Puis, les équations complètes de propagation ont été écrites dans le cas d'un écoulement laminaire parabolique et résolues par des méthodes perturbatives [20] et numériques [21] [22] [23].

Dokumaci [24], [25] utilise une approche différente puisqu'il considère un écoulement uniforme dans un tube avec dissipation. Cette approche est intéressante car elle permet d'accéder à l'équation de dispersion de façon analytique. De plus, Dokumaci [25] montre que les résultats de ce modèle diffèrent peu de ceux obtenus en considérant un écoulement parabolique. Nous avons aussi remarqué que ces résultats coïncident raisonnablement avec ceux du modèle quasi-laminaire.

Ceci donne à penser que, comme la constante de propagation sans dissipation, le terme d'atténuation dépend peu de la forme du profil de l'écoulement quand le nombre de Mach est faible et les contraintes turbulentes négligées. La vérification de cette hypothèse mériterait un travail plus approfondi.

1.4.1 Atténuation en écoulement uniforme

Nous développons ici l'approche analytique de Dokumaci concernant la propagation dans un tube en écoulement uniforme avec dissipation [24]. On considère un écoulement uniforme de vitesse U_0 : $\vec{U} = U_0 \vec{x}$. On superpose à cet écoulement des termes fluctuants ayant une dépendance temporelle en $e^{j\omega t}$. En considérant l'hypothèse classique $\partial p / \partial r = 0$, la projection sur \vec{x} de l'équation de Navier-Stokes s'écrit :

$$\rho_0 \frac{D_0 u'}{Dt} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u'}{\partial r} \right), \quad (1.27)$$

où $\frac{D_0}{Dt}$ est la dérivée convective, u' la projection de la vitesse fluctuante sur l'axe \vec{x} , p' la pression fluctuante et μ la viscosité dynamique du fluide. L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{D_0 \rho'}{Dt} + \rho_0 \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r v')}{\partial r} \right) = 0, \quad (1.28)$$

où v' est la projection radiale de la vitesse fluctuante. L'équation de conservation de l'énergie est donnée par :

$$\rho_0 c_p \frac{D_0 T'}{Dt} = \frac{D_0 p'}{Dt} + \kappa \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T'}{\partial r} \right), \quad (1.29)$$

où T' est la température fluctuante, c_p est le coefficient de chaleur spécifique à pression constante et κ la conductivité thermique du fluide.

En supposant le gaz parfait, l'équation d'état s'écrit:

$$\rho' = \frac{p'}{RT_0} - \frac{T'}{T_0/\rho_0} \quad (1.30)$$

où R est la constante des gaz parfaits.

Les conditions aux limites s'écrivent en $r = a$: $u' = v' = T' = 0$ et en $r = 0$: $v = 0$, u' et T' ont des valeurs finies.

Les solutions sont cherchées sous la forme:

$$p' = P e^{-jK\omega/c_0 x}, \quad u' = P U(r) e^{-jK\omega/c_0 x}, \quad T' = P T(r) e^{-jK\omega/c_0 x}$$

où P est une constante, $U(r)$ et $T(r)$ sont les dépendances radiales de la vitesse axiale et de la température fluctuantes normalisées par l'amplitude de la pression.

En introduisant ces formes de solutions dans les équations (1.27) et (1.29), deux équations différentielles pour $U(r)$ et $T(r)$ peuvent être trouvées. En tenant compte des conditions aux limites à respecter, les solutions s'écrivent:

$$U(r) = \frac{K}{\rho_0 c_0 (1 - KM)} \left(1 - \frac{J_0(\beta r)}{J_0(\beta a)} \right), \quad T(r) = \frac{1}{\rho_0 c_p} \left(1 - \frac{J_0(\sqrt{Pr}\beta a)}{J_0(\sqrt{Pr}\beta r)} \right), \quad (1.31)$$

où $(\beta a)^2 = -j(1 - KM)Sh$ avec $Sh = a\sqrt{\omega/\nu}$, Pr est le nombre de Prandtl et J_0 la fonction de Bessel d'ordre 0.

On utilise l'équation d'état (1.30) pour déterminer ρ' en fonction de $T(r)$. On introduit ces valeurs dans l'équation de continuité (1.28). On peut alors, par intégration sur r , déterminer l'évolution radiale de la vitesse v' . En écrivant que pour $r = a$, cette composante de la vitesse doit être nulle, on obtient une équation aux valeurs propres pour K :

$$\gamma + (\gamma - 1) \frac{J_2(\sqrt{Pr}\beta a)}{J_0(\sqrt{Pr}\beta a)} + \frac{K^2}{(1 - KM)^2} \frac{J_2(\beta a)}{J_0(\beta a)} = 0 \quad (1.32)$$

où γ est le rapport des coefficients de chaleur spécifique et J_2 la fonction de Bessel d'ordre 2.

L'équation (1.32) possède des solutions proches des solutions classiques de Kirchhoff. Dokumaci [24] montre que ces solutions peuvent s'écrire, dans la limite des grands nombres de cisaillement ($Sh \gg 1$):

$$K^\pm = \frac{K_0}{1 \pm K_0 M} \quad (1.33)$$

où

$$K_0 = 1 + \frac{1}{Sh} \frac{(1-j)}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}} \right)$$

est la valeur classique donnée par Kirchhoff.

Cette équation possède une infinité d'autres solutions, non trouvées par Dokumaci. Ces solutions sont très voisines de $K = 1/M + jA_n$. Elles correspondent à des fluctuations qui se propagent à la vitesse de l'écoulement et dont l'atténuation est A_n . Il s'agit donc de pseudo-son. L'existence de telles solutions montre, une nouvelle fois, le couplage qui peut exister entre le son et le pseudo-son dès que l'on quitte le cas très particulier de l'écoulement uniforme sans perte. Les valeurs de l'atténuation peuvent être calculées à l'aide de l'équation (1.32). Dans le cas des petits nombres de Mach avec des solutions de la forme $K = 1/M + jA_n$, cette équation se réduit à $J_2(\beta a) = 0$, soit $A_n = (j_{2n})^2 \nu / M \omega a^2$ où j_{2n} est le $n^{\text{ième}}$ zéro de J_2 .

Les constantes de propagation que l'on peut calculer à l'aide de la relation (1.33) sont très proches de celle que l'on calcule avec le modèle quasi-laminaire de Ronneberger. Ces valeurs sont aussi très proches des résultats expérimentaux de Ronnenberger [18], de Peters [10] et de nos propres résultats tant que la fréquence est assez grande. Pour des fréquences faibles, une interaction entre l'acoustique et la turbulence apparaît, comme nous le discutons dans le paragraphe suivant.

1.4.2 Interaction entre l'acoustique et la turbulence

Rappel sur les écoulements turbulents établis

Lorsqu'un écoulement dans une conduite est tel que $Re = U_0 D / \nu > 2300$ (D est le diamètre du tuyau, ν la viscosité cinématique du fluide considéré), il est dit turbulent. La couche limite qui se développe depuis l'entrée de la conduite est d'abord laminaire puis devient instable pour se subdiviser alors en plusieurs zones. Après une certaine longueur, dite longueur d'établissement $L_e \simeq 0.63 D Re^{1/4}$, un régime établi se produit dans le tuyau, la couche limite ayant envahie toute la section du tuyau. Ce régime établi a été caractérisé avec précision de manière empirique par Prandtl (1925), puis des modèles semi-empiriques ont ensuite été développés. Ces modèles reposent sur une description statistique de la turbulence. Les quantités décrivant l'écoulement sont séparées en une quantité moyenne et une quantité fluctuant aléatoirement: ainsi, pour la vitesse:

$$\vec{U}(r, \theta, x, t) = \vec{U}_0(r) + \vec{u}(r, \theta, x, t)$$

où \vec{U}_0 représente la vitesse moyenne et \vec{u} les fluctuations turbulentes de vitesse. Par moyennage dans le temps des équations de continuité de la mécanique des fluides, on trouve que, dans le cas d'un écoulement incompressible, la vitesse moyenne et la vitesse fluctuante sont à divergence nulle. Dans l'équation de Navier-Stokes moyennée, un terme supplémentaire s'ajoute aux termes classiques. Ce terme peut être interprété comme une contrainte turbulente appelée contrainte de Reynolds $\tau_{ij}^t = -\rho \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle$ ($\langle \cdot \rangle$ représente la moyenne temporelle). La détermination de cette contrainte est appelée problème de fermeture; plusieurs méthodes existent [26] [27] [28]. Pour de nombreux écoulements en conduites, on peut supposer que les composantes axiale U , radiale V et circonférentielle W de la vitesse sont telles que $W = 0$ et $V \ll U$ et que les gradients de vitesse dans la direction de l'écoulement sont plus faibles que dans la direction transversale. On peut, alors, faire l'hypothèse que la contrainte turbulente est proportionnelle à $\nu_t \nabla U$ où ν_t est appelée viscosité turbulente. Cette grandeur est liée au gradient de vitesse transversal par la relation suivante [28]:

$$\nu_t = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (1.34)$$

où l est une longueur caractéristique de l'écoulement, introduite par Prandtl, appelée longueur de mélange et $y = a - r$ (r est la distance par rapport à l'axe du tuyau et a est le rayon du tube).

L'étude expérimentale des écoulements turbulents incompressibles dans les canalisations cylindriques montre qu'il existe 3 grandes zones sur une section. Pour chaque région, la viscosité turbulente et donc la vitesse moyenne de l'écoulement ont un comportement différent, voir figure 1.1. Les profils de vitesse peuvent être déterminés dans chacune des régions à partir d'une vitesse appelée vitesse de frottement qui s'écrit:

$$v_f = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_0}}, \quad (1.35)$$

où τ_p est la contrainte pariétale donnée, dans le cas d'un écoulement turbulent établi, par la relation suivante:

$$\tau_p = C_f \frac{1}{2} \rho_0 U_0^2. \quad (1.36)$$

Dans cette équation, U_0 est la vitesse de débit, C_f un coefficient sans dimension appelé coefficient de frottement. Ce coefficient est lié au gradient de pression moyen $\Delta p_0 / L$ le long d'un tuyau par la relation:

$$\Delta p_0 / L = -\frac{\lambda_f}{2a} \frac{\rho_0 U_0^2}{2}, \quad (1.37)$$

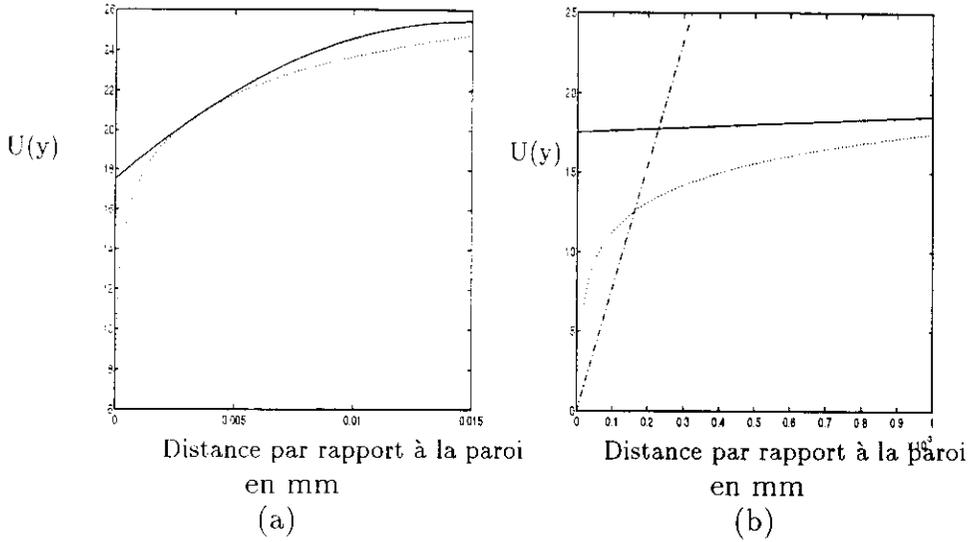


FIG. 1.1 - Écoulement de nombre de Reynolds égal à $4.2 \cdot 10^4$. Vitesse locale de l'écoulement en fonction de la distance y à la paroi du tuyau. (a) Profil de vitesse dans la zone centrale: —; vitesse dans la zone logarithmique: . . . (b) Profil de vitesses au voisinage de la paroi, vitesse dans la sous-couche limite visqueuse: - - -; vitesse dans la zone logarithmique: . . . ; Vitesse dans la région centrale:—

obtenue en appliquant l'équation globale de conservation de la quantité de mouvement à un tuyau de longueur L et de rayon a . λ_f est le coefficient de perte de charge ($\lambda_f = 4C_f$). Ce coefficient sans dimension ne dépend que du nombre de Reynolds de l'écoulement principal et de la rugosité des parois. Il est déterminé de manière empirique et son expression est donnée par les formules de Blasius ou de Prandtl [28]. Dans le cas d'une conduite circulaire lisse, il vaut pour des nombre de Reynolds compris entre $4 \cdot 10^3$ et 10^5 (Blasius):

$$\lambda_f = 0.3164 \left(\frac{\nu}{2a U_0} \right)^{1/4} \quad (1.38)$$

Dans la zone délimitée par $0 < y \leq 3\nu/v_f$ appelée sous-couche limite visqueuse, la vitesse s'exprime comme suit [26]:

$$U(y) = v_f^2 y / \nu. \quad (1.39)$$

Dans la zone, appelée région logarithmique, où y est compris entre le bord de la sous-couche limite visqueuse et $y \simeq 0.17a$, cette vitesse est de la forme [26]:

$$U(y) = 2.5 \ln(y v_f / \nu) + 5.5. \quad (1.40)$$

Enfin, dans la région centrale ($0.17a \leq y \leq a$), la vitesse suit un profil parabolique de la forme:

$$\frac{U_m - U(y)}{v_f} = 7.35 \left(\frac{r}{a} \right)^2, \quad (1.41)$$

où U_m est définie comme la vitesse maximale dans la section. La viscosité turbulente étant liée au profil de vitesse de l'écoulement principal par la relation (1.34), elle possède donc des valeurs différentes selon y . Lorsqu'on représente le rapport entre la viscosité turbulente et la viscosité cinématique ν en fonction de la distance à la paroi du tuyau, on s'aperçoit que ν_t est largement inférieure à ν dans la sous-couche-limite visqueuse, puis croit dans la zone logarithmique pour devenir supérieure à ν et se stabiliser dans la zone centrale à une valeur constante largement supérieure à ν .

Dissipation acoustique en présence de turbulence

Au vu de ce qui précède, un paramètre important dans la prise en compte de l'écoulement turbulent sur la dissipation des ondes acoustiques est le rapport entre l'épaisseur de la couche limite acoustique, $\delta_{ac} = \sqrt{2\nu/\omega}$, et l'épaisseur de la sous-couche limite visqueuse de l'écoulement turbulent, $\delta_v \simeq 12\nu/v_f$ [29], [15], [10].

En effet, aux fréquences élevées, lorsque $\delta_{ac}/\delta_v \ll 1$, la couche limite acoustique est entièrement comprise dans la sous-couche limite visqueuse. La viscosité turbulente ν_t est alors négligeable devant la viscosité cinématique ν . Dans ce cas, les contraintes turbulentes n'influencent pas la dissipation des ondes acoustiques. Les modèles qui tiennent correctement compte de la convection, comme le modèle quasi-laminaire de Ronneberger [18] ou le modèle d'écoulement uniforme de Dokumaci [24], donnent alors de bons résultats.

En revanche, lorsque $\delta_{ac}/\delta_v \gg 1$, ce qui correspond aux basses fréquences, le transport de quantité de mouvement et de chaleur est gouverné par la viscosité turbulente dans une majeure partie de la couche limite acoustique. Les pertes acoustiques sont alors essentiellement dues au mélange turbulent dans le fluide.

Lorsque le rapport entre la couche limite acoustique et la sous-couche limite visqueuse est de l'ordre de 1, Ronneberger et Ahrens [29] et Hirschberg [15] ont observé expérimentalement que les pertes acoustiques atteignent une valeur minimum.

Divers modèles ont été proposés pour expliquer cette variation de l'atténuation en fonction du rapport δ_{ac}/δ_v : le modèle de plaque rigide proposé par Ronneberger et Ahrens [29] puis modifié par Hirschberg [15] pour tenir compte d'effet mémoire, le modèle de Howe [30]. Tous ces modèles sont semi-empiriques et au moins un paramètre est ajusté pour que les théories soient en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Nous avons constaté que tous ces modèles présentent quelques inconvénients. En général, pour bien décrire les phénomènes à très basse fréquence, les résultats aux moyennes fréquences sont légèrement dégradés. Nous avons donc choisi de considérer que tant que le rapport $\delta_{ac}/\delta_v < 12$, les résultats de la théorie quasi-laminaire sont inchangés. Pour les fréquences telles que $\delta_{ac}/\delta_v < 12$, nous avons utilisé directement une interpolation des résultats de Ronneberger et Ahrens [29]. Ces résultats étant donnés dans la limite des bas nombres de Mach un terme de convection a été ajouté (voir annexe B pour le détail des expressions). Il en résulte un comportement un peu brutal de l'atténuation puisque pour la valeur de transition la pente est discontinue. Ce choix est, à l'heure actuelle, et pour nos applications, le meilleur compromis trouvé pour avoir des valeurs d'atténuation correctes sur toute notre gamme de fréquence.

Les paragraphes précédents permettent de supposer la propagation acoustique aux basses fréquences connue dans un guide d'onde en présence d'un écoulement subsonique. A partir de la mesure de la pression en deux points distincts, on peut alors trouver la pression et la vitesse acoustiques en tous les points du tube qu'on exprime sous les formes suivantes dans le domaine fréquentiel:

$$p'(x) = p^+ e^{-jk^+x} + p^- e^{jk^-x} \quad (1.42)$$

$$u'(x) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \left(p^+ e^{-jk^+x} - p^- e^{jk^-x} \right) \quad (1.43)$$

Les paragraphes suivants sont consacrés au formalisme permettant de lier ces grandeurs acoustiques de part et d'autre d'un système à caractériser.

1.5 Formulation de la méthode matricielle

1.5.1 Système physique linéaire et invariant

Un système physique agit sur une grandeur d'entrée et produit une autre grandeur à la sortie du système. Ce système établit une relation de cause à effet. La quantité en entrée est appelée excitation, celle en sortie est appelée réponse du système à l'excitation considérée. Ce système physique peut être décrit par un modèle mathématique sous la forme d'un opérateur \mathbf{S} qui agit sur le signal en entrée $\mathbf{x}(t)$ et le transforme en signal de sortie par la relation suivante:

$$\mathbf{y}(t) = \mathbf{S}[\mathbf{x}(t)]. \quad (1.44)$$

Le système est dit linéaire s'il traite une somme d'excitations comme si elles étaient traitées séparément et additionnées ensuite. L'opérateur \mathbf{S} doit alors vérifier la relation suivante:

$$\mathbf{S}[a \mathbf{x}_1(t) + b \mathbf{x}_2(t)] = a \mathbf{S}[\mathbf{x}_1(t)] + b \mathbf{S}[\mathbf{x}_2(t)], \quad (1.45)$$

où a et b sont deux constantes.

Lorsqu'à une excitation $\mathbf{x}(t)$ correspond une réponse $\mathbf{y}(t)$, un système physique linéaire est invariant dans le temps si, quel que soit t_0 , la réponse à une excitation $\mathbf{x}(t + t_0)$ est $\mathbf{y}(t + t_0)$.

1.5.2 Biporte acoustique

Nous nous intéressons dans cette partie aux propriétés acoustiques d'un système placé entre deux tuyaux droits dans lesquels se propagent des ondes planes. Un tel système est appelé biporte acoustique. L'ensemble peut être parcouru par un écoulement continu. L'interprétation de la propagation acoustique dans les tuyaux droits est supposée correctement décrite (se référer aux paragraphes précédents). L'état acoustique dans chacun des tuyaux est donné par deux grandeurs physiques indépendantes. Ces deux quantités sont ici les pressions des ondes aller p^+ et retour p^- . L'élément placé entre les deux tuyaux peut alors être caractérisé par une relation mathématique liant les pressions des ondes aller et retour de part et d'autre de celui-ci. La relation matricielle liant les pressions des ondes "entrant" dans le biporte aux ondes "sortant" du biporte à caractériser peut se mettre sous la forme générale suivante [31]:

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = [\mathbf{S}] \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix} \quad (1.46)$$

où les indices 1 et 2 désignent respectivement l'entrée et la sortie du biporte. \mathbf{S} est une matrice 2×2 , appelée matrice de diffusion. Les coefficients de la matrice $[\mathbf{S}]$ peuvent dépendre de la géométrie du biporte, de la fréquence acoustique, et des grandeurs caractéristiques de l'écoulement moyen (nombre de Mach, température, masse volumique, viscosité, ...). On suppose que le biporte est linéaire. Cela signifie que les coefficients de la matrice de diffusion doivent être indépendants des pressions p_1^+ , p_1^- , p_2^+ et p_2^- , et d'une quelconque de leur combinaison (vitesse acoustique, impédance d'entrée, ...).

1.5.3 Matrice de diffusion d'un biporte acoustique passif.

La méthode employée pour caractériser un tel biporte repose sur la séparation des pressions des ondes aller et retour à l'entrée et à la sortie de l'élément étudié. Ces grandeurs sont accessibles expérimentalement grâce à l'utilisation d'analyseurs et d'outils numériques capables d'effectuer cette décomposition. Le but de ce paragraphe est de déterminer les coefficients de la matrice $[\mathbf{S}]$ de diffusion à partir de coefficients de réflexion et de transmission intermédiaires obtenus par la mesure de fonctions de transfert. On considère le système représenté sur la figure (1.2), pour lequel le biporte acoustique est placé entre deux guides d'ondes droits comprenant chacun deux capteurs de pression. Les abscisses de ces microphones sont

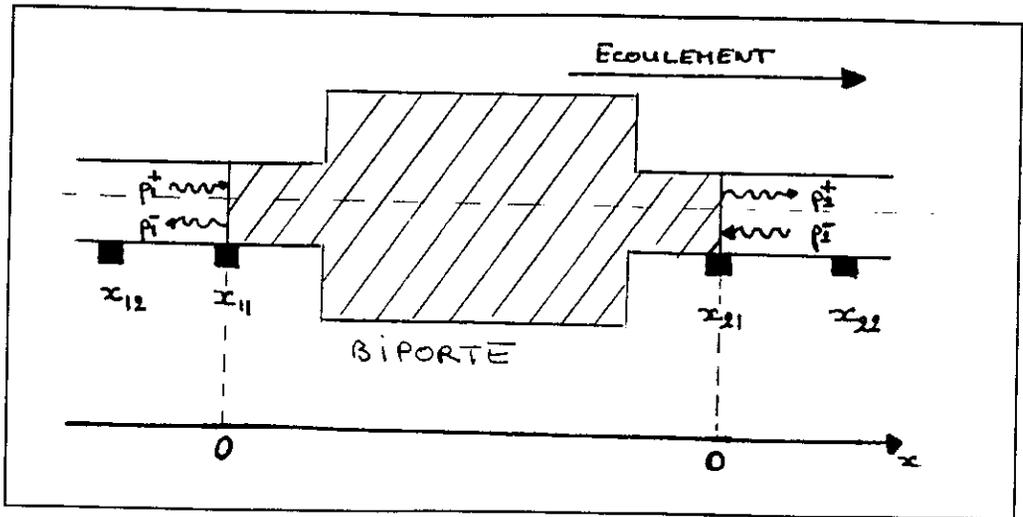


FIG. 1.2 - Description schématique du biporte acoustique

notées x_1 en amont du biporte, x_2 , en aval (l'indice i étant le numéro du microphone de chaque côté du système). Les pressions des ondes aller et retour sont définies respectivement par p_1^+ et p_1^- en amont du biporte, p_2^+ et p_2^- en aval.

Dans le domaine fréquentiel, la pression en tout point d'abscisse x_1 en amont du biporte s'écrit alors:

$$p(x_1) = p_1^+ e^{-jk_1^+ x_1} + p_1^- e^{jk_1^- x_1}, \quad (1.47)$$

ou encore:

$$p(x_1) = p_1^+ \left(e^{-jk_1^+ x_1} + R_1 e^{jk_1^- x_1} \right), \quad (1.48)$$

où $R_1 = p_1^- / p_1^+$ est le coefficient de réflexion en pression en amont du système ($x_1 = 0$), k_1^\pm les nombres d'ondes dans le guide d'onde en amont du biporte. De même, pour tout point d'abscisse x_2 situé en aval du biporte, on a la relation suivante:

$$p(x_2, \omega) = p_2^+ \left(e^{-jk_2^+ x_2} + \frac{1}{R_2} e^{jk_2^- x_2} \right), \quad (1.49)$$

où $R_2 = p_2^- / p_2^+$ est défini comme le coefficient de réflexion en pression en aval système ($x_2 = 0$), k_2^\pm les nombres d'ondes dans le guide d'onde en aval du biporte.

Nous définissons un coefficient de transmission anéchoïque en pression, noté T^+ , rapport entre les ondes de pression aller en aval et en amont du système lorsqu'on suppose la terminaison en aval parfaitement anéchoïque, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'onde de pression retour dans la partie en aval. Ce coefficient s'écrit:

$$T^+ = \frac{p_2^+}{p_1^+}, \quad \text{quand } p_2^- = 0 \quad (1.50)$$

Nous définissons aussi un coefficient anéchoïque de réflexion en pression, noté R^+ , qui s'exprime sous la forme suivante:

$$R^+ = \frac{p_1^-}{p_1^+}, \quad \text{quand } p_2^- = 0. \quad (1.51)$$

De la même manière, nous définissons des coefficients de transmission et de réflexion anéchoïques "inverses" lorsqu'il n'y a pas d'onde de pression aller en amont du biporte. Ces coefficients, notés T^- et R^- s'écrivent:

$$T^- = \frac{p_1^-}{p_2^-}, \quad \text{quand } p_1^+ = 0 \quad (1.52)$$

$$R^- = \frac{p_2^+}{p_2^-}, \text{ quand } p_1^+ = 0 \quad (1.53)$$

Ces coefficients, qui ont l'avantage d'avoir une interprétation physique simple, sont aussi les éléments de la matrice de diffusion que l'on écrit alors sous la forme suivante:

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix}. \quad (1.54)$$

En normalisant cette dernière relation par p_1^+ , on obtient alors la relation matricielle suivante:

$$\begin{pmatrix} T_{12} \\ R_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ T_{12}/R_2 \end{pmatrix}, \quad (1.55)$$

dans laquelle les différents paramètres sont définis par:

$$R_1 = \frac{p_1^-}{p_1^+}, \quad R_2 = \frac{p_2^+}{p_2^-}, \quad T_{12} = \frac{p_2^+}{p_1^+}, \quad (1.56)$$

où T_{12} est un coefficient de transmission en pression entre l'amont et l'aval du biporte. En connaissant R_1 , R_2 et T_{12} par une mesure, l'équation matricielle (1.55) ne donne que deux relations et ne permet donc pas la détermination des quatre coefficients de la matrice [S]. Une seconde mesure, "différente" de la première, est alors nécessaire pour obtenir deux autres relations. Les quatre relations linéairement indépendantes ainsi obtenues permettent d'extraire facilement les coefficients T^+ , R^+ , T^- et R^- . Toutefois, on remarque que si la terminaison située en aval du système est parfaitement anéchoïque ($p_2^- = 0$), les coefficients R^+ et T^+ sont égaux respectivement aux coefficients R_1 et T_{12} .

1.5.4 Coefficients de la matrice de diffusion

Dans le cas où le biporte ne possède pas de propriété particulière, les deux mesures indépendantes permettent d'obtenir deux états du système et d'exprimer la relation matricielle (1.55) sous les formes suivantes:

$$\begin{pmatrix} T_{12}^{(a)} \\ R_1^{(a)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ T_{12}^{(a)}/R_2^{(a)} \end{pmatrix}, \quad (1.57)$$

et,

$$\begin{pmatrix} R_2^{(b)} \\ T_{21}^{(b)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_{21}^{(b)}/R_1^{(b)} \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1.58)$$

Les exposants (a) et (b) sont relatifs à un premier et à un second état du système correspondant respectivement à la première et à la deuxième mesure, $T_{21} = p_1^-/p_2^-$ est un coefficient de transmission en pression entre la sortie et l'entrée du biporte. On remarque de nouveau que les coefficients R^- et T^- sont donnés par R_2 et T_{21} si la terminaison en amont du biporte est anéchoïque ($p_1^+ = 0$). Ces deux relations s'écrivent encore:

$$\begin{pmatrix} T_{12}^{(a)} & R_2^{(b)} \\ R_1^{(a)} & T_{21}^{(b)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & T_{21}^{(b)}/R_1^{(b)} \\ T_{12}^{(a)}/R_2^{(a)} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

On obtient donc les coefficients de la matrice de diffusion par simple inversion de matrice. Ces coefficients s'écrivent alors:

$$T^+ = T_{12}^{(a)} \left(1 - \frac{R_2^{(b)}}{R_2^{(a)}} \right) \times \frac{1}{\Delta}, \quad (1.60)$$

$$R^+ = R_1^{(a)} \left(1 - \frac{T_{12}^{(a)} T_{21}^{(b)}}{R_1^{(a)} R_2^{(a)}} \right) \times \frac{1}{\Delta}, \quad (1.61)$$

$$T^- = T_{21}^{(b)} \left(1 - \frac{R_1^{(a)}}{R_1^{(b)}} \right) \times \frac{1}{\Delta}, \quad (1.62)$$

$$R^- = R_2^{(b)} \left(1 - \frac{T_{12}^{(a)} T_{21}^{(b)}}{R_1^{(b)} R_2^{(b)}} \right) \times \frac{1}{\Delta}, \quad (1.63)$$

où Δ est donné par:

$$\Delta = 1 - \frac{T_{12}^{(a)} T_{21}^{(b)}}{R_2^{(a)} R_1^{(b)}}. \quad (1.64)$$

Les éléments de la matrice de diffusion ne peuvent clairement être déterminés que si le déterminant Δ ne s'annule pas, c'est à dire, d'après les expressions de R_1 , R_2 , T_{12} et T_{21} , si:

$$\left(\frac{p_1^+}{p_2^-} \right)^{(a)} \neq \left(\frac{p_1^+}{p_2^-} \right)^{(b)}. \quad (1.65)$$

L'expression (1.65) impose que le rapport des deux pressions en "entrée" (p_1^+ , p_2^-) du système soit différent pour chacune des mesures. Cette condition de solvabilité peut être regardée comme la définition formelle des deux états indépendants.

1.5.5 Biportes acoustiques actifs

Certains biportes comportent des sources acoustiques internes. L'énergie acoustique sortant du biporte est alors supérieure à l'énergie acoustique fournie. Cette énergie acoustique fournie par le biporte peut provenir d'apports extérieurs (hauts-parleurs contenus dans le biporte, bruit d'un ventilateur ...) ou de la transformation d'une partie de l'énergie de l'écoulement moyen en énergie acoustique (bruit de turbulence d'un diaphragme, sifflement ...).

Dans l'approximation de propagation acoustique en onde plane, l'intensité acoustique (projetée sur l'axe du tube) s'écrit en fonction des pressions des ondes aller et retour sous la forme [32]:

$$\mathcal{I} = \frac{1}{2\rho_0 c_0} [(1+M)^2 |p^+|^2 - (1-M)^2 |p^-|^2] \quad (1.66)$$

La conservation du flux d'énergie acoustique s'exprime alors sous la forme suivante:

$$\mathcal{I}_e = \mathcal{I}_s + \mathcal{E}_d. \quad (1.67)$$

Dans cette expression, \mathcal{I}_e représente l'énergie acoustique entrant dans le système, \mathcal{I}_s celle sortant du système et \mathcal{E}_d l'énergie dissipée dans le biporte. Si l'énergie dissipée par le biporte est positive, ce qui implique $\mathcal{I}_s < \mathcal{I}_e$, le biporte ne fournit pas d'énergie acoustique, c'est la définition d'un biporte passif. Dans le cas contraire, $\mathcal{E}_d < 0$, le biporte est dit actif. D'après nos conventions (les pressions des ondes entrant dans le biporte sont p_1^+ et p_2^-), ce bilan se note aussi:

$$2\rho_0 c_0 \mathcal{E}_d = \underbrace{(1+M)^2 |p_1^+|^2 + (1-M)^2 |p_2^-|^2}_{\mathcal{I}_e} - \underbrace{((1+M)^2 |p_2^+|^2 + (1-M)^2 |p_1^-|^2)}_{\mathcal{I}_s} \quad (1.68)$$

En normalisant cette dernière relation par $|p_1^+|^2$ et en utilisant les relations définies par l'équation (1.54), on obtient:

$$\begin{aligned} 2\rho_0 c_0 \frac{\mathcal{E}_d}{|p_1^+|^2} &= (1+M)^2 + (1-M)^2 \left| \frac{p_2^-}{p_1^+} \right|^2 - (1+M)^2 \left| T^+ + R^- \frac{p_2^-}{p_1^+} \right|^2 \\ &- (1-M)^2 \left| R^+ + T^- \frac{p_2^-}{p_1^+} \right|^2. \end{aligned} \quad (1.69)$$

Cette expression montre que l'énergie dissipée n'est pas une caractéristique propre au biporte car elle dépend des charges de part et d'autre de celui-ci. Pour que le système soit passif, il faut que \mathcal{E}_d soit supérieur à 0 quel que soit le rapport p_2^-/p_1^+ .

Si le biporte fournit de l'énergie acoustique, des mécanismes non linéaires de saturation sont nécessaires pour que le système trouve son point d'équilibre. Ces saturations non linéaires peuvent se produire à la source ou au niveau des charges acoustiques (dissipation non linéaire). Le problème n'est alors plus analysable par le formalisme matriciel. Néanmoins, des mesures peuvent toujours être réalisées sur un système actif en utilisant des charges telles qu'il ne puisse pas fournir d'énergie.

Dans un cas plus simple où l'on peut considérer, en première approximation, que les sources de bruit sont indépendantes des pressions en entrée, il est possible d'incorporer ces sources dans l'équation (1.46) qui s'écrit alors:

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}, \quad (1.70)$$

Les termes A et B sont généralement liés à l'écoulement (par exemple, ils peuvent représenter un bruit de jet). Afin de déterminer ces sources, on effectue d'abord les mesures avec un niveau d'excitation acoustique suffisamment fort pour que ces termes sources puissent être négligés. On déduit de ces mesures les 4 coefficients de la matrice de diffusion. On mesure ensuite les pressions p_1^+ , p_1^- , p_2^+ et p_2^- sans signal acoustique superposé, ainsi seul le bruit de l'écoulement subsiste. La connaissance préalable de la matrice de diffusion et la mesure des pressions des ondes incidentes et réfléchies permettent de trouver la valeur des termes sources en écrivant:

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} T^+ & R^- \\ R^+ & T^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix}. \quad (1.71)$$

1.6 Propriétés des biportes et lois de conservation

Les biportes acoustiques peuvent posséder certaines propriétés (réciprocité, symétrie, compacité) susceptibles de simplifier le calcul de la matrice de diffusion.

Les lois de conservation de la mécanique (masse, quantité de mouvement, énergie) appliquées à un biporte doivent aussi donner des relations entre les différents coefficients de la matrice.

Ce paragraphe sert aussi à définir les notations utilisées dans la suite.

1.6.1 Réciprocité et symétrie

Lorsqu'un biporte est étudié dans le cadre de l'acoustique linéaire, il peut posséder des propriétés de réciprocité et de symétrie liées à sa géométrie et aux conditions expérimentales (mesures sans écoulement par exemple).

En introduisant une source de débit acoustique U en un point x_1 situé en amont du biporte, on mesure une pression p_2 en un point x_2 en aval du biporte. Si on introduit la source de même débit U au point x_2 et qu'on mesure la pression p_1 au point x_1 , alors le biporte est dit réciproque si $p_2 = p_1$ [33].

Dans le cas du formalisme en matrice de diffusion, on montre que cela implique la relation suivante:

$$T^+ = T^- = T. \quad (1.72)$$

Dans ce cas, seuls trois éléments de la matrice de diffusion sont à déterminer. On peut noter ici que tout biporte acoustique en l'absence d'écoulement moyen est réciproque.

Le biporte est dit symétrique (ou retournable) si l'entrée et la sortie jouent le même rôle lorsqu'on inverse la position de la source acoustique. Cette propriété est directement liée à la symétrie dans la géométrie

du biporte. Dans cette situation, les coefficients de réflexion et de transmission directs et inverses sont identiques. La notion de symétrie induit donc celle de réciprocité. On obtient alors deux relations liant les coefficients de la matrice de diffusion:

$$T = T^+ = T^-, \quad \text{et} \quad R = R^+ = R^-. \quad (1.73)$$

La relation (1.46) se met alors sous la forme suivante:

$$\begin{pmatrix} T_{12} \\ R_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T & R \\ R & T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ T_{12}/R_2 \end{pmatrix}. \quad (1.74)$$

Dans ce cas particulier où ne subsistent plus que deux inconnues, les coefficients de la matrice de diffusion T et R se déduisent simplement de la relation (1.74). Une seule mesure permettant de calculer R_1 , R_2 , T_{12} suffit donc à décrire complètement le comportement du système. Les coefficients de transmission et de réflexion anéchoïques du biporte sont alors donnés par les relations suivantes:

$$T = \frac{T_{12}(1 - R_1/R_2)}{1 - T_{12}^2/R_2^2}, \quad \text{et} \quad R = \frac{R_1 - T_{12}^2/R_2}{1 - T_{12}^2/R_2^2}. \quad (1.75)$$

Lorsqu'on effectue des mesures avec un écoulement superposé, le biporte n'a plus de raison d'être réciproque, a priori. Il n'est donc plus symétrique. Par exemple, en présence d'écoulement, la matrice de diffusion d'un biporte constitué par un tube droit de longueur L s'écrit avec nos conventions:

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-jk^+L} & 0 \\ 0 & e^{-jk^-L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix}. \quad (1.76)$$

Les nombres d'onde k^+ et k^- étant différents, le biporte n'est ni réciproque, ni symétrique. C'est pourquoi deux mesures sont toujours nécessaires dans le cas où un écoulement stationnaire est présent.

1.6.2 Biporte acoustique compact sans écoulement

Généralement, un biporte acoustique est dit compact si toutes ses dimensions sont petites devant la longueur d'onde ($\lambda = c_0/f$). Ce paragraphe a pour objectif de montrer sur des cas simples que cette condition n'est pas toujours suffisante pour affirmer qu'un biporte est compact. Lorsqu'il n'y a pas d'écoulement, cette hypothèse induit, dans certains cas, une égalité des débits acoustiques entre l'entrée et la sortie du biporte à basses fréquences. Le cas avec écoulement sera traité dans le paragraphe suivant.

Kergomard et coll. [34] montrent que, dans le cas de deux guides d'onde de même section S reliés par une cavité de volume V , les pressions et vitesses acoustiques en amont et en aval sont reliées par:

$$\begin{aligned} p_1' &= \frac{\rho_0 c_0^2}{j\omega V} S(u_2' - u_1') + j\omega(-L_{11}u_1' + L_{12}u_2') + O(\omega^3), \\ p_2' &= \frac{\rho_0 c_0^2}{j\omega V} S(u_2' - u_1') + j\omega(-L_{12}u_1' + L_{22}u_2') + O(\omega^3), \end{aligned} \quad (1.77)$$

où $p_{1,2}'$ sont les pressions acoustiques en amont et en aval, $u_{1,2}'$ sont les vitesses acoustiques entrant dans V en amont et sortant de V en aval et les L_{ij} sont des inductances représentant le couplage entre les modes de la cavité (hormis le mode 0) et les modes dans les guides (dimension $M.L^{-2}$). Ces inductances peuvent être déterminées par un calcul en écoulement incompressible car les effets de compressibilité sont, à l'ordre $O(\omega^3)$, pris en compte par le terme de volume. Pour des raisons de simplicité, le biporte est choisi symétrique, ce qui implique $L_{11} = L_{22}$.

Pour pouvoir être utile concrètement dans la détermination des ordres de grandeur des différents termes, on doit coupler ces équations à une condition de charge du biporte. La condition la plus naturelle dans notre cas est une condition d'anéchoïcité (les coefficients de la matrice de diffusion sont des coefficients

calculés pour des conditions de charges anéchoïques). Ceci se traduit par exemple sur le guide en aval par $p'_2 = \rho_0 c_0 u'_2$.

Les relations (1.77) impliquent alors:

$$p'_2 - p'_1 = j\omega(L_{11} - L_{12})(u'_2 + u'_1), \quad (1.78)$$

$$\left(\frac{\rho_0 c_0^2 S}{j\omega V} + j\omega L_{12} \right) (u'_2 - u'_1) = (\rho_0 c_0 - j\omega(L_{11} - L_{12})) u'_2. \quad (1.79)$$

La condition pour avoir une différence de vitesse entre les guides en amont et en aval très petite devant la vitesse dans le guide en aval s'écrit alors:

$$\left\| \frac{\rho_0 c_0^2 S}{\omega V} - \omega L_{12} \right\| \gg |\rho_0 c_0 - j\omega(L_{11} - L_{12})|. \quad (1.80)$$

Cette relation ne permet pas de conclure dans le cas général où les inductances L_{11} et L_{12} ne sont pas connues.

Pour illustrer cette condition, on choisit le cas d'un changement brusque de section. le biporte est constitué d'un tube de longueur l de section S , d'un tube de longueur l_e de section S_e et d'un dernier tube de longueur l de section S , figure 1.3.

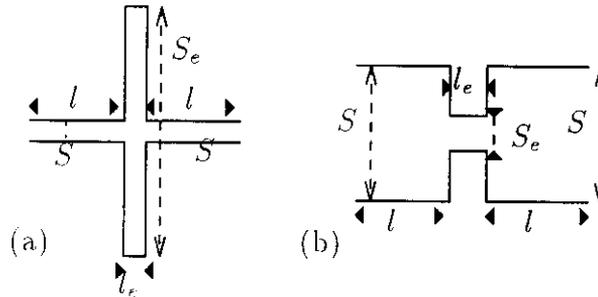


FIG. 1.3 - (a) Expansion brusque. (b) Contraction brusque

Le volume est alors $V = 2(l + \Delta l)S + l_e S_e$ où Δl correspond aux corrections de longueurs. Les inductances sont égales à $L_{11} = \rho_0(2(l + \Delta l) + (S/S_e)l_e) = \rho_0 l_{eq}$ où la longueur équivalente vaut $l_{eq} = 2(l + \Delta l) + (S/S_e)l_e$ et $L_{12} = 0$

La condition (1.80) donne alors:

$$\frac{\omega}{c_0} V/S \ll 1 \quad \text{et} \quad \frac{\omega}{c_0} \sqrt{l_{eq} V/S} \ll 1 \quad (1.81)$$

Dans le cas d'un diaphragme peu ouvert ($S_e \ll S$, (b) figure 1.3) ces conditions deviennent: $2(l + \Delta l)\omega/c_0 \ll 1$ et $\sqrt{2(l + \Delta l)(S/S_e)l_e}\omega/c_0 \ll 1$. La première condition indique que la longueur non contractée doit être petite devant la longueur d'onde. La seconde est plus sévère car on peut avoir les longueurs $2(l + \Delta l)$ et l_e petites devant la longueur d'onde et avoir la longueur $\sqrt{2(l + \Delta l)(S/S_e)l_e}$ qui ne vérifie pas la condition d'incompressibilité pour un rapport de contraction S/S_e très grand.

Dans le cas d'une expansion brusque ($S_e \gg S$, (a) figure 1.3) les conditions deviennent: $(S_e/S)l_e\omega/c_0 \ll 1$ et $\sqrt{2(l + \Delta l)(S_e/S)l_e}\omega/c_0 \ll 1$. Dans ce cas, c'est la première condition qui est la plus sévère. On peut de nouveau avoir l_e petit devant la longueur d'onde et néanmoins la condition d'incompressibilité non vérifiée.

Ces illustrations permettent de montrer que la condition d'égalité des vitesses entre l'entrée et la sortie d'un biporte n'est pas simplement que toutes les dimensions soient petites devant la longueur d'onde.

Le rapport entre certaines sections peut aussi intervenir. Le fait de pouvoir ou non négliger les effets de compressibilité dépend aussi des conditions de charge du biorte. En effet si, par exemple, la condition de charge est $u_2 = 0$, les effets de compressibilité du biorte ne peuvent jamais être négligés.

Néanmoins, dans les mesures sur les diaphragmes, les rapports de sections entre tuyau et diaphragme sont assez faibles (maximum 6). L'épaisseur des diaphragme est faible ($\sim 1mm$), les corrections de longueur sont de l'ordre du centimètre et les longueurs avant et après le diaphragme sont supprimées par la prise en compte de la propagation en mode plan. Dans ce cas, les conditions pour négliger les effets de compressibilité sont vérifiées pour toutes les fréquences mesurées.

Par contre, pour un résonateur de Helmholtz branché en parallèle sur le tuyau ($L_{11} = L_{12} = \rho_0 L_{col}$ où L_{col} est la longueur équivalente du col multipliée par le rapport des sections entre le col du résonateur et le tube), la condition d'incompressibilité la plus sévère: $(V/S)\omega/c_0 \ll 1$ n'est jamais vérifiée pour les fréquences mesurées.

1.6.3 Equation de conservation de la masse avec écoulement

Le biorte étudié peut être assimilé à une boîte noire au sein de laquelle l'acoustique comme l'écoulement peuvent se comporter de façon très compliquée. Néanmoins, si le système en question n'est lié à l'extérieur que par les tuyaux situés de part et d'autre, il est possible d'appliquer les lois de conservation de la mécanique des fluides au volume de contrôle compris entre une section de tuyau à l'entrée du biorte et une section à la sortie.

L'équation de conservation de la masse de fluide appliquée à un domaine \mathcal{D} délimité par une surface fermée $\partial\mathcal{D}$ s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{D}} \rho dV + \int_{\partial\mathcal{D}} \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (1.82)$$

où \vec{n} est un vecteur unitaire normal à $\partial\mathcal{D}$ et orienté vers l'extérieur du volume, ρ la masse volumique totale du fluide, \vec{u} la vitesse totale du fluide.

Le premier terme de cette équation traduit la variation totale de la masse de fluide dans le volume. Il est lié aux effets de compressibilité du fluide. On choisit dans la suite de considérer l'écoulement moyen comme incompressible, ce qui revient à dire que le nombre de Mach est en tout point du domaine \mathcal{D} petit devant 1 (en pratique inférieur à 0.3). Pour des raisons de simplification d'écriture, on considère d'autre part que les effets de compressibilité acoustique à l'intérieur du domaine \mathcal{D} sont très faibles devant les effets d'inertie. Cette hypothèse sera discutée plus loin dans le cas du diaphragme. Ces hypothèses permettent de dire que, dans l'équation (1.82), le premier terme est négligeable devant le terme de flux de débit massique.

On choisit comme domaine \mathcal{D} le volume limité par les sections droites S_1 et S_2 et les parois comprises entre ces deux sections des tuyaux en amont et en aval. L'équation de conservation de la masse (1.82) s'écrit alors, en désignant respectivement par les indices 1 et 2 les quantités en amont et en aval du biorte:

$$\rho_1 u_1 S_1 = \rho_2 u_2 S_2, \quad (1.83)$$

Cette équation s'écrit pour les quantités stationnaires:

$$\rho_0 U_{01} S_1 = \rho_0 U_{02} S_2, \quad (1.84)$$

où ρ_0 est la masse volumique du fluide au repos.

Lorsqu'on linéarise l'équation (1.83) en négligeant les termes d'ordre 2 des quantités fluctuantes, on obtient:

$$S_1 (\rho'_1 U_{01} + \rho_0 u'_1) = S_2 (\rho'_2 U_{02} + \rho_0 u'_2), \quad (1.85)$$

qui exprime la conservation de la masse pour les quantités instationnaires.

La masse volumique fluctuante s'écrit :

$$\rho' = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s p' + \left(\frac{\partial \rho}{\partial s} \right)_p s'. \quad (1.86)$$

où $(\partial \rho / \partial p)_s = 1/c_0^2$ et $(\partial \rho / \partial s)_p = -\rho_0 / C_p = -\rho_0 T_0 (\gamma - 1) / c_0^2$ [35].

La masse volumique se sépare donc en une partie qui se propage à la vitesse du son, $\rho'_a = p' / c_0^2$, et en une partie qui se propage à la vitesse de l'écoulement, $\rho'_s = -\rho_0 T_0 (\gamma - 1) s' / c_0^2$.

On définit la vitesse massique acoustique par $m' = \rho_0 u' + U_0 \rho'_a$ [36], [37]. On peut alors écrire que la quantité $S(m' + m'_s)$ où $m'_s = -U_0 (\rho_0 T_0 (\gamma - 1) / c_0^2) s'$ est conservée entre l'entrée et la sortie du biporte.

Dans le cas où la fluctuation d'entropie est créée par l'écoulement, son amplitude est alors proportionnelle à la vitesse moyenne de l'écoulement (ou à des puissances supérieures de cette vitesse). Le terme m'_s est alors proportionnel au carré du nombre de Mach et doit être négligé pour rester cohérent avec l'hypothèse d'écoulement moyen incompressible.

Dans la suite, on utilise la variable m' en la multipliant par c_0 pour la rendre homogène à une pression. On utilise donc :

$$m' = \rho_0 c_0 u' + (u_0 / c_0) p' = \Pi^+ - \Pi^-$$

où $\Pi^+ = (1 + M)p^+$ et $\Pi^- = (1 - M)p^-$.

Dans les cas où m'_s est négligée, la relation (1.85) s'écrit :

$$S_1 (\Pi_1^- - \Pi_1^+) = S_2 (\Pi_2^- - \Pi_2^+) \quad (1.87)$$

Dans les situations qui nous concernent, c'est-à-dire où les sections d'entrée et de sortie sont identiques, l'équation (1.87) implique des relations entre les coefficients de la matrice de diffusion qui s'écrivent :

$$\frac{1 - M}{1 + M} R^+ + T^+ = 1, \quad \frac{1 + M}{1 - M} R^- + T^- = 1 \quad (1.88)$$

1.6.4 Equation de conservation de l'énergie

Si on suppose l'écoulement adiabatique et que l'on néglige les forces de volume et les forces de surface issues des effets visqueux, l'équation de conservation de l'énergie totale s'écrit sur un domaine \mathcal{D} de frontière $\partial \mathcal{D}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{D}} \rho \left(e + \frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{2} \right) dV + \int_{\partial \mathcal{D}} \rho H \vec{u} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (1.89)$$

où $e = - \int p d\rho / \rho^2 + \int T ds$ est l'énergie massique interne, $H = \int dp / \rho + \int T ds + \vec{u} \cdot \vec{u} / 2$ est l'enthalpie massique d'arrêt.

Le premier terme représente les variations d'énergie interne totale (potentielle plus cinétique) à l'intérieur du domaine \mathcal{D} . Sans écoulement, pour un domaine où la compressibilité est négligeable, ce terme correspond au travail des forces d'inertie et il est purement imaginaire à basses fréquences. En présence d'écoulement, l'expérience montre que l'on peut raisonnablement supposer qu'il n'est pas dramatiquement modifié. Dans les rares cas où l'on peut le déterminer analytiquement, on s'aperçoit que tout se passe comme si l'inertie du fluide était simplement diminuée par l'écoulement. Dans la suite de ce paragraphe ce terme n'est plus considéré. On ne s'intéresse alors qu'aux parties réelles des coefficients tout en gardant à l'esprit qu'une partie imaginaire est présente et qu'elle sera analysée dans la discussion des résultats expérimentaux.

En utilisant la relation de conservation de la masse, pour un domaine où la compressibilité est négligée, la relation (1.89) se met simplement sous la forme suivante :

$$H_1 = H_2 \quad (1.90)$$

qui se linéarise sous la forme $H'_1 = H'_2$ où :

$$H' = \frac{p'}{\rho_0} + U_0 u' + T_0 s' = \Pi' + T_0 s'.$$

$\Pi' = p'/\rho_0 + U_0 u'$ est la fluctuation d'exergie ou d'énergie mécanique disponible [37].

Les échanges de travail et de chaleur avec l'extérieur étant négligés dans le domaine \mathcal{D} , cette relation indique simplement qu'à une diminution d'énergie mécanique disponible correspond une augmentation d'entropie :

$$\Pi'_2 - \Pi'_1 = -T_0(s'_2 - s'_1). \quad (1.91)$$

Dans la suite, on utilise non pas directement les fluctuations d'exergie mais les fluctuations d'exergie multipliées par ρ_0 pour rendre ce terme homogène à une pression. On note donc :

$$\Pi' = p' + \rho_0 U_0 u' = \Pi^+ + \Pi^-,$$

où $\Pi^\pm = (1 \pm M)p^\pm$.

Dans un domaine où aucune dissipation ne se produit ($s'_2 = s'_1$), cette relation implique :

$$1 + \frac{1-M}{1+M} R^+ = T^+, \quad 1 + \frac{1+M}{1-M} R^- = T^-. \quad (1.92)$$

Synthèse du chapitre 1

Dans ce premier chapitre, nous avons insisté sur la propagation du son en présence d'écoulement dans le but de pouvoir connaître la pression et la vitesse acoustiques en tout point du guide de part et d'autre du système à caractériser, à partir de la mesure de la pression en deux points distincts. Nous avons ensuite représenté ce système par une matrice de diffusion liant les pressions des ondes aller et retour en entrée et en sortie. Les équations de conservation de la mécanique des fluides linéarisées indiquent qu'il existe des relations entre les coefficients de la matrice de diffusion. Nous avons introduit des définitions telles la vitesse massique acoustique et la fluctuation d'exergie qui seront utilisées dans les chapitres 3 et 4. Le chapitre suivant est consacré à la méthode de mesure employée ainsi qu'à la validation du dispositif expérimental pour un biporte constitué par un tuyau droit.

Chapitre 2

Méthode de mesure et validation expérimentale

2.1 Méthode de mesure

2.1.1 Introduction

Dans la littérature, on peut trouver plusieurs procédures expérimentales permettant d'accéder aux paramètres caractéristiques des biportes acoustiques avec ou sans écoulement [31] , [38] . Le livre de Munjal [39] et plus tard l'article de Abom [31] résument de façon exhaustive le travail effectué dans ce domaine de recherche depuis le développement original de Seybert et Ross [40].

2.1.2 Méthode à deux microphones

L'étude bibliographique montre que, parmi les techniques de mesure existantes, la méthode des fonctions de transfert est actuellement la plus efficace (pour plus de détails concernant cette technique, voir les références [40] et [41]). Cette méthode est utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion en pression des discontinuités dans les guides d'onde, à partir de la mesure des pressions en deux points distincts du guide. La fréquence des ondes acoustiques est supposée inférieure à la première fréquence de coupure des modes d'ordres supérieurs dans le guide. La fonction de transfert entre deux microphones situés aux points d'abscisses x_i et x_j s'écrit, dans le domaine fréquentiel:

$$H_{ij}(f) = \frac{p_i(f)}{p_j(f)} = |H_{ij}(f)|e^{j\varphi(f)}, \quad (2.1)$$

où $p_i(f)$ est la transformée de Fourier de $p_i(t)$, $|H_{ij}(f)|$ et $\varphi(f)$ représentent le module et l'argument de H_{ij} . Dans la suite, on allégera les notations en oubliant volontairement la fréquence dans toutes les équations. Cette méthode permet de déterminer le coefficient de réflexion à l'entrée du biporte noté $R_1(x_1 = 0) = p_1^-/p_1^+$ à partir de la fonction de transfert $H_{ij}^1 = p_1(x_{1i})/p_1(x_{1j})$ entre deux microphones situés aux points d'abscisses x_{1i} et x_{1j} en amont du système. D'après nos définitions, (voir 1) R_1 s'écrit alors:

$$R_1 = \frac{H_{ij}^1 e^{-jk_1^+ x_{1i}} - e^{-jk_1^+ x_{1i}}}{e^{jk_1^- x_{1i}} - H_{ij}^1 e^{jk_1^- x_{1i}}}. \quad (2.2)$$

$R_2(x_2 = 0) = p_2^+/p_2^-$ s'exprime de la même manière à partir de la fonction de transfert H_{ij}^2 entre deux microphones situés aux points d'abscisses x_{2i} et x_{2j} en aval du biporte sous la forme:

$$R_2 = \frac{H_{ij}^2 e^{jk_2^- x_{2j}} - e^{jk_2^- x_{2i}}}{e^{-jk_2^+ x_{2i}} - H_{ij}^2 e^{-jk_2^+ x_{2j}}}. \quad (2.3)$$

Les coefficients de transmission en pression $T_{12} = p_2^+/p_1^+$ et $T_{21} = p_1^-/p_2^-$ peuvent être déterminés respectivement à partir des fonctions de transfert $H_{ii}^{21} = p_2(x_{2i})/p_1(x_{1i})$ et $H_{ii}^{12} = p_1(x_{1i})/p_2(x_{2i})$ entre un microphone en amont (x_{1i}) et un microphone en aval (x_{2i}). Ils s'expriment alors sous les formes suivantes:

$$T_{12} = H_{ii}^{21} \left(\frac{e^{-jk_1^+ x_{1i}} + R_1 e^{jk_1^- x_{1i}}}{e^{-jk_2^+ x_{2i}} + 1/R_2 e^{jk_2^- x_{2i}}} \right), \quad (2.4)$$

$$T_{21} = H_{ii}^{12} \left(\frac{R_2 e^{-jk_2^+ x_{2i}} + e^{jk_2^- x_{2i}}}{1/R_1 e^{-jk_1^+ x_{1i}} + e^{jk_1^- x_{1i}}} \right). \quad (2.5)$$

Les mesures des fonctions de transfert permettent donc d'obtenir les coefficients R_1 , R_2 , T_{12} et T_{21} à partir desquels les coefficients de la matrice de diffusion du biporte se déduisent. Les analyseurs F.F.T. (Fast Fourier Transform) permettent de mesurer directement les fonctions de transfert entre les signaux de pression issus des différentes paires de microphones. Pour comprendre plus précisément les aspects théoriques relatifs au traitement des signaux, on pourra se référer aux travaux cités au début de ce paragraphe.

Parallèlement, nous avons montré que ces mesures doivent être effectuées pour deux états du système différents. Le paragraphe suivant est consacré à l'inventaire des différentes méthodes connues pour aboutir à ces deux états.

2.1.3 Méthode à deux charges

Il existe plusieurs possibilités permettant d'obtenir deux états du système différents lors des deux mesures. Tout d'abord, on peut choisir d'utiliser une seule source acoustique située à une position fixe, en amont du biporte par exemple. Une première mesure est effectuée avec une charge acoustique donnée à l'extrémité en aval du système (figure 2.1). Une seconde acquisition est réalisée avec la même source acoustique en modifiant la charge acoustique en aval du biporte. Cette méthode est appelée méthode à deux charges ([38], [42], [43], [44]). Les deux états du système sont linéairement indépendants lorsque ces deux charges sont bien évidemment différentes.

En utilisant des charges "classiques" que sont des tubes, il existe néanmoins des fréquences pour lesquelles les conditions terminales d'impédance vues du biporte sont identiques. Par exemple, supposons que la charge utilisée lors de la première mesure soit un tube de longueur L_1 et la fréquence acoustique telle que $\lambda = L_1$. Si on utilise un tube de longueur $L_2 = 3L_1$ pour la seconde mesure, à cette même fréquence on aura $L_2 = 3\lambda$ et les conditions d'impédance terminales deviennent identiques, les deux mesures sont alors linéairement dépendantes. Le déterminant Δ (relation 1.64) s'annule et les coefficients de la matrice de diffusion ne peuvent être déterminés. Dans ce cas, la méthode à deux charges n'est plus adaptée.

Cependant, lorsque les charges utilisées sont simplement des longueurs de tuyaux différentes, il est possible de faire coïncider les fréquences pour lesquelles les deux états ne sont plus indépendants avec celles pour lesquelles la méthode à deux microphones n'est plus valide à cause de l'écartement entre les capteurs (se référer au paragraphe 2.1.5).

Nous pouvons aussi remarquer que la méthode à deux charges nécessite une modification du montage expérimental entre deux acquisitions. Ces changements, inhérents à cette méthode, sont susceptibles de perturber l'écoulement principal ou la température. Cependant, il existe parfois des contraintes dues aux sources non traversantes (du type sirène, moteur, ...) qui imposent cette méthode de mesure.

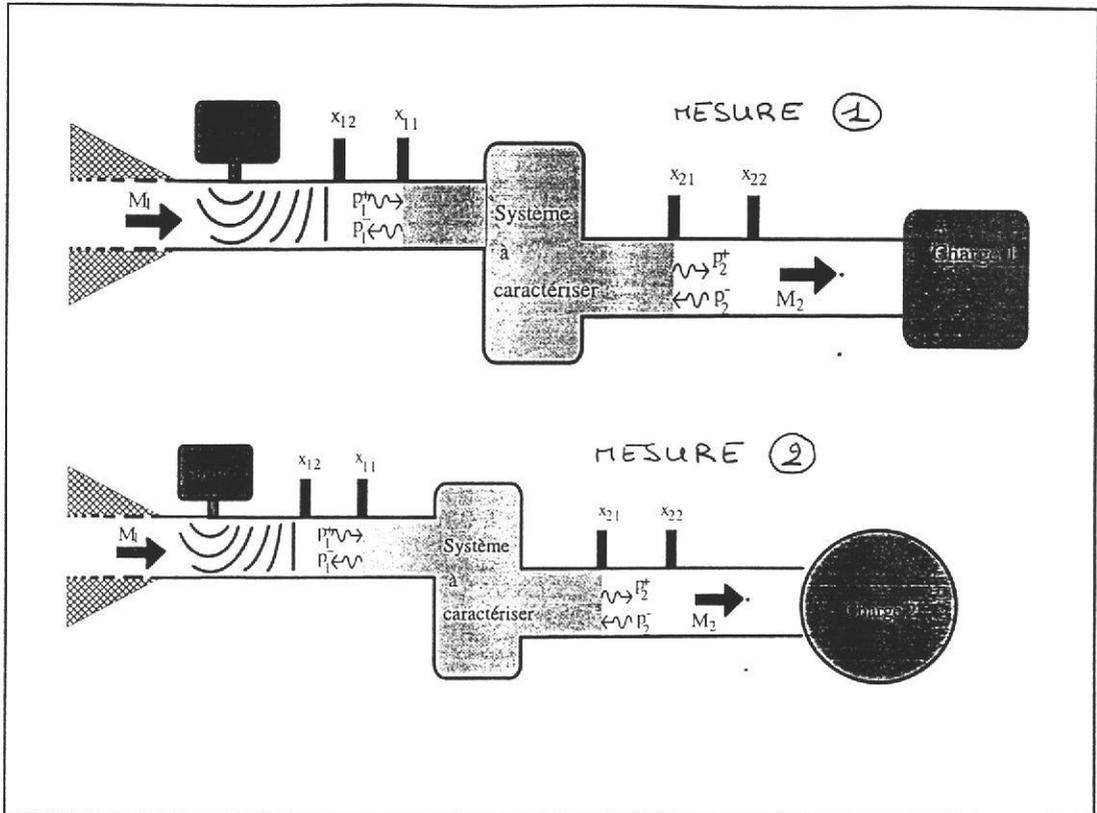


FIG. 2.1 - Description de la méthode à deux charges

2.1.4 Méthode à deux sources

Une autre technique consiste à effectuer une mesure de fonctions de transfert avec une source acoustique située à une extrémité du montage expérimental. Une deuxième mesure est ensuite réalisée avec une source située à l'extrémité opposée du montage sans changer autre chose dans la configuration de l'expérience, figure 2.2. On obtient ainsi [31] [38] deux états indépendants qui permettent de calculer les coefficients de la matrice de diffusion. Cette méthode est appelée méthode à deux sources [31], [38], [42].

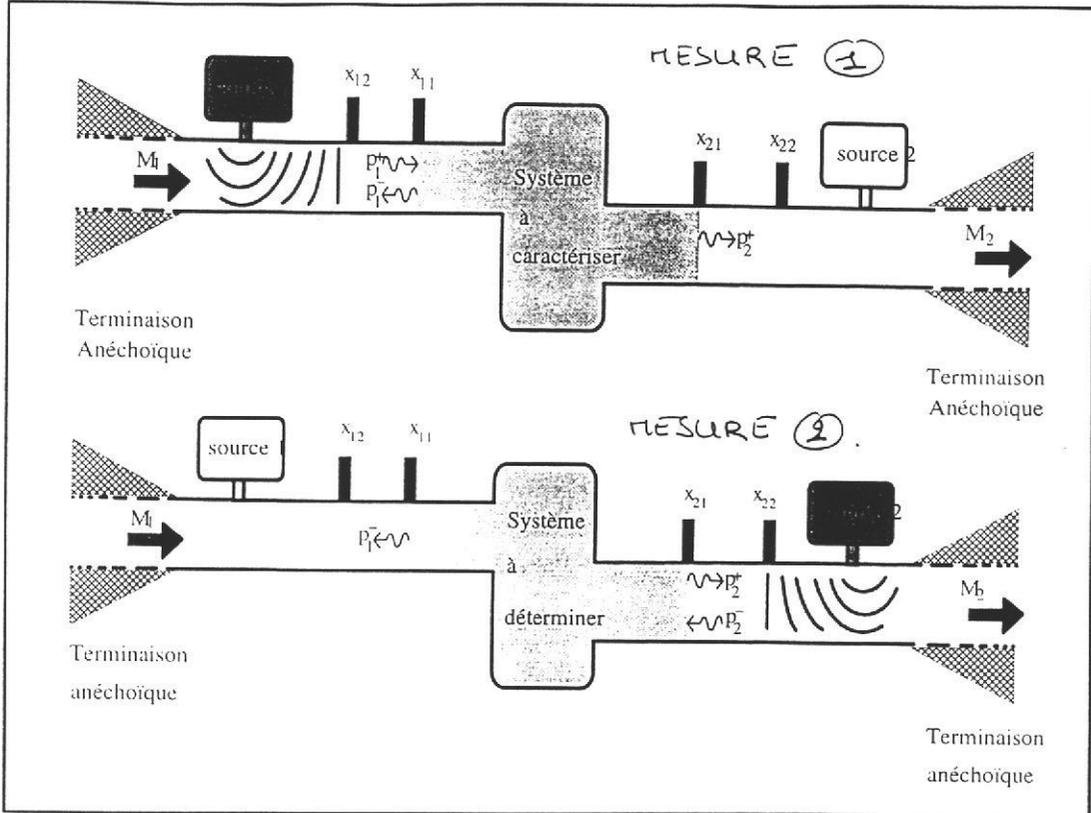


FIG. 2.2 - Description de la méthode à deux sources

Abom [31] et Muujal and Doige [38] ont aussi montré que le déterminant (équation 1.64) ne s'annule jamais pour la méthode à deux sources, excepté pour des impédances de source infinies.

Abom [31] suggère une adaptation de la méthode à deux sources qui consiste à envoyer un signal acoustique à l'aide des deux sources simultanément. En utilisant deux sources cohérentes et en variant la réponse en fréquence entre elles, il est alors théoriquement possible de créer une infinité d'états indépendants. Le problème peut alors être surdéterminé ce qui permet de réduire les erreurs de mesure par moyennage ou de vérifier la linéarité du système considéré. Cette technique n'est pas utilisée ici par simple manque de voies d'acquisition.

L'étude des deux méthodes de mesure met en évidence les avantages de la méthode à deux sources. Premièrement, aucun changement n'est apporté au montage entre les deux mesures ce qui évite des manipulations supplémentaires susceptibles de modifier les conditions expérimentales (débit, température). Deuxièmement, quelles que soient les conditions d'impédance de part et d'autre du biporte, on obtient toujours deux états indépendants en entrée, ce qui autorise une liberté plus grande dans la configuration du montage. Néanmoins, si toutes les précautions nécessaires sont respectées, la méthode à deux charges aboutit théoriquement aux mêmes résultats.

Quelle que soit la méthode choisie, il existe d'autres sources d'erreur liées à la méthode à deux microphones qui permet de décomposer le champ acoustique en pression des ondes aller et pression des ondes retour.

2.1.5 Influence des sources d'erreurs

Nous avons mis en évidence la nécessité d'effectuer au moins deux mesures "différentes" pour obtenir les états linéairement indépendants du système étudié. Dans ce cas, la matrice de diffusion caractérisant le biporte acoustique peut alors être déterminée. Cependant, nous allons montrer dans ce paragraphe qu'il existe des configurations expérimentales plus ou moins sensibles aux sources d'erreurs éventuelles. Nous choisirons un compromis entre les configurations théoriques qui minimisent l'influence des diverses sources d'erreur et celles imposées par les différentes contraintes techniques; nous analyserons ensuite dans cette situation l'influence des diverses erreurs possibles sur la fiabilité des résultats désirés.

On trouve une revue détaillée complémentaire des erreurs issues de la méthode de mesure à deux microphones en l'absence d'écoulement dans les références [45] et [46] ou en présence d'écoulement dans les références [38] et [47].

Erreurs dans la détermination du coefficient de réflexion

Positions des microphones. Nous savons que la fonction de transfert H_{ij} entre deux microphones placés le long d'un tube en deux points d'abscisses x_i et x_j permet le calcul d'un coefficient de réflexion en tout point du tube, en particulier au point d'abscisse nulle. Ce coefficient s'écrit dans le cas sans écoulement ($k^+ = k^- = k$):

$$R(x=0) = p_-/p_+ = \frac{H_{ij}e^{-jkx_i} - e^{-jkx_j}}{e^{jkx_j} - H_{ij}e^{jkx_i}}, \quad (2.6)$$

Le meilleur résultat sur ce coefficient est obtenu lorsqu'à une erreur de mesure de la fonction de transfert, notée dH_{ij} , correspond une erreur minimale sur le coefficient de réflexion, notée dR . Or, si on dérive R par rapport à H_{ij} , on obtient:

$$\frac{dR}{dH_{ij}} = \frac{j(e^{-jkx_i} + Re^{jkx_j})^2}{2\sin(k(x_j - x_i))}. \quad (2.7)$$

Quelle que soit la valeur du coefficient de réflexion, l'expression précédente montre que l'erreur commise sur ce coefficient R est grande ($dR/dH_{ij} \rightarrow \infty$ lorsque $\sin(k(x_j - x_i)) = 0$), ou encore:

$$\Delta x_{ij} \equiv |x_j - x_i| = n\lambda/2, \quad \text{pour } n \text{ entier}, \quad (2.8)$$

Le résultat le moins sensible aux erreurs de mesure de la fonction de transfert est alors obtenu lorsque les fréquences de mesure sont telles que:

$$\Delta x_{ij} = (2n + 1)\lambda/4, \quad \text{pour } n \text{ entier}. \quad (2.9)$$

Quand les mesures sont réalisées avec écoulement, on montre de la même manière [47] que les fréquences correspondant aux relations (2.8) et (2.9) sont divisées par le facteur $(1 - M^2)$ ce qui les décale vers des valeurs plus élevées.

Il va de soit que plus la fréquence est éloignée de celle correspondant aux meilleurs écartements entre les microphones, plus le dénominateur de l'équation (2.7) est proche de 0, ce qui augmente l'influence des erreurs dans la détermination de R . La principale limitation de la méthode à deux microphones est liée au nombre de capteurs utilisés en regard de la bande de fréquence explorée. Les mesures des fonctions de transfert, à des fréquences dont les longueurs d'onde correspondent à des espacements critiques entre microphones, conduisent à des valeurs indéterminées de R_1 , R_2 et par la même occasion des coefficients de la matrice de diffusion.

Néanmoins, on constate expérimentalement [38], [48] et [47], que les résultats restent faiblement influencés par des erreurs de mesure des fonctions de transfert pour des distances entre capteurs telles que:

$$-\frac{\lambda}{6} + (2n + 1)\frac{\lambda}{4} < \Delta x_{ij} < (2n + 1)\frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{6}, \quad \text{pour } n \text{ entier} \quad (2.10)$$

Cette relation montre qu'un petit espacement inter-microphones permet d'effectuer des mesures fiables à "hautes" fréquences sur une large gamme de fréquences. En revanche, un espacement plus important donne des résultats valables aux basses fréquences sur une petite bande fréquentielle (figure 2.3).

Lors des mesures, nous utilisons trois microphones de chaque côté du biporte dont les écartements sont choisis afin d'obtenir des résultats fiables sur une bande de fréquence comprise entre 20 Hertz et 800 Hertz. Pour ce faire, le rapport entre les écartements des microphones est égal au nombre d'or $(1 + \sqrt{5}/2)$, ce qui permet de couvrir la gamme de fréquence sans recouvrement des valeurs pour lesquelles les mesures entre différentes paires de microphones conduisent à des résultats peu sensibles aux erreurs.

Méthode de surdétermination

Lorsqu'on dispose d'un nombre de capteurs supérieur à deux de chaque côté du biporte, les coefficients R_1 , R_2 , T_{12} et T_{21} peuvent être obtenus à partir de différentes paires de microphones. Ils sont dans ce cas surdéterminés. Par exemple, pour le coefficient de réflexion en amont du biporte R_1 , on a indifféremment à partir d'une acquisition, les fonctions de transfert H_{ij} et H_{ik} entre trois capteurs situés en x_i , x_j et x_k . Le coefficient R_1 se déduit donc de deux façons indépendantes sous les formes suivantes:

$$R_1 = \frac{H_{ij}^1 e^{-jk_1^+ x_{1j}} - e^{-jk_1^+ x_{1i}}}{e^{jk_1^- x_{1i}} - H_{ij}^1 e^{jk_1^- x_{1j}}}, \quad (2.11)$$

et:

$$R_1 = \frac{H_{ik}^1 e^{-jk_1^+ x_{1k}} - e^{-jk_1^+ x_{1i}}}{e^{jk_1^- x_{1i}} - H_{ik}^1 e^{jk_1^- x_{1k}}}. \quad (2.12)$$

De même, le coefficient T_{12} rappelé ci-dessous:

$$T_{12} = H_{ii}^{21} \left(\frac{e^{-jk_1^+ x_{1i}} + R_1 e^{jk_1^- x_{1i}}}{e^{-jk_2^+ x_{2i}} + 1/R_2 e^{jk_2^- x_{2i}}} \right), \quad (2.13)$$

peut se calculer de trois manières différentes en remplaçant l'indice i successivement par j et k . Il est alors possible d'écrire la relation matricielle suivante:

$$\begin{pmatrix} -H_{ij}^1 e^{jk_1^- x_{1j}} + e^{jk_1^- x_{1i}} & 0 & 0 \\ -H_{ik}^1 e^{jk_1^- x_{1k}} + e^{jk_1^- x_{1i}} & 0 & 0 \\ -H_{ii}^{21} e^{jk_1^- x_{1i}} & e^{jk_2^- x_{2i}} & e^{-jk_2^+ x_{2i}} \\ -H_{jj}^{21} e^{jk_1^- x_{1j}} & e^{jk_2^- x_{2j}} & e^{-jk_2^+ x_{2j}} \\ -H_{kk}^{21} e^{jk_1^- x_{1k}} & e^{jk_2^- x_{2k}} & e^{-jk_2^+ x_{2k}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} R_1 \\ T_{12}/R_2 \\ T_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -e^{-jk_1^+ x_{1i}} + H_{ij}^1 e^{-jk_1^+ x_{1j}} \\ -e^{-jk_1^+ x_{1i}} + H_{ik}^1 e^{-jk_1^+ x_{1k}} \\ H_{ii}^{21} e^{-jk_1^+ x_{1i}} \\ H_{jj}^{21} e^{-jk_1^+ x_{1j}} \\ H_{kk}^{21} e^{-jk_1^+ x_{1k}} \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Les coefficients R_1 , R_2 , T_{12} s'obtiennent alors par inversion de matrice au sens des moindres carrés. La surdétermination permet de minimiser l'influence des erreurs de mesures des fonctions de transfert sur les résultats recherchés.

La surdétermination permet aussi de minimiser les erreurs et de déterminer de façon précise la température par exemple ou le nombre de Mach [14]. En effet, en posant $x_{1i} = 0$ pour alléger les calculs, l'égalité des

expressions (2.11) et (2.12) conduit à l'expression suivante:

$$H_{ik}^1 \left(e^{-jk_1^+ x_{1k}} - e^{jk_1^- x_{1k}} \right) + H_{ij}^1 \left(e^{jk_1^- x_{1j}} - e^{-jk_1^+ x_{1j}} \right) + H_{ik}^1 H_{ij}^1 \left(e^{-jk_1^+ x_{1j}} e^{jk_1^- x_{1j}} - e^{-jk_1^+ x_{1k}} e^{jk_1^- x_{1k}} \right) = 0. \quad (2.15)$$

En faisant varier la température dans cette expression, on obtient une température qui minimise cette équation. Nous utilisons cette méthode pour corriger dans les traitements ultérieurs les températures mesurées par les capteurs situés sur les parois du tuyau afin de connaître précisément la température à l'intérieur du tuyau.

Influence du coefficient de réflexion mesuré

Si on suppose toujours une erreur de mesure de la fonction de transfert, l'expression (2.7) montre aussi que la valeur du coefficient de réflexion R a une influence sur l'erreur commise sur R . En effet, si ce coefficient est proche de 1 (paroi fermée en $x=0$), la relation (2.7) devient:

$$\frac{dR}{dH_{ij}} = \frac{2j \cos^2(kx_j)}{\sin(k(x_j - x_i))}. \quad (2.16)$$

Si la condition (2.9) liée à l'espacement entre les microphones i et j est respectée, l'erreur sur le coefficient de réflexion dépend faiblement de l'erreur de mesure de H_{ij} si $\cos kx_j = 0$, soit:

$$x_j = (2n + 1)\lambda/4, \quad \text{pour } n \text{ entier} \quad (2.17)$$

L'abscisse $x = 0$ étant un ventre de pression (paroi fermée), le microphone situé en x_j doit alors se trouver près d'un noeud de pression pour minimiser l'influence des erreurs de mesure. La condition (relation 2.9) liée à l'espacement idéal entre les microphones implique que le microphone situé en x_i se trouve dans ce cas proche d'un ventre de pression.

Si le coefficient de réflexion est proche de -1 (tube ouvert, noeud de pression en $x = 0$), la relation (2.7) s'écrit:

$$\frac{dR}{dH_{ij}} = \frac{-2j \sin^2(kx_j)}{\sin(k(x_j - x_i))}. \quad (2.18)$$

Dans ce cas le microphone situé en x_j doit toujours être à un noeud de pression et par conséquent le capteur situé en x_i à un ventre de pression.

Enfin, si le coefficient de réflexion est proche de 0 (terminaison anéchoïque, $p^- = 0$), la relation (2.7) s'écrit alors:

$$\frac{dR}{dH_{ij}} = j \frac{e^{-2jkx_j}}{2\sin(k(x_j - x_i))}. \quad (2.19)$$

Dans ce cas précis, la valeur absolue de l'erreur commise sur le coefficient de réflexion est indépendante de la position du microphone situé en x_j par rapport l'origine $x = 0$. L'unique condition pour minimiser les erreurs est de respecter l'écartement idéal (relation 2.10).

Les mesures en situation anéchoïque présentent de ce fait un avantage pratique sur les autres configurations, car en théorie, il n'est pas possible d'annuler la valeur absolue du dénominateur de la relation (2.19), contrairement aux cas où $R = \pm 1$, relations (2.16) et (2.18).

Le second avantage dans l'utilisation de telles terminaisons est clairement mis en évidence par l'équation (1.64) définissant les deux états indépendants. Considérons par exemple une expérience utilisant la méthode à deux sources pour laquelle les terminaisons de part et d'autre du biporte soient parfaitement anéchoïques, par exemple $p_2^-(a) = 0$ et $p_1^+(b) = 0$. Dans ce cas, les deux états du système sont très différents car $(p_2^-/p_1^+)(a) \rightarrow 0$ et $(p_2^-/p_1^+)(b) \rightarrow \infty$; le déterminant Δ défini précédemment est alors très éloigné de 0. Les coefficients de la matrice de diffusion sont parfaitement déterminés.

En l'absence d'écoulement, il est possible de fabriquer des terminaisons relativement anéchoïques à toutes les fréquences utilisées dans nos mesures (mousses, capillaires, tuyaux souples très longs ...). En revanche, l'introduction d'un écoulement rend cette tâche plus compliquée, car il faut laisser circuler cet écoulement. De plus, il existe des contraintes techniques liées au montage expérimental (voir paragraphe 2.2.3). Des sources acoustiques intercalées entre le biporte et les terminaisons du guide principal introduisent nécessairement des discontinuités dans la géométrie. Dans ce cas, on ne peut plus parler de terminaisons anéchoïques, mais de terminaisons peu réfléchissantes. Nous avons fabriqué ce type de terminaisons peu réfléchissantes en présence d'écoulement (voir paragraphe 2.2.5).

Il existe aussi d'autres sources d'erreurs (nombres de Mach, température, ... par exemple) lors des mesures susceptibles d'influencer les résultats recherchés.

Erreurs de mesure de la température

Une erreur dT sur la température induit une erreur sur la célérité du son c_0 et donc sur les nombres d'onde k^\pm (chapitre 1). Afin de simplifier les expressions, le capteur i est situé en $x_i = 0$ dans la suite des calculs. Dans ce cas, la fonction de transfert entre deux capteurs j et i s'écrit, si on ignore les pertes liées à l'interaction entre la couche limite turbulente et la couche limite acoustique:

$$H_{ji} = \frac{e^{-jk_0/(1+M)x_j} + R e^{jk_0/(1-M)x_j}}{1+R}, \quad (2.20)$$

où k_0 est le nombre d'onde défini au chapitre 1, $R = p^-/p^+$ le coefficient de réflexion en $x = x_i = 0$.

La mesure de la fonction de transfert est indépendante de l'erreur commise sur T ($T = t + 273.15$ où t est la température en degrés Celsius). Cette erreur intervient seulement sur le traitement effectué à partir de la fonction de transfert. On peut donc écrire $dH_{ji}/dk = 0$, soit d'après la relation (2.20) et moyennant quelques lignes de calcul:

$$\frac{dR}{dk_0} = \frac{x_j(1+R)}{2 \sin(k_0 x_j/(1-M^2))} \left(\frac{1}{1+M} e^{-jk_0 x_j/(1-M^2)} - \frac{R}{1-M} e^{jk_0 x_j/(1-M^2)} \right). \quad (2.21)$$

Sachant que:

$$\frac{dR}{dT} = \frac{dR}{dk_0} \times \frac{dk_0}{dc_0} \times \frac{dc_0}{dT}, \quad (2.22)$$

où T est la température absolue, c_0 la vitesse du son variant avec la racine de la température, on obtient alors:

$$\frac{dR}{dT} = -\frac{k_0 x_j(1+R)}{2c_0^2 \sin(k_0 x_j/(1-M^2))} \left(\frac{1}{1+M} e^{-jk_0 x_j/(1-M^2)} - \frac{R}{1-M} e^{jk_0 x_j/(1-M^2)} \right). \quad (2.23)$$

On remarque que cette expression dépend de k_0 . L'erreur augmente donc linéairement avec la fréquence acoustique. Elle augmente aussi linéairement avec l'abscisse x_j , ce qui montre que parmi les distances possibles entre les deux capteurs (équation 2.10), la plus courte est la meilleure, c'est à dire $\Delta x_j = \lambda/4$.

Erreurs de mesure du débit

L'erreur de mesure du débit ayant une influence directe sur le nombre de Mach de l'écoulement moyen, le même raisonnement qu'au paragraphe précédent peut être utilisé, c'est-à-dire, $dH_{ji}/dM = 0$, dM représentant l'erreur sur le nombre de Mach.

Dans ce cas l'erreur commise sur R dépend de l'erreur sur le nombre de Mach sous la forme suivante:

$$\frac{dR}{dM} = \frac{-k_0 x_j(1+R)}{2 \sin(k_0 x_j/(1-M^2))} \left(\frac{1}{(1+M)^2} e^{-jk_0 x_j/(1-M^2)} - \frac{R}{(1-M)^2} e^{jk_0 x_j/(1-M^2)} \right). \quad (2.24)$$

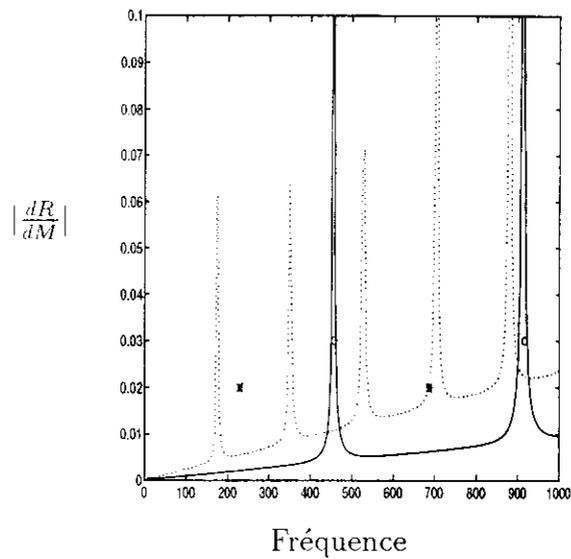


FIG. 2.3 - Résultat issu de simulation. Valeur absolue de l'erreur sur un coefficient de réflexion R liée à une erreur dM sur le nombre de Mach de l'écoulement principal en fonction de la fréquence pour des calculs avec deux paires de microphones. $R = 0.5$, $M = 0.05$, $dM = 0.0024$; . . . écartement entre les microphones de 0.9715 m; — écartement entre les microphones de 0.375 m, les symboles (*) représentent les fréquences pour lesquelles l'espacement (0.375 m) entre les microphones est un multiple impair d'un quart de longueur d'onde acoustique, les symboles (o) celles pour lesquelles l'espacement est un multiple d'une demi-longueur d'onde acoustique

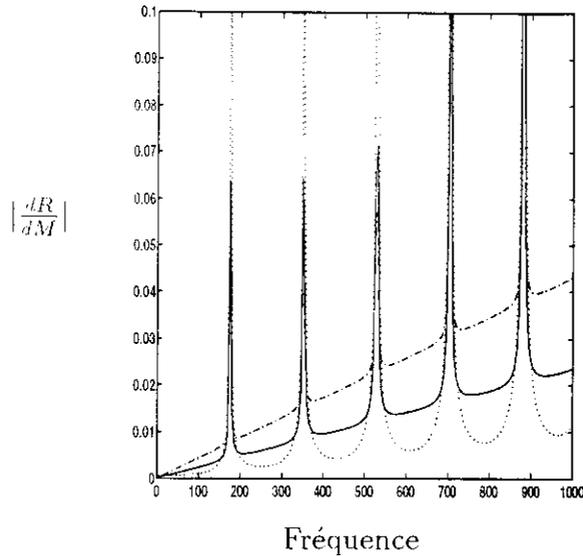


FIG. 2.4 - Résultat issu de simulation, influence de l'amplitude de la valeur du coefficient sur l'erreur obtenue. Valeur absolue de l'erreur sur le coefficient de réflexion R pour une erreur $dM = 0.0024$ sur le nombre de Mach $M = 0.05$ en fonction de la fréquence avec un écartement entre les microphones de 0.9715 m; — $R = 0.5$; . . . $R = 0.001$; - - - $R = 1$

Les memes remarques qu'au paragraphe précédent s'appliquent ici. Les influences des différentes sources d'erreur sont représentées sur les figures 2.3 à 2.5 pour un nombre de Mach égal à 0.05 et un écart relatif (dM/M) de 4.8%. La figure 2.3 montre la croissance de l'erreur en fonction de la fréquence pour un écartement microphonique donné. L'erreur augmente aussi avec l'espacement intermicrophonique pour une fréquence fixe.

Sur cette figure sont aussi représentées les fréquences (*) pour lesquelles l'espacement entre les microphones (0.375 m) minimise l'erreur, voir relation (2.9), et celles (o) pour lesquelles l'erreur est maximale, voir relation (2.8). Cela montre qu'il est préférable d'effectuer les mesures pour les fréquences telles que $\Delta x = \lambda/4$ plutôt que pour celles telles que $\Delta x = (2n + 1)\lambda/4$ où $n > 1$.

La figure 2.4 représente l'influence de l'amplitude de la valeur du coefficient mesuré (dans cet exemple, R est strictement réel). L'erreur est minimisée lorsqu'on mesure un coefficient de réflexion proche de 0, d'où l'intérêt d'utiliser des charges anéchoïques dans les expériences. La figure 2.5 représente les effets liés à la phase du coefficient de réflexion, à amplitude constante. On constate également l'effet de la phase sur l'erreur, notamment autour de 800 Hz pour les exemples choisis ici. Cet exemple montre que les fréquences qui optimisent les résultats varient pour un même écartement microphonique en fonction de la phase du coefficient mesuré. C'est pourquoi il apparaît difficile de regrouper l'ensemble des conditions qui minimisent les erreurs.

En conclusion, on peut dire néanmoins que l'influence des erreurs de mesure sur les résultats recherchés est minimisée lorsque les espacements intermicrophoniques sont voisins de $\lambda/4$ et que les terminaisons utilisées sont le plus anéchoïques possible.

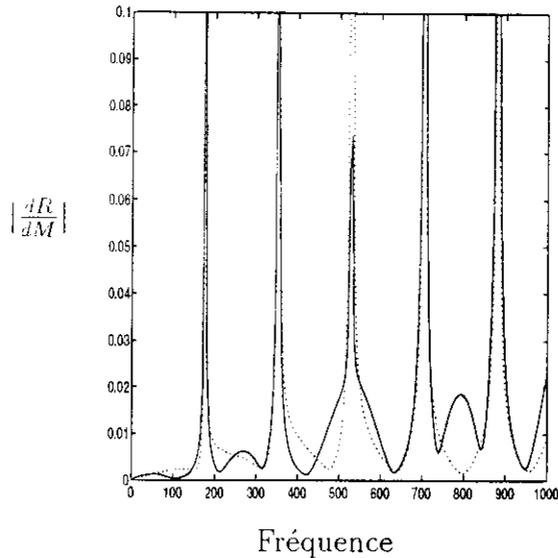


FIG. 2.5 - Résultats issus de simulation. Valeur absolue de l'erreur sur le coefficient R liée à l'argument du coefficient. Nombre de Mach $M = 0.05$, erreur sur le nombre de Mach $dM = 0.0024$, écartement entre les microphones de 0.9715 m; — $R = 0.5e^{-jk_0 \times 1.3}$; ... $R = 0.5e^{-jk_0 \times 0.2}$

2.2 Montage expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental permettant de mesurer les quantités physiques utiles définies dans les chapitres précédents. Pendant de nombreuses années, les mesures sur les silencieux automobiles ou d'autres géométries dans lesquelles circule un fluide n'ont pas pris en compte les effets de l'écoulement moyen sur la propagation des ondes acoustiques. Depuis une vingtaine d'années, les différents travaux portant sur la propagation acoustique en présence d'écoulement ont clairement montré que la présence d'un écoulement peut modifier de manière considérable le comportement acoustique de telles discontinuités [16], [49].

Actuellement, il paraît donc nécessaire de tenir compte des écoulements à la fois dans les modèles théoriques et dans le traitement des données expérimentales. Parallèlement, les normes industrielles évoluant, il devient important de prévoir le comportement acoustique de différentes configurations afin de réduire les coûts et les délais de fabrication. Afin de déterminer les caractéristiques d'un biporte acoustique en présence d'écoulement, il est alors indispensable d'utiliser un banc de mesure avec lequel on puisse à la fois contrôler le champ acoustique et l'écoulement stationnaire de façon précise.

C'est dans ce contexte que l'Institut d'Acoustique et de Mécanique (où se sont effectués les travaux de la thèse) a décidé dès 1994 de se doter d'un banc de mesure acoustique avec écoulement. Aucun dispositif de ce type n'existant au laboratoire, ce projet a été progressivement mis en place dans le cadre de ce travail de thèse. La conception et la réalisation du dispositif ont été menés en collaboration étroite avec l'Université Technologique d'Eindhoven et le Centre de Transfert de Technologie du Mans. Ce dispositif de mesure a été et/ou sera notamment utilisé pour divers autres travaux parmi lesquels on peut citer:

- mesures pour la caractérisation de matériaux poreux (SNECMA),
- mesures pour la propagation non linéaire en conduit sans écoulement (I.A.M.)
- mesures de caractéristiques de silencieux industriels (C.T.T.M.)
- caractérisation du bruit de ventilateur (Stage D.E.A. à l'I.A.M.)

- étude de la propagation acoustique avec écoulement dans les coudes (Flodac).

Le dispositif actuel est le résultat de trois années de travail et son état permet de mesurer le comportement acoustique de nombreuses configurations de manière précise (chapitres 3 et 4). Cependant, le banc de mesure est encore en phase d'évolution, beaucoup d'améliorations peuvent être envisagées parmi lesquelles:

- une source de débit permettant d'obtenir des vitesses d'écoulement plus élevées et plus stables,
- augmentation du nombre de microphones utilisables, ce qui se traduit par un système d'acquisition comportant un plus grand nombre de voies (6 actuellement),
- amélioration des terminaisons anéchoïques,
- salle d'expérimentation plus longue (8 mètres actuellement)
- sources acoustiques très basses fréquences et peu réfléchissantes,

2.2.1 Source de débit

Le dispositif expérimental global est décrit sur la figure 2.6. Deux sources de débit ont été utilisées: l'air comprimé du réseau et des ventilateurs. Dans un premier temps, nous avons utilisé le système d'alimentation d'air comprimé du laboratoire comme source de débit. Celui-ci délivre jusqu'à dix bars de pression avec des oscillations autour de la valeur fixée pendant le temps nécessaire à l'acquisition des données. C'est pourquoi un régulateur de débit a été intercalé en amont du montage expérimental permettant ainsi de réduire l'amplitude des oscillations du débit pendant toute la durée des expériences. Le résultat ainsi obtenu est une stabilisation à $\pm 4\%$ autour de la valeur moyenne pour des nombres de Mach faibles ($M < 0.03$), mais supérieurs à $\pm 10\%$ pour des nombres de Mach supérieurs à 0.1. L'influence de ces oscillations étant importante (relation 2.24), les erreurs effectuées dans la détermination des coefficients cherchés deviennent considérables. En effet, dès que les fréquences s'éloignent des valeurs qui correspondent à des écartements entre microphones proches de $\lambda/4$, les résultats deviennent alors peu exploitables. Ce système d'alimentation permet donc d'atteindre des nombres de Mach élevés, mais induit un biais sur les résultats de mesure.

Dans un second temps, nous avons utilisé un ventilateur qui permet d'obtenir un débit beaucoup plus stable, mais aussi plus faible. Ce ventilateur est entraîné par un moteur alimenté par un variateur de fréquence qui permet de délivrer un débit constant (variations inférieures à 1 % pour les débits les plus forts correspondants à un nombre de Mach dans le guide principal autour de 0.075). L'inconvénient d'un ventilateur est que la charge qu'il peut tenir est faible. Les différentes pertes de charge réparties dans le dispositif expérimental (coudes, changements de section, bifurcations, vannes, longueur des tuyaux, géométrie du biporte) diminuent le débit fourni par le ventilateur. Lorsque le biporte est constitué d'un tuyau droit, l'écoulement peut atteindre des nombres de Mach allant jusqu'à 0.07 dans la section de mesure (diamètre 30 mm), mais seulement 0.05 pour les diaphragmes que nous utilisons.

2.2.2 Mesures de l'écoulement

La mesure du débit est effectuée par un débitmètre à turbine type ITT Barton 7445, et son système de traitement, figure 2.6. Ce débitmètre est linéaire à $\pm 0.5\%$ dans la gamme 24 à 136 m^3/h . Cette mesure est corrigée en température et en pression par deux capteurs situés à plus de 10 diamètres en aval du débitmètre pour ne pas y perturber l'écoulement (figure 2.6). Le débitmètre est calibré par le constructeur et l'erreur de mesure est inférieure à 0.2% avec une répétabilité de l'indication à $\pm 0.12\%$. Afin de déterminer précisément la vitesse du son, deux sondes de température étalonnées (type Pt 100 , 3 fils) de résolution 0.01 degré Celsius sont disposées sur la surface externe du guide principal de part et

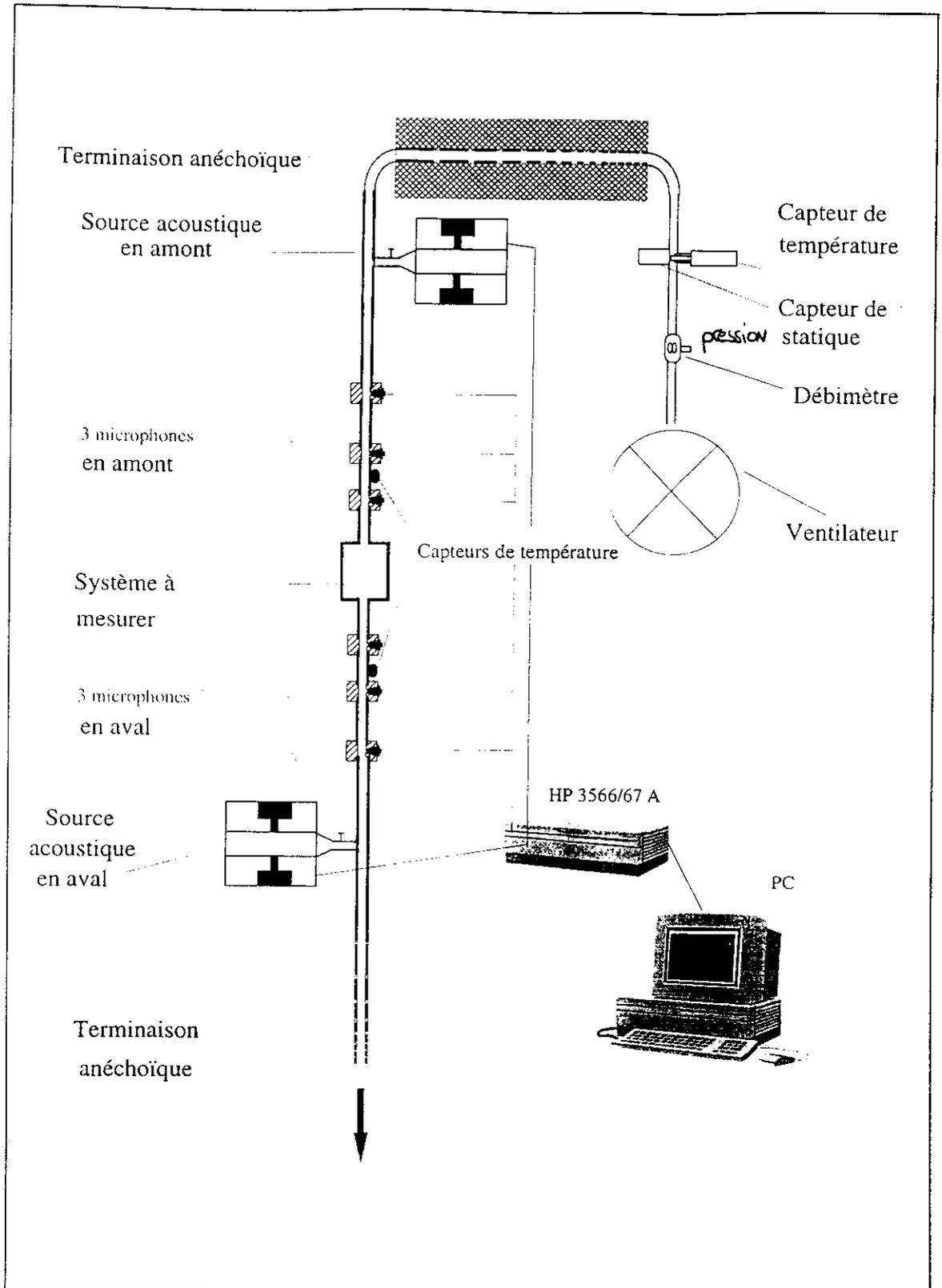


FIG. 2.6 - Description globale du dispositif expérimental

d'autre du biporte acoustique. Ces capteurs sont protégés par des matériaux isothermes afin de les isoler thermiquement des fluctuations extérieures de température.

Lorsque les pertes de charges sont importantes, le ventilateur réchauffe l'air circulant dans les tuyaux augmentant de façon importante la température de l'air et la vitesse du son, c'est pourquoi la présence des capteurs de température sur les tuyaux est nécessaire. Néanmoins, les températures de l'air circulant dans les conduites n'étant pas égales à celles des parois, une méthode de surdétermination est utilisée pour calculer la température du fluide (paragraphe 2.1.5). Dans le même but, l'humidité relative de l'air est aussi mesurée.

Deux prises de pression statique sont situées de part et d'autre de la zone de mesure acoustique. Elles sont reliées soit à un manomètre différentiel à eau, soit un capteur de pression différentiel Effa (linéaire à 0.1 % sur la gamme 0 à 20 mb). Elles permettent de mesurer les pertes de charge régulières dans le cas où le biporte est simplement un tube droit, et les pertes de charge totales (régulières et singulières) lorsque le biporte acoustique possède des discontinuités.

Pour des raisons d'encombrement, un coude de rayon 50 cm perturbe l'écoulement avant la zone où sont effectuées les mesures des pressions acoustiques. C'est pourquoi un tube d'une longueur de 2 mètres est aussi introduit dans le but d'obtenir un écoulement turbulent pleinement établi dans la zone de mesure.

2.2.3 Sources acoustiques

Initialement, la méthode de mesure employée était la méthode à deux charges avec la source acoustique placée en amont du montage. Pour les raisons soulignées dans le paragraphe 2.1.4, nous avons ensuite opté pour la méthode à deux sources. Ces sources sont situées de part et d'autre des microphones, avant les terminaisons anéchoïques, figure 2.6. Les sources acoustiques utilisées au départ étaient des chambres de compression type Bouyer, ce qui limitait le niveau acoustique aux basses fréquences ($f < 300$ Hz).

Ultérieurement, deux autres sources ont été fabriquées pour obtenir des niveaux acoustiques constants de 130 dB SPL entre 40 et 1000 Hz avec une charge anéchoïque, figure 2.8. Ces sources acoustiques sont

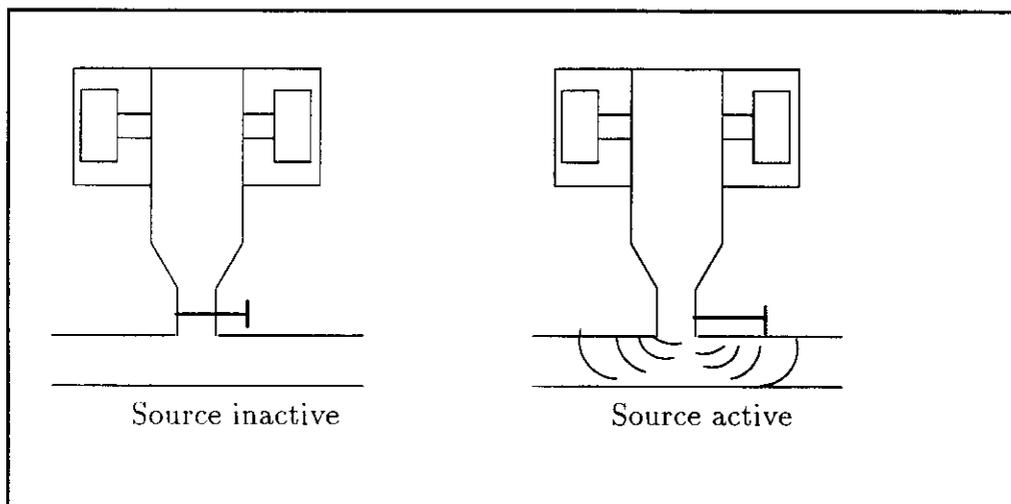


FIG. 2.7 - Description schématique de la disposition des sources acoustiques

constituées chacune de six haut-parleurs disposés en étoile autour d'un conduit circulaire de diamètre 100 mm. Le diamètre de ce conduit est supérieur à celui du guide d'onde à cause du diamètre des haut-parleurs. L'ensemble est enfermé dans un caisson étanche relié de part et d'autre au guide principal (diamètre 30 mm) par des jonctions souples (pour éviter de transmettre les vibrations mécaniques) et

deux cônes d'angle 10° . Ces sources peuvent être traversées par le guide d'onde principal. Néanmoins, les mesures réalisées avec cette configuration ont montré que l'ensemble source + cônes avait une fréquence de résonance autour de 300 Hz qui masquait alors la présence des charges anéchoïques et par conséquent la précision des résultats cherchés. La dernière solution utilisée actuellement est la suivante : les sources

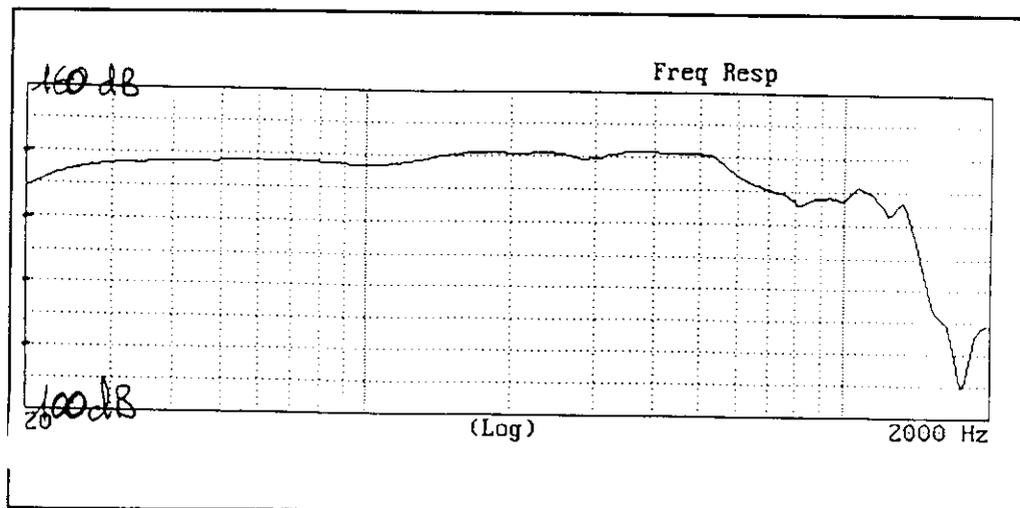


FIG. 2.8 - Courbe de réponse des sources acoustiques composées de six haut-parleurs disposés en grappe autour du guide d'onde principal

sont reliées perpendiculairement au guide principal par un conduit comportant une vanne qui peut être fermée lorsque la source est inactive (figure 2.7).

Dans ce cas, le volume constitué par la cavité comprise entre le tuyau principal et la vanne est suffisamment faible pour que les sources soient peu réfléchissantes (figure 2.12). Chaque source est alimentée par un amplificateur de puissance et peut être pilotée à l'aide d'un système d'acquisition. Le niveau acoustique à toutes les fréquences est largement supérieur au bruit généré par l'écoulement.

2.2.4 Zone de mesure acoustique

La zone de mesure proprement dite, figure 2.9, est constituée par l'assemblage de tubes d'acier droits de longueurs variables (de 70 mm à 2000 mm, progression en fonction du nombre d'or), de 30 mm de diamètre et de 4 mm d'épaisseur. La surface interne des tuyaux a une rugosité de l'ordre du micromètre, on considérera en conséquence les parois comme étant lisses.

Les tuyaux peuvent être assemblés soit par des pièces d'adaptation en acier, soit par l'intermédiaire des supports microphoniques. En effet, le diamètre des transducteurs (10.3 mm) étant large comparé au diamètre des tuyaux (30 mm), les microphones sont reliés au tuyau principal par l'intermédiaire de supports en acier. Un canal (3.5 mm de diamètre, 1.5 mm de longueur) relie le tube principal à une cavité cylindrique (10.3 mm de diamètre, 0.5 mm de hauteur) fermée en sa partie supérieure par le transducteur. La fréquence de résonance de cette cavité de Helmholtz ainsi constituée se situe autour de 8 kHz, de sorte qu'elle reste compacte par rapport aux longueurs d'ondes utilisées.

Les pressions acoustiques sont mesurées avec six transducteurs piezoélectriques à électronique intégrée (type PCB 116 B) de résolution 91 dB et dont la dynamique est de 90 dB. Ils sont alimentés directement par le système d'acquisition grâce à des câbles coaxiaux de 3 mètres de longueur. Les capteurs sont compensés en accélération normale pour éviter la mesure d'éventuelles vibrations des parois du guide d'onde et sont adaptés sur les supports décrits précédemment.

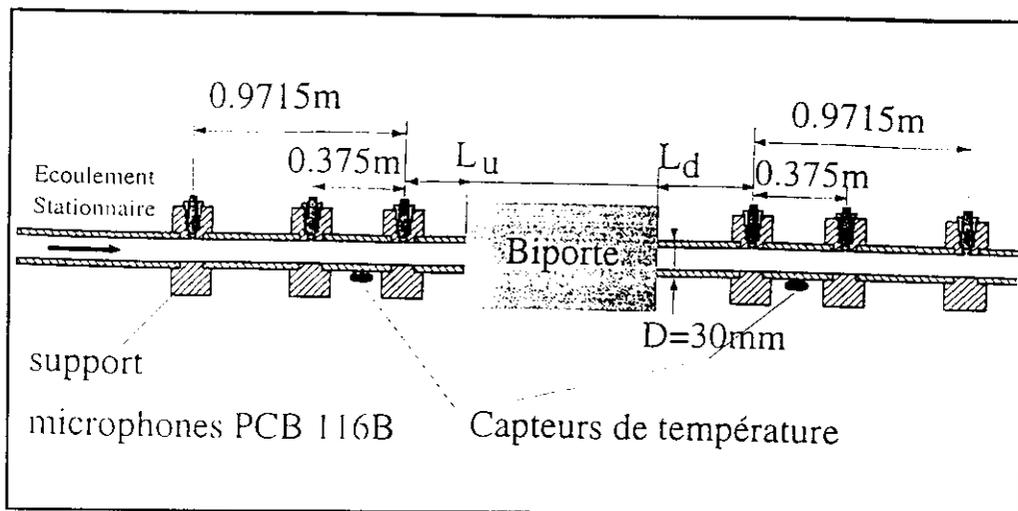


FIG. 2.9 - Détails de la zone de mesure acoustique. Les microphones sont numérotés x_{u1} , x_{u2} , x_{u3} en amont du biporte (x_{u1} est le plus proche du biporte) et x_{d1} , x_{d2} , x_{d3} en aval (x_{d1} est le plus proche du biporte)

Malgré la compensation en accélération des microphones et l'épaisseur des tuyaux utilisés, nous avons rencontré dans un premier temps des problèmes liés aux vibrations mécaniques, perturbant ainsi les mesures. Dix supports en acier de 30 kg chacun ont été conçus afin de d'atténuer les vibrations engendrées par les sources acoustiques. Ils sont placés de façon non également répartie le long de la région où se situent les microphones. De plus, ces supports identiques ont permis de résoudre les problèmes d'alignement du montage expérimental.

Les six microphones sont placés de la manière suivante: trois microphones en amont du biporte, situés à des abscisses notées respectivement x_{u1} , le plus proche du biporte, x_{u2} et x_{u3} ; trois microphones en aval du biporte aux abscisses x_{d1} , x_{d2} et x_{d3} , figure 2.9. Les distances entre les trois capteurs en amont sont identiques au dixième de millimètre près à celles en aval et sont connues à environ 0.02 mm ($\Delta x_{1x_2} = 0.375$ m, $\Delta x_{1x_3} = 0.970$ m et $\Delta x_{2x_3} = 0.585$ m). Le biporte est situé à des distances variables de x_{u1} et x_{d1} selon les besoins.

2.2.5 Charges acoustiques utilisées

La technique de mesure employée (méthode à deux sources, paragraphe 2.1.4) suggère l'utilisation de charges anéchoïques en amont et en aval du système à étudier. Les terminaisons utilisées ici sont constituées d'un tuyau longueur $\simeq 1.1$ mètre perforé de trous (diamètre 7 mm) espacés suivant une progression géométrique. Le nombre de perforations augmente à mesure qu'on s'éloigne de la zone de mesure. Ce tuyau est entouré d'un matériau résistif, ce qui permet d'adapter progressivement l'impédance du guide à l'impédance caractéristique de l'air ($\rho_0 c_0$) [50]. L'ensemble constitue alors une terminaison dont le coefficient de réflexion p^-/p^+ est faible sur une large bande de fréquence en présence d'un écoulement superposé.

Il est théoriquement possible de prévoir le comportement acoustique d'une telle terminaison et de faire varier les différents paramètres (diamètre des trous, raison géométrique, nombre de trous par section, longueur du tuyau perforé, résistance du matériau autour du tuyau) afin de l'optimiser.

Nous montrons ici (figure 2.12) une comparaison entre les coefficients de réflexion issus du modèle et de différentes configurations expérimentales représentées sur la figure 2.11.

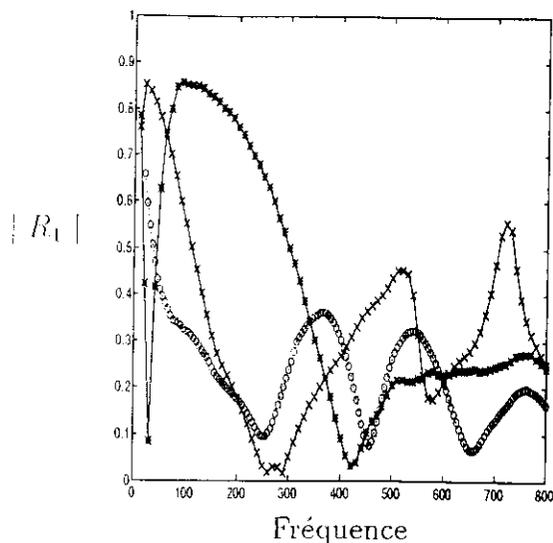


FIG. 2.10 - $M = 0$. Valeur absolue du coefficient de réflexion de la charge utilisée en fonction de la fréquence. Source inactive traversée par le guide principal (cas (d) figure 2.11) : * ; Source inactive avec vanne ouverte (source non isolée, cas (b) figure 2.11) : x ; Source inactive vanne fermée (source isolée, cas (c) figure 2.11) : o. Les résultats montrent que la charge la moins réfléchissante est obtenue dans la configuration (c)

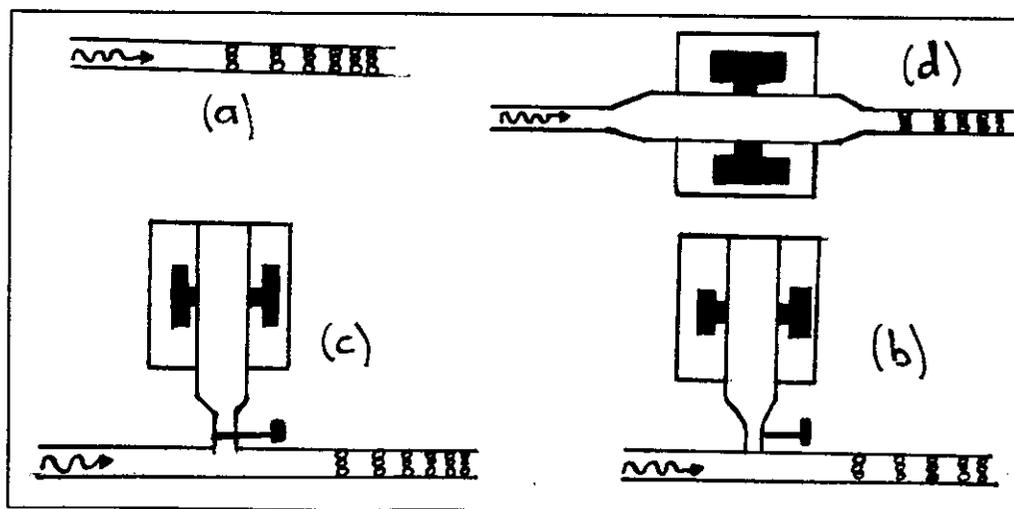


FIG. 2.11 - Description schématisques de diverses configurations dans la position des sources acoustiques. (a): Charge anéchoïque seule, (b): source éteinte non isolé du système de mesure, (c): source éteinte isolée du système de mesure, (d): source traversée par le guide d'onde. La source acoustique excitatrice est située en amont de chacune des configurations.

- Dans un premier temps, la terminaison est constituée par le tube perforé seul, cas (a). Cette configuration permet de vérifier la validité du modèle simple (la comparaison entre le modèle simple et cette configuration donne de bons résultats), mais il ne présente pas d'intérêt pratique. En effet, lors des mesures, une source acoustique inactive est intercalée (schéma figure 2.11).
- Une mesure identique est alors effectuée pour une terminaison composée du même tube et de la source acoustique inactive, la vanne permettant d'isoler la source du système de mesure est ouverte, la source fait partie intégrante de la mesure, cas (b).
- La mesure est réalisée en isolant la source, vanne fermée, cas (c).
- La mesure est réalisée lorsque la source est traversée par le guide d'onde principal, cas (d).

Les courbes correspondant aux situations réelles d'expériences sont comparées sur les figures 2.12 et 2.10. On remarque que le choix initial consistant à utiliser des sources traversantes pour gagner en niveau acoustique entraîne un coefficient de réflexion élevé aux basses fréquences. Lorsque la charge est constituée d'une source acoustique non isolée et du tuyau perforé, le coefficient de réflexion est plus élevé. Si la vanne permettant d'isoler la source est fermée, ce coefficient devient plus faible. A l'extrémité en amont

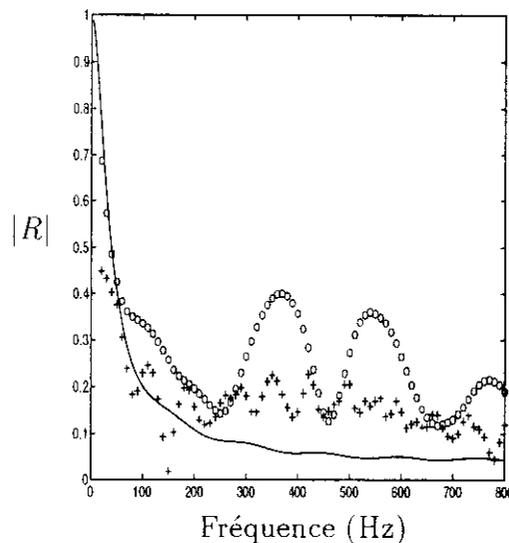


FIG. 2.12 - $M = 0.043$. Valeur absolue du coefficient de réflexion de la charge utilisée en fonction de la fréquence. Terminaison en amont du système de mesure dans les conditions réelles des expériences + (source inactive isolée par la vanne fermée, cas (c) figure figure 2.11; terminaison en aval du système de mesure dans les conditions réelles des expériences \circ ; Modèle sans écoulement — .

du dispositif expérimental, la charge acoustique est constituée par le coude (figure 2.6), la terminaison anéchoïque qui traverse une chambre d'expansion tapissée d'un matériau absorbant, la région de mesure du débit et le ventilateur. Cette chambre d'expansion est introduite en amont du système afin de limiter le bruit produit par le ventilateur et servir de terminaison anéchoïque. Le coefficient de réflexion de cette charge est mesuré et comparé au modèle simple (figure 2.12). Le coefficient de réflexion reste faible et la terminaison ainsi réalisée en amont du système est bien adaptée à la méthode à deux sources.

Il existe d'autres moyens de réaliser des terminaisons anéchoïques en présence d'écoulement, comme par exemple de placer un diaphragme en fin de tuyau [51]. Ce type de charge n'est efficace qu'autour d'un nombre de Mach bien déterminé et pour des fréquences acoustiques faibles. Une autre possibilité consiste à enrouler un tuyau souple de très grande longueur (tuyau "infini"). Ceci a pour conséquence d'augmenter

les pertes de charge et pose un problème, compte tenu de la source de débit utilisée.

2.2.6 Acquisition et traitement des données

Le système d'acquisition des signaux issus des microphones est un analyseur multivoies (comprenant 6 canaux) type H.P 3566/67 A et un logiciel de traitement par F.F.T. permettant d'obtenir les fonctions de transfert entre les différents microphones. Cet analyseur alimente directement les capteurs. Il pilote les sources acoustiques grâce à un logiciel de modulation (sinus glissant). Le signal acoustique est un signal sinusoïdal variant par pas fréquentiel fixe dans la bande de fréquence choisie (Sinus glissant linéaire). Pour chaque fréquence, une moyenne est effectuée sur 200 périodes dans le cas sans écoulement et sur 400 périodes en présence d'écoulement. Le niveau sonore peut être asservi pour délivrer un niveau constant à la source ou un niveau constant sur un capteur selon les besoins expérimentaux. Les données expérimentales (fonctions de transfert, débits, températures) sont ensuite traitées numériquement à l'aide du logiciel Matlab pour obtenir les coefficients de la matrice de diffusion.

2.2.7 Calibration des microphones

Une détermination précise de la fonction de transfert entre deux capteurs nécessite au préalable une calibration rigoureuse en gain et en phase des deux chaînes de mesure afin de minimiser les erreurs systématiques lors de l'acquisition de données.

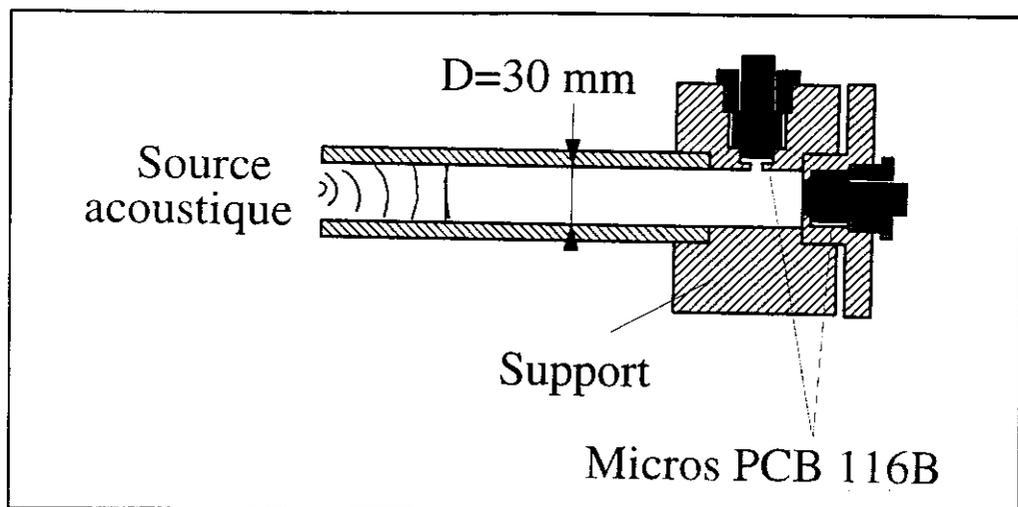


FIG. 2.13 - Description du montage expérimental relatif à la calibration des microphones.

Chaque chaîne est constituée d'une petite cavité reliée au tube principal, d'un transducteur piézoélectrique, de sa connexion au système d'acquisition, du système d'acquisition lui-même et de l'analyseur F.F.T.. Dans le cadre de l'acoustique linéaire, les propriétés acoustiques d'un système linéaire sont indépendantes du type d'excitation et du niveau de la source. Une calibration absolue de la chaîne de mesure n'est donc pas nécessaire; en revanche, une calibration relative est indispensable.

Etant donné la façon dont sont montés les microphones, il apparaît impossible de les calibrer à la manière de Seybert et Ross [52]. Ceux-ci calibrent leur système en plaçant les capteurs en ras de parois d'une plaque rigide fixée à l'extrémité d'un tube circulaire. Les transducteurs doivent alors mesurer la même pression sans différence de phase. Si ce n'est pas le cas, une correction est alors apportée pour tenir compte

de la différence de réponse des deux voies. Il est évident que l'influence des cavités dans le support des capteurs lors de mesures ultérieures serait ignorée si nous choissions cette procédure car on ne tiendrait pas compte du montage et du démontage des microphones entre la phase de calibration et les mesures.

Chung et Blaser [45] ont proposé une autre technique afin d'éviter la phase de calibration. Dans leur méthode, une première mesure de fonction de transfert est réalisée avec une configuration initiale de la position des microphones. une seconde mesure est ensuite effectuée avec une position des microphones interchangée. Le résultat final est obtenu en faisant une moyenne géométrique des deux mesures. Là encore, le changement de position des transducteurs dans les cavités des supports après montage et démontage serait ignoré dans les mesures.

Nous proposons une méthode de calibration relative des microphones in-situ, l'avantage étant alors que les microphones occupent exactement la même place au sein de leurs supports respectifs pendant les calibrations et les mesures. Le schéma du montage expérimental est décrit figure 2.13.

Un capteur de référence est situé en ras de paroi d'une pièce d'adaptation fermant le tube. Cette paroi parfaitement réfléchissante est choisie comme origine des abscisses. Si on néglige l'influence de la dissipation par conduction thermique à travers la couche limite thermique acoustique sur la paroi plane, le coefficient de réflexion au point $x=0$ est connu et vaut 1 (la vitesse acoustique étant nulle sur la paroi, il n'y a pas de dissipation due aux effets visqueux, nous ignorons ici les effets thermiques très faibles). Le microphone à étalonner est monté sur le support décrit précédemment et se situe à 7.5 mm de l'extrémité fermée.

Si la pression p_r mesurée sur le microphone situé en bout de tube est la pression de référence, on peut déduire la pression p_j^* que l'on doit avoir sur le microphone situé en x_j :

$$\frac{\hat{p}_j^*(x_j, \omega)}{\hat{p}_r(x_r, \omega)} = H_{jr}^t(\omega), \quad (2.25)$$

où $H_{jr}^t(\omega)$ est la fonction de transfert théorique entre les deux capteurs (ici, $H_{jr}^t(\omega) = \cos kx_j$ où le nombre d'onde k tient compte des pertes viscothermiques 1. Parallèlement, la fonction de transfert mesurée entre les deux microphones s'exprime sous la forme suivante:

$$H_{jr}^m(\omega) = \frac{\hat{p}_j(x_j, \omega)}{\hat{p}_r(x_r, \omega)}. \quad (2.26)$$

Les deux dernières relations permettent d'exprimer la pression en x_j sous la forme:

$$\hat{p}_j^*(x_j, \omega) = \eta_{jr}(\omega) \hat{p}_j(x_j, \omega), \quad (2.27)$$

où $\eta_{jr}(\omega) = H_{jr}^t(\omega)/H_{jr}^m(\omega)$ est un facteur de correction en amplitude et en phase de la pression mesurée en x_j . En effectuant la même démarche pour un autre capteur (numéroté j), on obtient la relation suivante:

$$\hat{p}_i^*(x_i, \omega) = \eta_{ir}(\omega) \hat{p}_i(x_i, \omega). \quad (2.28)$$

On peut alors exprimer la relation permettant de corriger la mesure de la fonction de transfert entre deux capteurs i et j . Elle s'écrit:

$$H_{ij}^*(\omega) = \eta_{ij} H_{ij}(\omega), \quad (2.29)$$

avec:

$$\eta_{ij}(\omega) = \frac{\cos(kx_i)}{\cos(kx_j)} \frac{H_{jr}^m}{H_{ir}^m}. \quad (2.30)$$

η_{ij} est alors le facteur de correction de la mesure de la fonction de transfert entre les deux capteurs i et j . Chaque microphone possède son propre support et aucune modification n'est apportée à l'ensemble entre la phase d'étalonnage et les mesures ultérieures. Les résultats des calibrations sont présentés sur la figure 2.14 en amplitude et en phase en fonction de la fréquence pour une paire de capteurs.

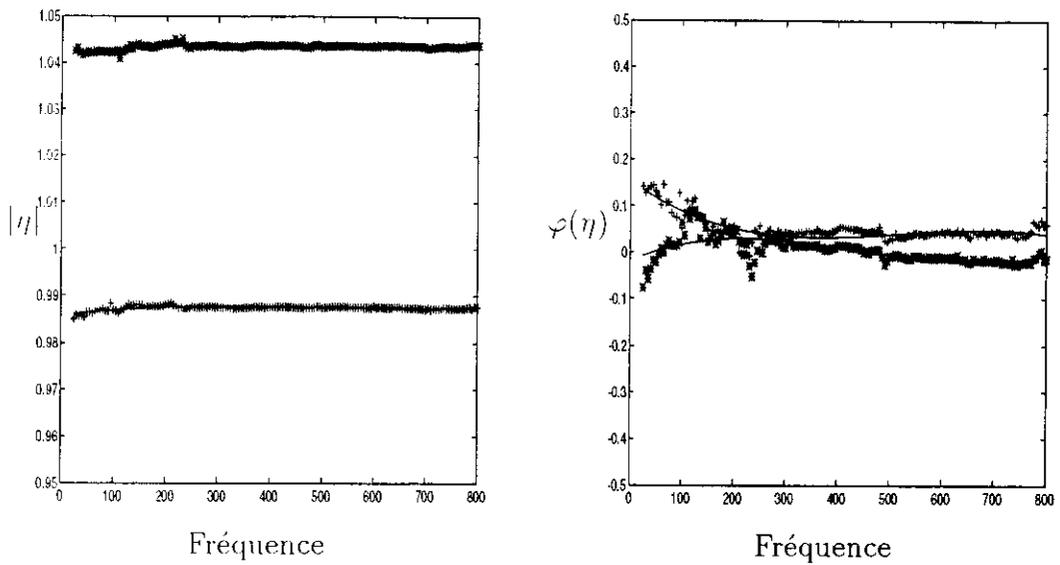


FIG. 2.14 - Valeurs absolues et phases (en degrés) de η_{u2} η_{d3} en fonction de la fréquence. Les pas fréquentiels n'étant pas nécessairement identiques lors des calibrations et lors des mesures proprement dites, ces résultats sont alors interpolés pour pouvoir être traités simultanément aux mesures. En traits pleins sont représentés les interpolations choisies pour les amplitudes et les arguments.

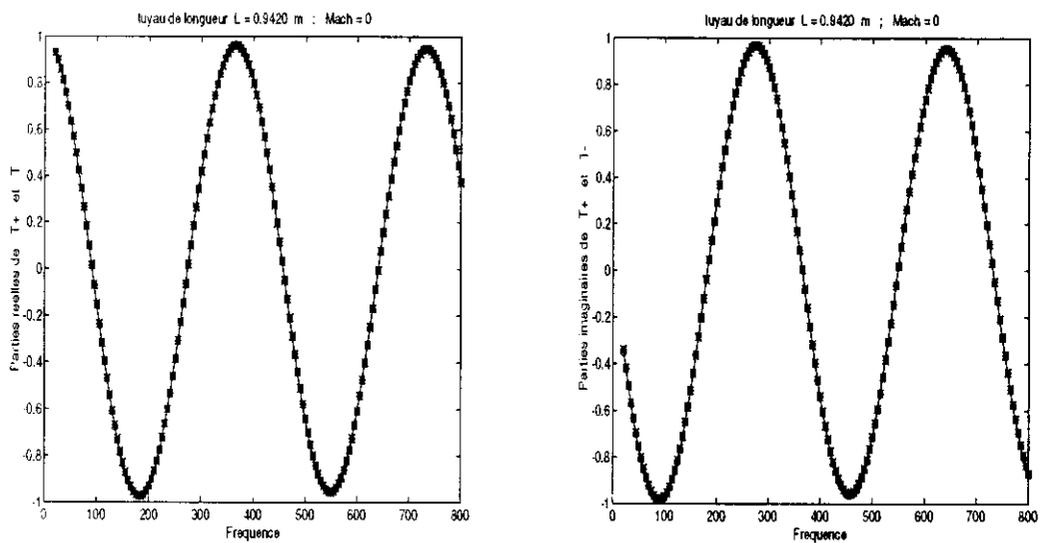


FIG. 2.15 - Parties réelles et imaginaires de T^+ (*), et T^- (o) sans écoulement. Valeur théorique —. On ne distingue pas les symboles * et o car ils sont confondus ($T^+ = T^-$)

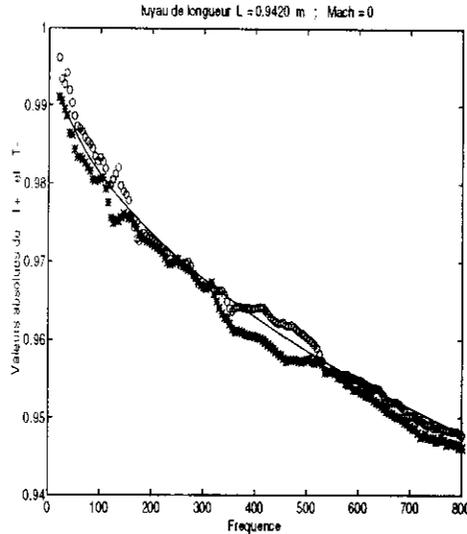


FIG. 2.16 - Valeurs absolues de T^+ , * et T^- , \circ . Valeur théorique en traits pleins

2.3 Validation de la méthode de mesure

Nous allons utiliser les résultats concernant la méthode de mesure à deux sources et le formalisme des matrices de diffusion pour retrouver les caractéristiques connues d'un biporte acoustique constitué par un tube droit. Le but de cette partie consiste à valider la méthode de mesure et le dispositif expérimental avec ou sans écoulement superposé. Cela permettra par la suite d'étudier expérimentalement le comportement acoustique de biportes plus complexes.

2.3.1 Tuyau droit sans écoulement

Pour un biporte constitué par un tube droit de longueur L , la matrice de diffusion liant les pressions des ondes aller et retour de part et d'autre de ce biporte s'écrit, dans l'hypothèse de propagation en ondes planes:

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp^{-jk^+L} & 0 \\ 0 & \exp^{-jk^-L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix}. \quad (2.31)$$

Cette relation montre que le biporte est réciproque ($T^+ = T^-$) et symétrique ($T^+ = T^-$ et $R^+ = R^-$) lorsque les mesures sont réalisées en l'absence d'écoulement. Les nombres d'onde k^+ et k^- sont égaux au nombre d'onde k du modèle de Kirchhoff.

Pour un tuyau de longueur $L = 0.942$ mètre, les résultats sont présentés pour les coefficients de transmission T^\pm ($R^\pm = 0$) sur la figure 2.15 pour des fréquences inférieures à 800 Hz. Les parties réelles et imaginaires des résultats de mesure sont en excellent accord avec la relation (2.31). Pour analyser plus finement les résultats, on utilise plutôt les valeurs absolues et les phases des coefficients T^\pm pour comparer les pertes viscothermiques au modèle de Kirchhoff, figure 2.16, et mesurer la longueur du tuyau figure 2.17 (a). Concernant les pertes qui restent très faibles, les résultats montrent que le dispositif expérimental permet de retrouver l'expression de la partie imaginaire du nombre d'onde avec une erreur inférieure à 5%. L'erreur relative sur la longueur, figure 2.17(b), est inférieure à 0.4% sur toute la gamme de fréquence étudiée et inférieure à 0.2% pour les fréquences supérieures à 50 Hz. Il faut noter que toutes les mesures sont prises en compte quel que soit l'écartement des capteurs en regard de la fréquence. Les

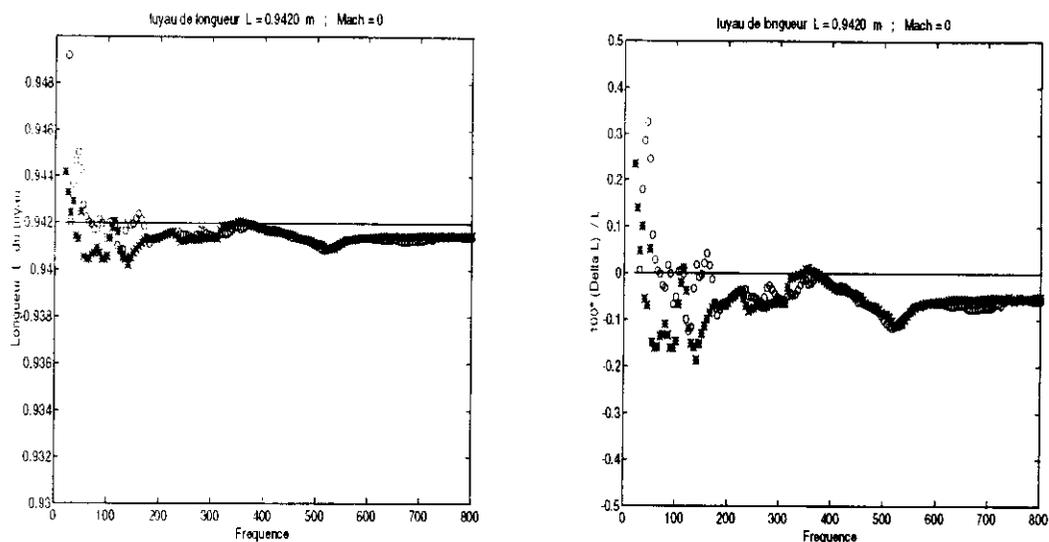


FIG. 2.17 - (a) Longueur du tuyau mesurée à partir de T^+ , * et de T^- , \circ ; valeur exacte en trait plein. (b) Ecart relatif (en %) sur la longueur mesurée à partir de T^+ , * et de T^-

mesures effectuées sans écoulement sur un biporte constitué par un tube circulaire droit permettent donc de retrouver des résultats connus de l'acoustique linéaire sans écoulement avec une très bonne précision.

2.3.2 Tuyau droit avec écoulement

Lorsqu'un écoulement moyen (ici $M = 0.072$) est superposé, le biporte n'est plus réciproque ($T^+ \neq T^-$), mais les coefficients R^\pm sont toujours nuls. Les parties réelles et imaginaires des coefficients T^+ et T^- sont représentées sur la figure 2.18. Les valeurs absolues, exprimant les pertes α^\pm , sont comparées au modèle quasi-laminaire de Ronneberger sur la figure 2.19. Les coefficients mesurés T^+ et T^- permettent aussi de calculer deux longueurs qui sont théoriquement celle du tuyau étudié. L'erreur relative sur la longueur est inférieure à 0.5 % (figure 2.20).

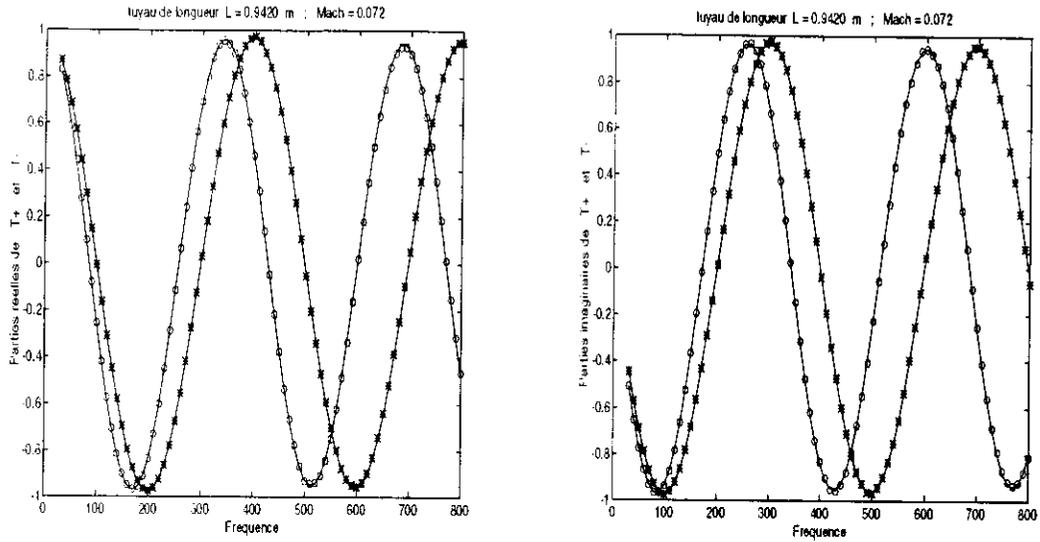


FIG. 2.18 - Parties réelles et imaginaires de T^+ , * et T^- , o avec écoulement. Valeur théorique en traits pleins

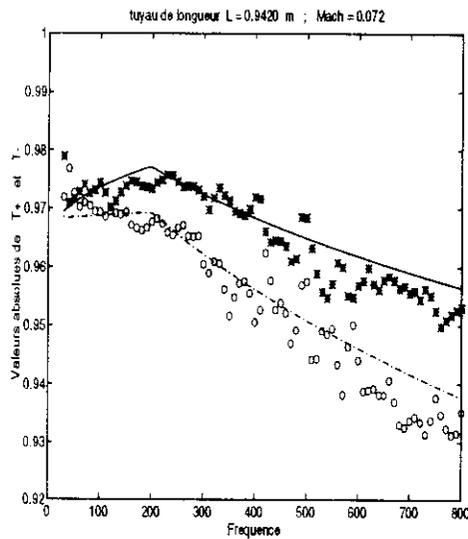


FIG. 2.19 - Valeur absolue de T^+ , *; valeur absolue de T^+ d'après le modèle quasi-laminaire aux "hautes fréquences" et interpolation des mesures de Ronneberger aux "basses fréquences" —. Valeur absolue de T^- , o; valeur absolue de T^- d'après le modèle quasi-laminaire aux "hautes fréquences" et l'interpolation des mesures de Ronneberger aux "basses fréquences" . . .

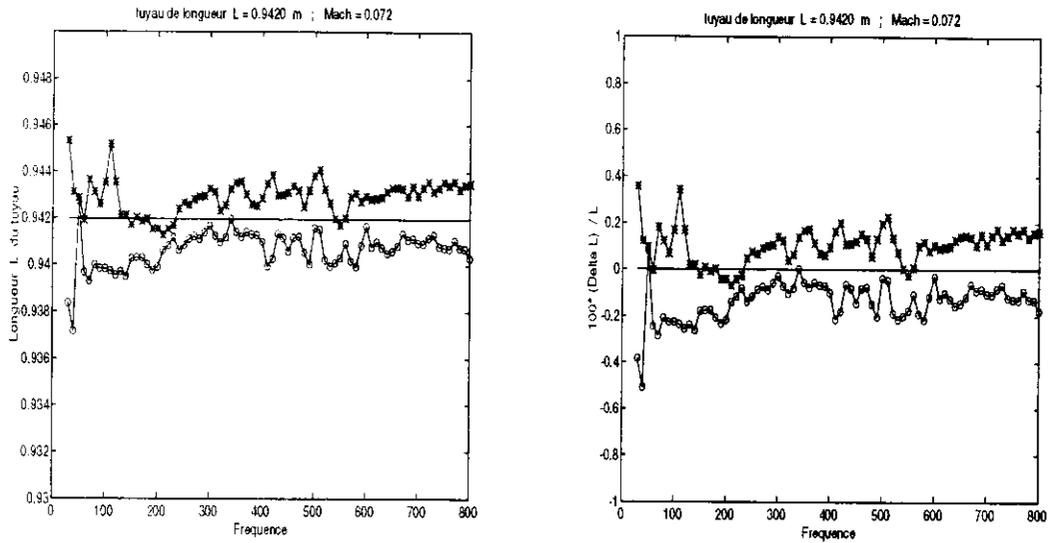


FIG. 2.20 - (a) Longueur du tuyau mesurée à partir de T^+ , * et de T^- , o ; valeur exacte —. (b) Ecart relatif sur la longueur mesurée à partir de T^+ , * et de T^- . $M = 0.072$

En conclusion, les mesures effectuées avec un écoulement superposé montrent des résultats en très bon accord avec les modèles de perte et permettent de retrouver la longueur du tube avec une précision supérieure à 10% avec et sans écoulement sur la bande de fréquence 30-800 Hz. Ces mesures sont très fiables sur cette bande fréquentielle et permettent de valider l'outil de mesure pour les expériences suivantes sur d'autres biportes.

Chapitre 3

Diaphragme circulaire

3.1 Introduction

La présence de discontinuités dans les guides d'ondes peut modifier de manière spectaculaire le champ hydrodynamique et le champ acoustique dans ces guides.

Le but de ce chapitre est d'étudier la propagation des ondes acoustiques au travers de diaphragmes en présence d'un écoulement superposé. Les interactions entre l'écoulement et l'acoustique dépendent de nombreux paramètres adimensionnels tels le nombre de Mach, le nombre de Strouhal, le nombre de Reynolds, le rapport entre la vitesse acoustique et la vitesse de l'écoulement, ...

La complexité des champs acoustiques et hydrodynamiques au voisinage des discontinuités ne permet pas une description analytique exacte du comportement acoustique. Néanmoins, de nombreux systèmes physiques sont composés à partir de telles géométries (échappements automobiles, circuits de ventilations ...). Il est donc indispensable de pouvoir prédire le comportement acoustique global de discontinuités simples qui sont à la base de la fabrication de systèmes plus complexes.

Dans une première partie, nous rappelons quelques résultats généraux concernant la propagation des ondes acoustiques au travers des diaphragmes sans écoulement moyen.

Des résultats expérimentaux (en présence d'écoulement) sont ensuite présentés et confrontés aux équations de conservation de la masse et de l'énergie pour donner les bases des modélisations à adopter.

Un modèle permettant de décrire les pertes acoustiques d'un diaphragme est ensuite développé pour les basses fréquences. Les effets qui apparaissent à plus hautes fréquences sont ensuite expliqués et comparés aux travaux publiés dans la littérature.

3.2 Diaphragme sans écoulement

3.2.1 Comportement linéaire

Avant d'étudier le comportement acoustique d'un diaphragme avec un écoulement superposé, il est utile de rappeler les effets d'une telle discontinuité sur la propagation des ondes acoustiques sans écoulement. Au voisinage d'un diaphragme mince, le champ acoustique est fortement modifié par rapport au champ existant dans chacun des tubes en amont et en aval. Pour décrire le comportement acoustique de ce diaphragme, on peut décomposer la vitesse et la pression sur les modes propres des tuyaux droits de part

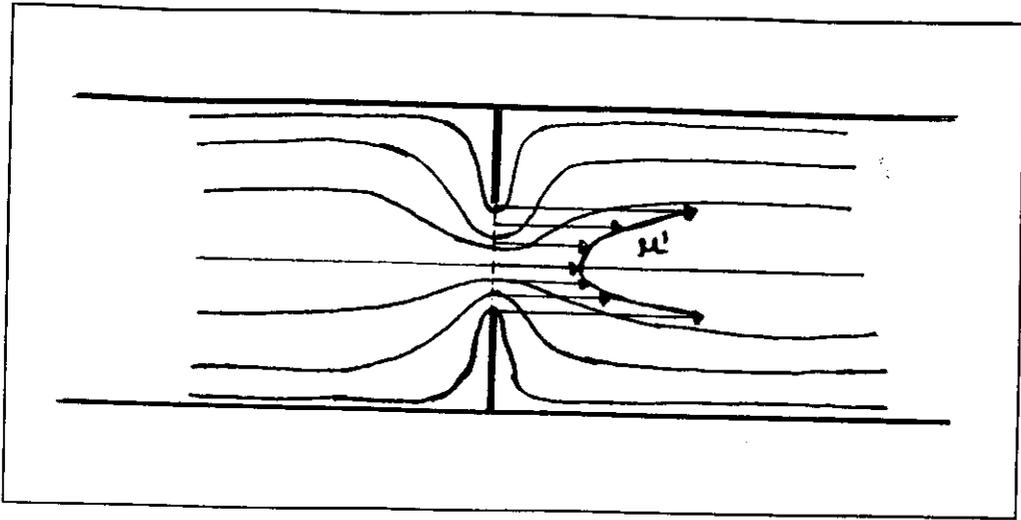


FIG. 3.1 - Représentation du champ acoustique au voisinage d'un diaphragme mince

et d'autre de la discontinuité. La solution est alors trouvée en écrivant que (figure 3.1):

- la vitesse acoustique est nulle en $x = 0^+$ et 0^- pour $r > r_d$, où r_d est le rayon du diaphragme;
- la vitesse et la pression en amont et en aval sont égales pour $x = 0^+$ et 0^- lorsque $r < r_d$.

Quand la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure des modes supérieurs, seul le mode plan se propage, les autres modes, évanescents, s'atténuent lorsqu'on s'éloigne du diaphragme. Si la longueur d'atténuation est petite devant la longueur d'onde acoustique (ce qui est le cas aux fréquences étudiées $f < 1000$ Hz pour notre géométrie $2r = 30$ mm, $2r_d = 17$ mm), l'écoulement acoustique peut être considéré localement comme incompressible (zone compacte). Il ne subsiste alors que les effets d'inertie et de résistance. Pour la modélisation, le diaphragme est alors assimilé à une masse d'air $\rho_0 S_d L_{eff}$ vibrant sous l'action de la pression et soumise à une résistance (voir figure 3.2). La longueur effective (ou correction de longueur) L_{eff} est calculée par la méthode de raccordement des modes propres dans le cas d'un diaphragme circulaire. Elle est donnée par l'expression suivante [53]:

$$L_{eff} = L_d + \frac{\pi}{2} r_d \left(0.5 - 0.7046 \frac{r_d}{r} + 0.1696 \left(\frac{r_d}{r} \right)^3 \right). \quad (3.1)$$

où L_d représente la longueur du diaphragme. La valeur de la résistance est plus compliquée à obtenir théoriquement, spécialement dans le cas d'une épaisseur de diaphragme infiniment mince [54]. Cependant, on constate expérimentalement qu'elle est très faible devant la réactance et qu'elle peut être négligée pratiquement (figure 3.3).

Dans le cadre de la modélisation adoptée ci-dessus, on peut écrire les deux relations suivantes:

$$u'_1 = u'_2, \quad (3.2)$$

$$p'_2 - p'_1 = -(j\omega \rho_0 L_{eff} + R) u'_1. \quad (3.3)$$

Si on note $Z^* = j\omega L_{eff}/c_0 + R/c_0 \rho_0$ l'impédance adimensionnalisée du système, on peut écrire en notation matricielle:

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{1+Z^*/2} & \frac{Z^*/2}{1+Z^*/2} \\ \frac{Z^*/2}{1+Z^*/2} & \frac{1}{1+Z^*/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Par la mesure, on détermine les quatre coefficients de la matrice de diffusion entre les microphones situés en x_{11} et x_{21} . Les coefficients de la matrice de diffusion du diaphragme sont obtenus en retranchant la

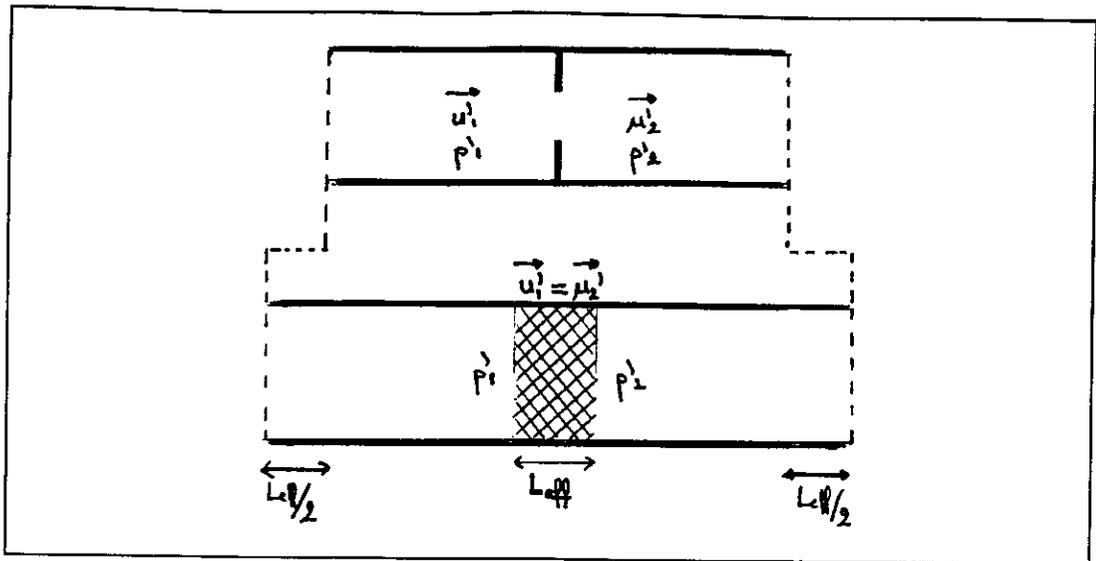
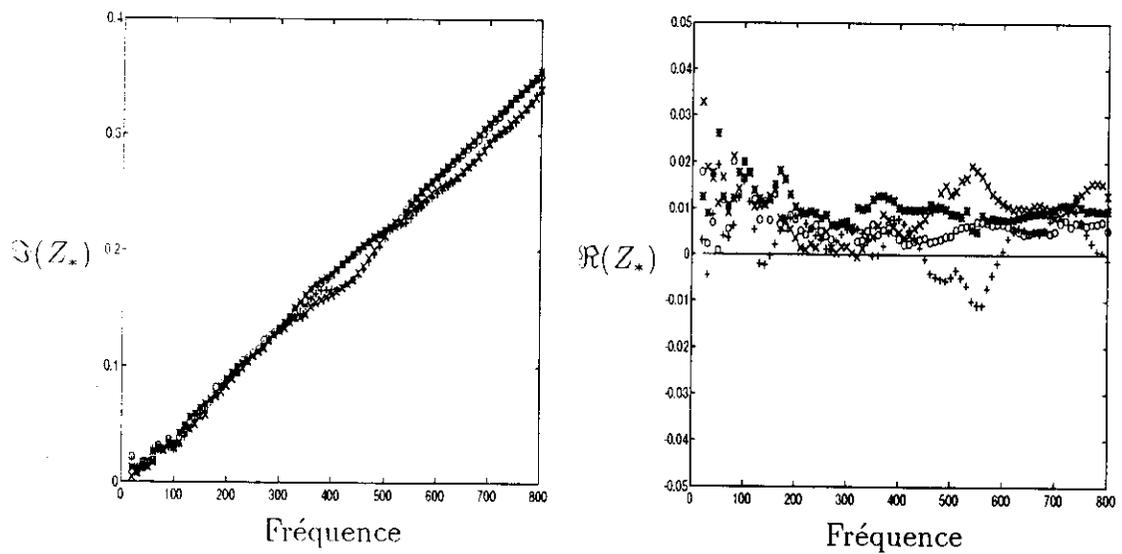


FIG. 3.2 - Modélisation des effets inertiels, longueur effective

FIG. 3.3 - Diaphragme D_1 . Mesures des parties imaginaire et réelles de Z_* en fonction de la fréquence. Les quatre différents symboles représentent les impédances calculées à partir de chacun des coefficients de la matrice de diffusion

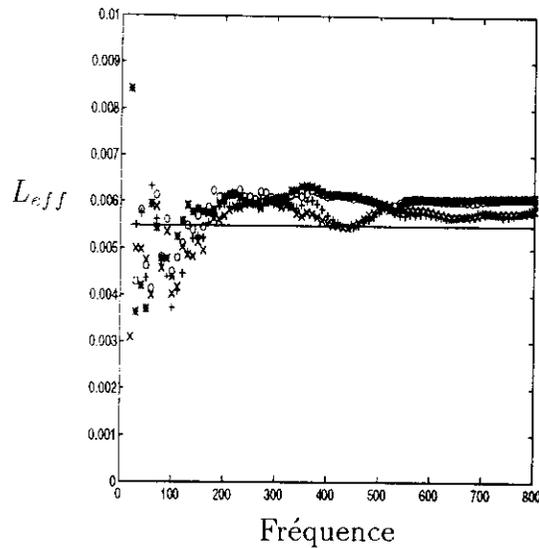


FIG. 3.4 - Diaphragme D_1 . Mesures de la longueur effective. Relation (3.1): — .

propagation acoustique dans les tuyaux en amont et en aval du diaphragme. On dispose donc de quatre possibilités pour déterminer expérimentalement la longueur L_{eff} .

Les mesures sont réalisées pour quatre diaphragmes circulaires différents notés D_1 (à bords arrondis, de diamètre 17 mm et d'épaisseur 1.5 mm), D_2 (à bords aigus, de diamètre 17 mm et d'épaisseur 1.5 mm), D_3 (à bords droits, de diamètre 10.68 mm et d'épaisseur 1 mm) et D_4 (à bords droits, de diamètre 17 mm et d'épaisseur 1.05 mm). Sur la figure 3.4 sont représentées les quatre longueurs mesurées pour le diaphragme D_1 . On vérifie que les quatre valeurs déterminées sont quasiment identiques, ce qui valide la précision des expériences. Ces valeurs mesurées correspondent aux valeurs théoriques déterminées par la relation (3.1).

3.2.2 Effets non linéaires

Dans un diaphragme infiniment mince, la vitesse acoustique est théoriquement infinie à la pointe du diaphragme lorsqu'on considère un écoulement de fluide parfait incompressible. Dans la pratique, la viscosité et le rayon de courbure non nul du diaphragme rendent cette vitesse finie mais grande. En ce point, pour des amplitudes finies de la vitesse acoustique, peuvent se produire des effets non linéaires [55]. La résistance acoustique, très faible en régime linéaire, peut alors prendre des valeurs plus importantes. Cette résistance est dans ce cas dépendante de l'amplitude de la vitesse acoustique et la longueur L_{eff} est aussi affectée [56]. Lorsqu'on compare deux mesures du coefficient de réflexion R_1 en amont du diaphragme (figure 3.5), on s'aperçoit que ce coefficient dépend fortement de l'amplitude de la vitesse acoustique quand celle-ci est grande.

Lorsque le système est non linéaire, les mesures peuvent être effectuées mais les résultats ne sont pas exploitables avec le formalisme matriciel utilisé ici.

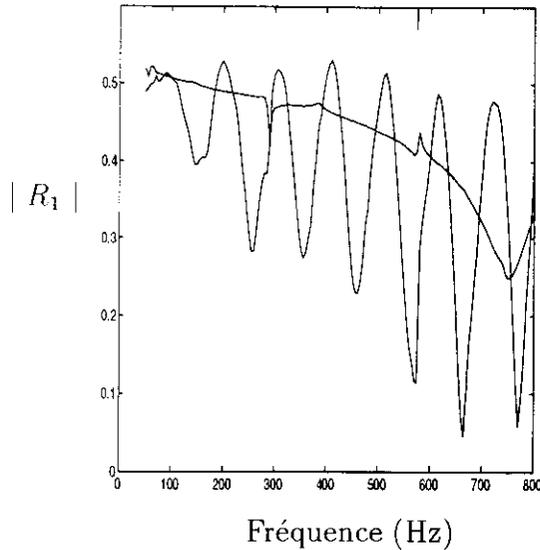


FIG. 3.5 - Diaphragme D_1 . Valeur absolue du coefficient de réflexion R_1 pour deux mesures (de niveaux différents) avec la source acoustique en amont; la courbe présentant de fortes oscillations est obtenue en asservissant la source pour que le niveau acoustique sur le microphone x_{21} soit constant et égal à 150 dB sur toute la gamme de fréquences. La courbe plus lisse correspond à un niveau fixé constant de 123 dB sur ce même capteur

3.3 Résultats expérimentaux du diaphragme avec écoulement superposé

3.3.1 Résultats expérimentaux

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus en mesurant des diaphragmes circulaires entre 50 et 800 Hz pour des nombres de Mach variant de 0.023 à 0.045. Ces mesures ont été faites en sinus glissant avec un niveau d'excitation supérieur d'au moins 20 dB au bruit généré par le diaphragme. La précision des mesures est difficile à apprécier dans l'absolu, c'est pour cette raison qu'aucune barre d'erreur ne sera présentée. Néanmoins, les résultats sont reproductibles avec une erreur inférieure à 0.5 % de la valeur des coefficients présentés et la bonne précision des résultats obtenus sans écoulement permet de penser que ces résultats sont parmi les plus précis actuellement disponibles dans la littérature.

Un nombre de Strouhal peut être défini par: $S_r = fD_d/U_d$ où f est la fréquence, D_d est le diamètre du diaphragme, et U_d la vitesse dans le diaphragme (vitesse dans le tuyau par le rapport des sections du tuyau et du diaphragme). Ce nombre compare les quantités d'accélération instationnaire et convective. Sa valeur est comprise entre 0.015 pour un grand nombre de Mach et une fréquence faible et 0.55 pour un faible nombre de Mach et la plus grande fréquence mesurée (800 Hz). Les résultats présentés sont donc typiques des basses et moyennes fréquences. Ce choix a été dicté par les applications: les fréquences étudiées sont typiques de celles intéressant les concepteurs d'échappement. A moins de multiplier les voies d'acquisition de signaux, il est difficile d'avoir des résultats précis sur une gamme plus large de fréquence (voir paragraphe 2.1.5 chapitre 2 relatif à la précision des mesures). Les mesures brutes permettent de déterminer les coefficients de la matrice de diffusion entre les microphones x_{11} et x_{21} . Entre ces deux capteurs, le biporte est constitué d'un tube en amont du diaphragme, du diaphragme lui-même et d'un autre tube en aval.

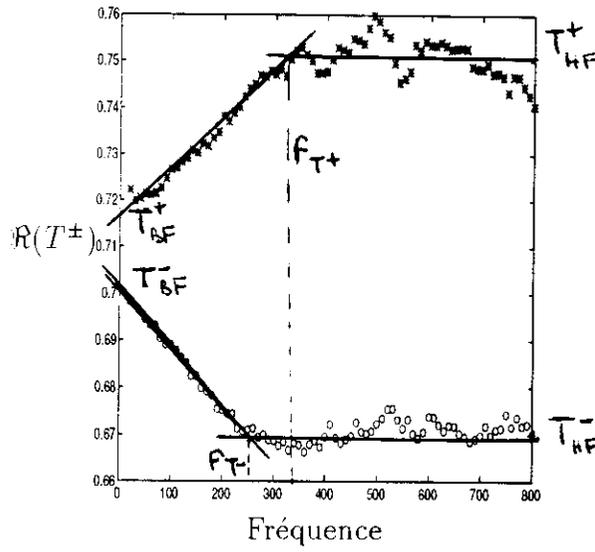


FIG. 3.6 - Diaphragme D_1 . Parties réelles de T^+ : (*) et de T^- : (o) en fonction de la fréquence, $M = 0.043$. Interpolation des mesures : —

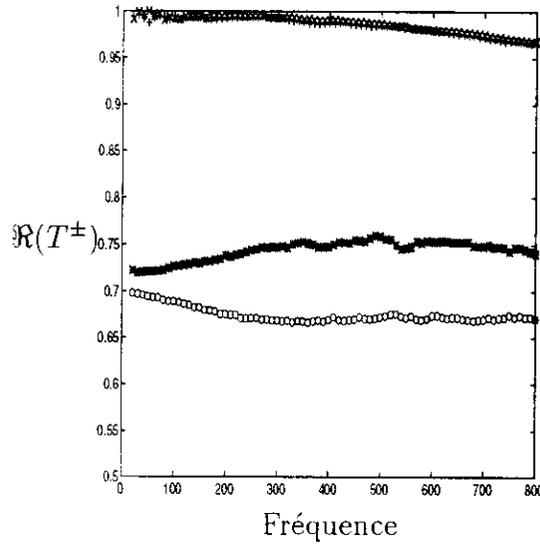


FIG. 3.7 - Diaphragme D_1 . Parties réelles de T^+ et de T^- en fonction de la fréquence, $M = 0$: T^+ (+), T^- (x). $M = 0.043$: T^+ (*), T^- (o)

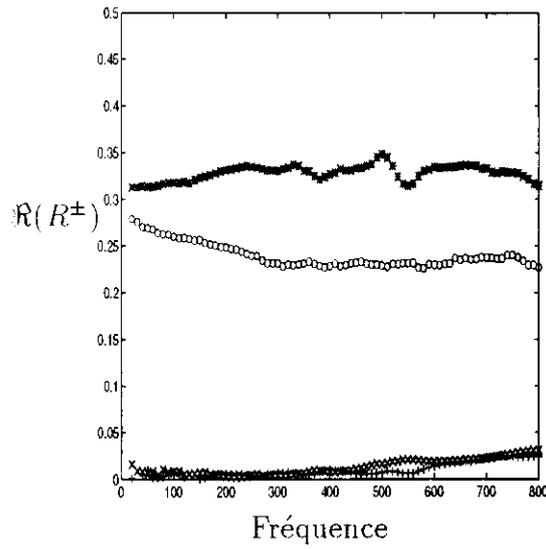


FIG. 3.8 - Diaphragme D_1 . Parties réelles de R^+ et de R^- en fonction de la fréquence, $M = 0$: R^+ (+) , R^- (x) . $M = 0.043$: R^+ (*), R^- (o)

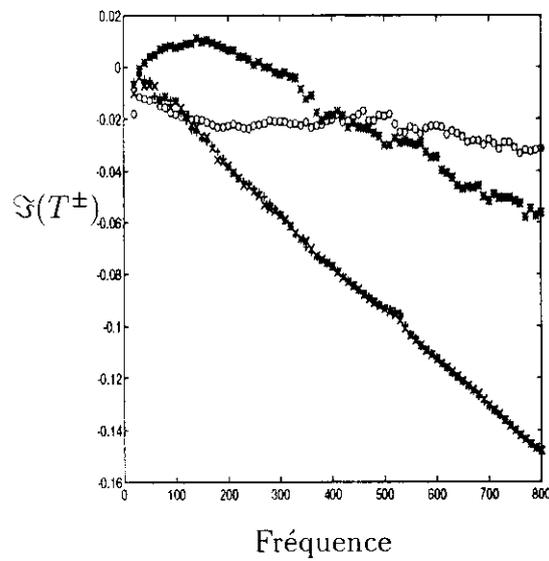


FIG. 3.9 - Diaphragme D_1 . Parties imaginaires de T^+ et de T^- en fonction de la fréquence, $M = 0$: T^+ (+) , T^- (x) . $M = 0.043$: T^+ (*), T^- (o)

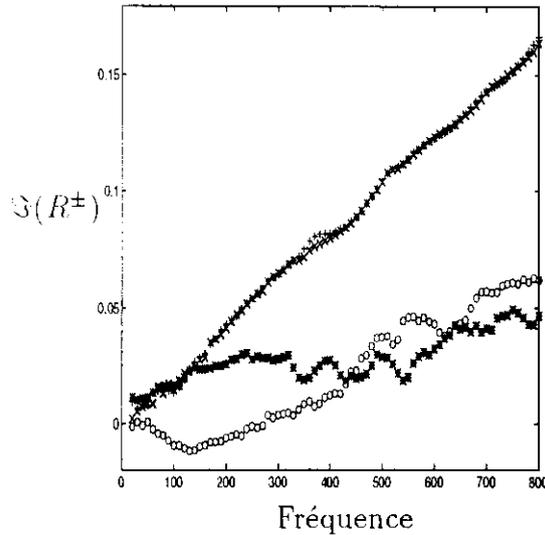


FIG. 3.10 - Diaphragme D_1 . Parties imaginaires de R^+ et de R^- en fonction de la fréquence, $M = 0$: R^+ (+) , R^- (x) . $M = 0.043$: R^+ (*) , R^- (o)

Les coefficients de réflexion et de transmission présentés ici sont obtenus à partir des coefficients mesurés entre les microphones x_{11} et x_{21} en retranchant les effets liés à la propagation dans les tubes. Dans la propagation à l'intérieur des tubes en aval et en amont, on ne tient compte que du mode "plan" et on suppose que la constante de propagation est la même que dans le tube avec un écoulement turbulent établi. Cette hypothèse est justifiée par le fait que la constante de propagation du mode "plan" est peu influencée par la forme du profil et ne dépend pratiquement que du débit [1].

Les coefficients de transmission T^\pm et de réflexion R^\pm de la matrice de diffusion du diaphragme D_1 sont représentés en parties réelle et imaginaire sur les figures 3.6 à 3.10 pour un nombre de Mach fixé ($M = 0.043$) en fonction de la fréquence. Pour chacun des coefficients, on rappelle la valeur obtenue pour le même diaphragme sans écoulement.

Ces résultats montrent l'effet important de l'écoulement sur la valeur des coefficients bien que le nombre de Mach dans le tuyau soit relativement faible ($M = 0.043$). La partie réelle de T^\pm passe d'une valeur très proche de 1 à une valeur d'environ 0.7 alors que la partie réelle de R^\pm passe d'une valeur très proche de 0 à une valeur d'environ 0.3. Ce changement de comportement est particulièrement sensible pour l'argument du coefficient de réflexion qui passe de $\pi/2$ sans écoulement à une valeur très proche de zéro dès qu'un écoulement est présent.

On constate d'autre part que la réciprocité ($T^+ = T^-$) et la symétrie ($R^+ = R^-$) sont rompues et ce particulièrement pour les plus hautes fréquences où $(T^+ - T^-)/(T_{moyen}) \sim 12\%$ et $(R^+ - R^-)/(R_{moyen}) \sim 30\%$ pour ce nombre de Mach. Pour cet écoulement, aux très basses fréquences, l'écart sur T^\pm n'est plus que de 2 % alors que l'écart sur R^\pm est de l'ordre de 13 %. Cet écart des coefficients de réflexion se trouve très réduit quand on considère non plus les coefficients de réflexion en pression mais les coefficients de réflexion en pression corrigés des effets convectifs ($\Pi' = p' + \rho_0 u_0 u'$). Ces coefficients s'écrivent $R_\star^\pm = R^\pm(1 \mp M)/(1 \pm M)$.

Les parties réelles des coefficients de réflexion et de transmission, dans la game de fréquence étudiée, présentent tous la variation en fréquence suivante: variation linéaire entre 0 Hz une fréquence de transition dont la valeur est comprise entre 200 et 300 Hz puis stabilisation à une valeur constante. Cette forme générale permet de décrire chacune de ces courbes par 3 valeurs: valeur à fréquence nulle (dite valeur à basse fréquence), fréquence de transition et valeur stabilisée (dite valeur à haute fréquence, se référer à

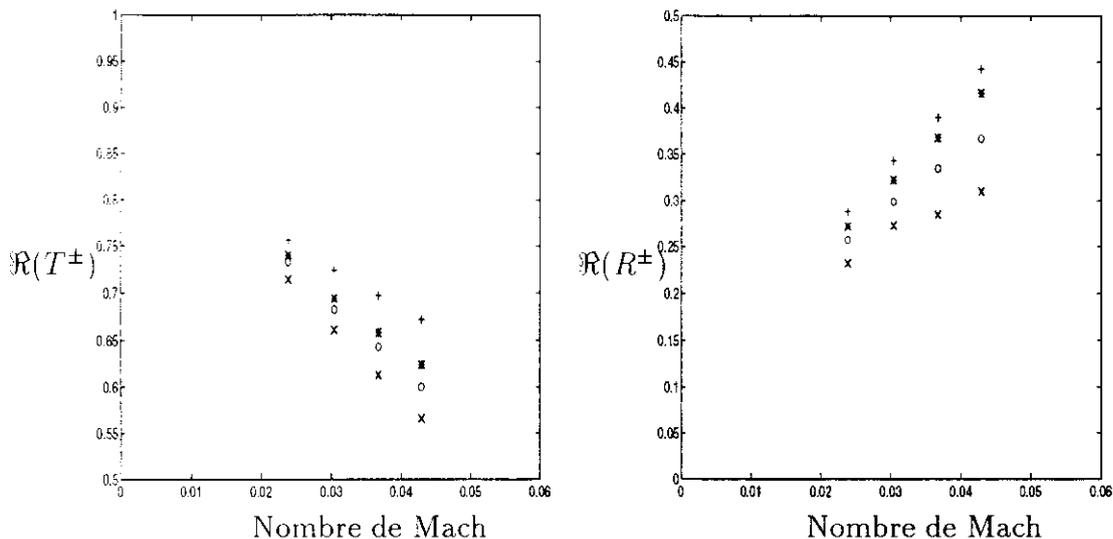


FIG. 3.11 - Parties réelles de T^\pm et R^\pm . Diaphragme D_2 ; Basses fréquences T^+ et R^+ : * , T^- et R^- : \circ . Hautes fréquences T^+ et R^+ : + , T^- et R^- : \times

la figure 3.6).

Les parties imaginaires des coefficients de réflexion et de transmission semblent plus difficiles à décrire à l'aide d'un faible nombre de paramètres. Ce problème sera abordé au paragraphe 3.4.3.

Il est possible de tracer l'évolution des valeurs basses et hautes fréquences des coefficients (valeurs déterminées comme décrit plus haut) en fonction du nombre de Mach de l'écoulement stationnaire (figures 3.11 et 3.12 pour les diaphragmes D_2 et D_1).

On constate que l'évolution en fonction du Mach est analogue pour les deux diaphragmes. L'amplitude de ces coefficients diffère néanmoins avec la forme du diaphragme (le diaphragme D_1 est à bord arrondi et le diaphragme D_2 est à bord aigu) alors que les sections de ces deux diaphragmes sont identiques. On constate aussi que les écarts entre T^+ et T^- d'une part et R^+ et R^- d'autre part augmentent avec le nombre de Mach. Cette observation est valable tant pour les valeurs hautes que basses fréquences.

Pour interpréter plus simplement les variations des coefficients en fonction de la fréquence et du nombre de Mach, il est possible d'introduire directement les résultats expérimentaux dans les relations générales de conservation de la masse et de l'énergie. C'est le but des deux paragraphes suivants.

3.3.2 Interprétation des résultats au regard de l'équation de conservation de l'énergie

On considère un domaine \mathcal{D} de fluide limité par les parois des tubes et du diaphragme et par deux sections droites S_1 et S_2 . Ces sections sont choisies à des distances du diaphragme telles que l'écoulement moyen soit redevenu plan et que les modes acoustiques non propagatifs soient atténués. Afin de rendre les résultats plus facilement lisibles, on soustrait l'effet de la propagation du mode plan entre les sections S_1 et S_2 et le diaphragme. On suppose dans la suite, pour des raisons de simplification d'écriture que l'écoulement moyen est incompressible.

En supposant de plus qu'aucune énergie n'est échangée avec l'extérieur de \mathcal{D} et que les contraintes aux parois sont bien décrites par les pertes dans la propagation du mode plan, l'équation de l'énergie linéarisée

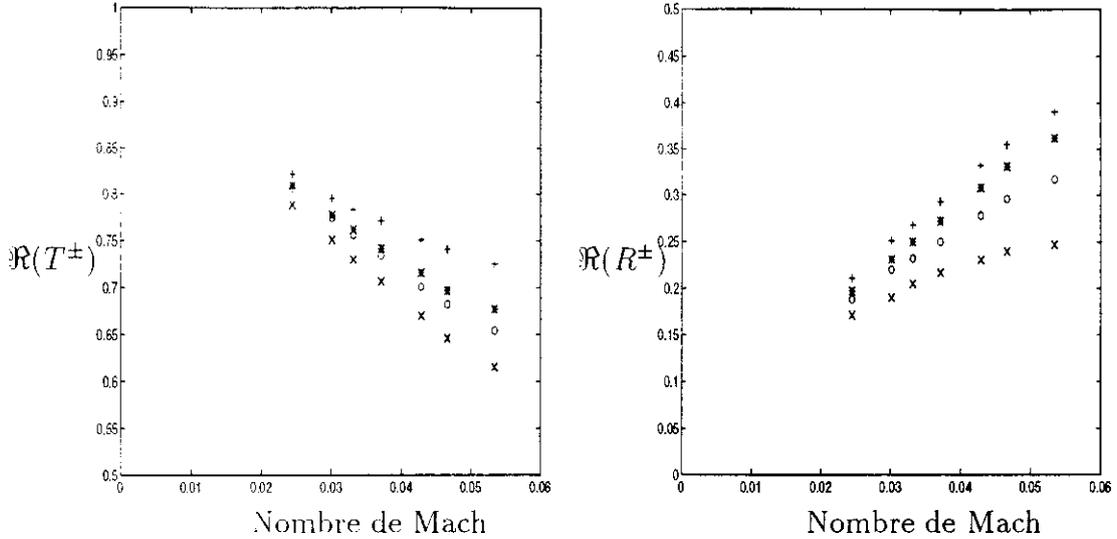


FIG. 3.12 - Parties réelles de T^\pm et R^\pm . Diaphragme D_1 ; Basses fréquences T^+ et R^+ : * , T^- et R^- : \circ . Hautes fréquences T^+ et R^+ : + , T^- et R^- : \times

au premier ordre des quantités fluctuantes peut alors s'écrire (voir chapitre 1):

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{D}} \left(\rho \left(e + \frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{2} \right) \right)' dV - \int_{S_1} \left(\frac{p'}{\rho_0} + u_0 u' + T_0 s' \right) dS + \int_{S_2} \left(\frac{p'}{\rho_0} + u_0 u' + T_0 s' \right) dS = 0 \quad (3.5)$$

Dans le second terme de l'équation ((3.5), la fluctuation d'entropie s' , qui se propage dans le sens de l'écoulement, proviendrait de l'amont du domaine \mathcal{D} . Ce domaine étant éloigné de toute source de perturbation pouvant induire une création d'entropie, cette fluctuation est supposée nulle. Au contraire, la fluctuation d'entropie présente dans l'intégrale sur S_2 correspond aux pertes d'énergie acoustique à l'intérieur de \mathcal{D} et ne peut donc être supposée nulle.

Le domaine d'intégration est choisi (S_1 et S_2 suffisamment éloignées) de sorte que l'écoulement moyen soit de nouveau plan et les modes acoustiques d'ordres supérieurs aient disparu. Dans la suite, nous retranchons arbitrairement les effets de la propagation du mode plan non perturbé (mode 0 dans un tuyau droit en présence d'un écoulement plan) entre le section S_1 et le diaphragme d'une part et entre le diaphragme et la section S_2 d'autre part. La relation (3.5) peut s'écrire sous la forme:

$$\Pi'_1 - \Pi'_2 = \Delta \Pi', \quad (3.6)$$

où $\Pi' = p' + \rho_0 u_0 u'$. La chute de pression totale, $\Delta \Pi'$, est une quantité complexe dont la partie imaginaire provient du premier terme de la relation (3.5) (terme de correction de longueur). La partie réelle provient du terme de fluctuation d'entropie (lié aux pertes d'énergie acoustique dans le diaphragme).

En utilisant les notations des pressions des ondes aller et retour, cette relation s'écrit alors sous la forme:

$$p_1^+(1+M) + p_1^-(1-M) - (p_2^+(1+M) + p_2^-(1-M)) = \Delta \Pi'. \quad (3.7)$$

En s'intéressant à la propagation dans le sens de l'écoulement (onde incidente p_1^+ , onde réfléchie p_1^- , onde transmise p_2^+ et $p_2^- = 0$) et en normalisant la relation (3.7) par p_1^+ , on obtient une relation liant $\Delta \Pi'$ dans le sens de l'écoulement aux coefficients de la matrice de diffusion du biporte qui s'écrit:

$$\frac{\Delta \Pi^+}{p_1^+} = (1+M) (1 + R_*^+ - T^+), \quad (3.8)$$

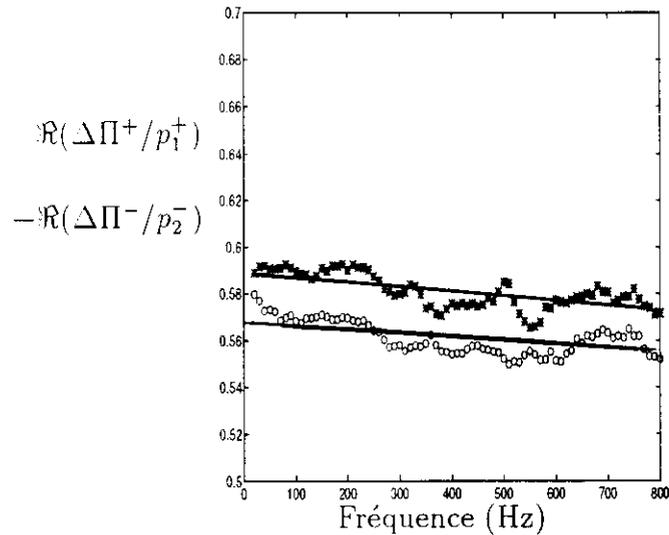


FIG. 3.13 - Diaphragme D_1 . Evolution des parties réelles des relations (3.8) : * et (3.9) : o en fonction de la fréquence ; $M = 0.043$;

où M est le nombre de Mach de l'écoulement moyen et $R_*^+ = R^+(1 - M)/(1 + M)$. De même, si on s'intéresse à la propagation dans le sens contraire à l'écoulement (onde incidente p_2^- , onde réfléchie p_2^+ , onde transmise p_1^- et $p_1^+ = 0$) et que l'on normalise l'équation (3.7) par p_2^- , on obtient :

$$\frac{\Delta\Pi^-}{p_2^-} = (1 - M) (-1 - R_*^- + T^-), \quad (3.9)$$

où $R_*^- = R^-(1 + M)/(1 - M)$. La mesure des coefficients T^\pm et R^\pm permet de déterminer les quantités $\Delta\Pi^+/p_1^+$ et $\Delta\Pi^-/p_2^-$. Celles-ci sont tracées en parties réelle et imaginaire en fonction de la fréquence pour $M = 0.0434$ sur les figures 3.13 et 3.14.

On constate que les parties réelles de $\Delta\Pi^+/p_1^+$ et $-\Delta\Pi^-/p_2^-$ évoluent relativement peu avec la fréquence. La décroissance est de l'ordre de 3.5 % entre 0 et 800 Hz pour ce nombre de Mach. Cette faible variation est quasi-linéaire en fonction de la fréquence. L'écart entre les valeurs des parties réelles de $\Delta\Pi^+/p_1^+$ et $-\Delta\Pi^-/p_2^-$ reste constant quand la fréquence évolue.

L'évolution de ces quantités en fonction du nombre de Mach est donnée figure 3.15. Ces parties réelles augmentent de façon presque linéaire avec le nombre de Mach M .

Ces constatations expérimentales permettent de conclure que le terme de perte de l'équation (3.6) est très peu dépendant de la fréquence dans la gamme de fréquences étudiées. Un modèle très basses fréquences (modèle quasi-stationnaire) est donc bien adapté au problème car si les pertes sont connues pour une fréquence tendant vers 0, elles seront connues pour toutes les fréquences étudiées. Les parties imaginaires de $\Delta\Pi^+/p_1^+$ et $-\Delta\Pi^-/p_2^-$, sont pratiquement confondues et évoluent presque linéairement avec la fréquence. A partir de la pente de ces quantités, une correction de longueur peut être définie comme elle l'est sans écoulement. Pour le nombre de Mach considéré, la longueur avec écoulement est environ égale au tiers de la valeur sans écoulement (figure 3.17).

L'évolution du rapport entre la longueur avec écoulement et la longueur sans écoulement est présentée sur la figure 3.16 pour les diaphragmes D_1 et D_2 . Le rapport diminue légèrement avec le nombre de Mach. Ce rapport ne dépend pas de la forme du diaphragme puisque les résultats sont identiques pour D_1 et D_2 . Par contre ce rapport dépend du diamètre du diaphragme. En effet, des mesures ont été faites sur des

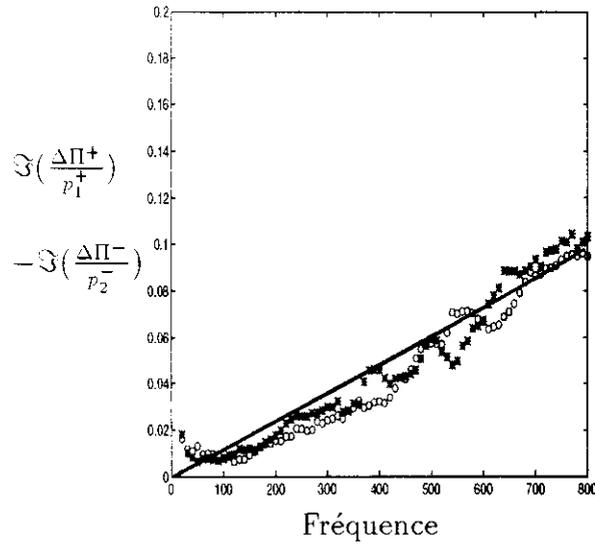


FIG. 3.14 - Diaphragme D_1 . Evolution des parties imaginaires des relations (3.8) : * et (3.9) : o en fonction de la fréquence ; $M = 0.043$

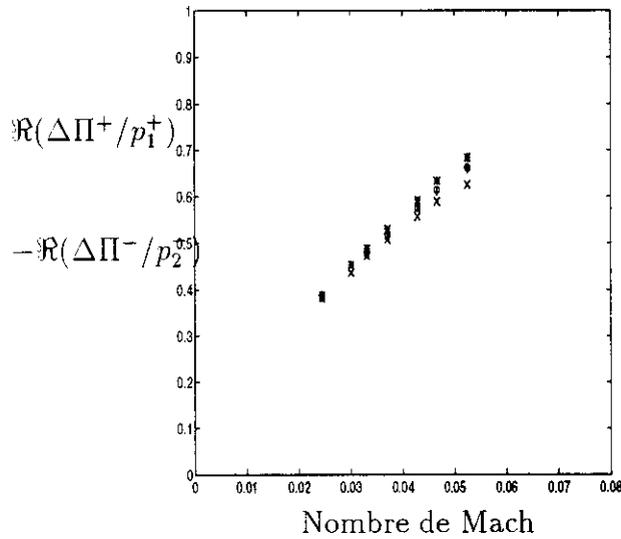


FIG. 3.15 - Diaphragme D_1 . Evolution des parties réelles des relations (3.8) et (3.9). Relation (3.8) : basses fréquences * ; hautes fréquences +. Relation (3.9) : basses fréquences o ; hautes fréquences x. — interpolation linéaire des résultats expérimentaux

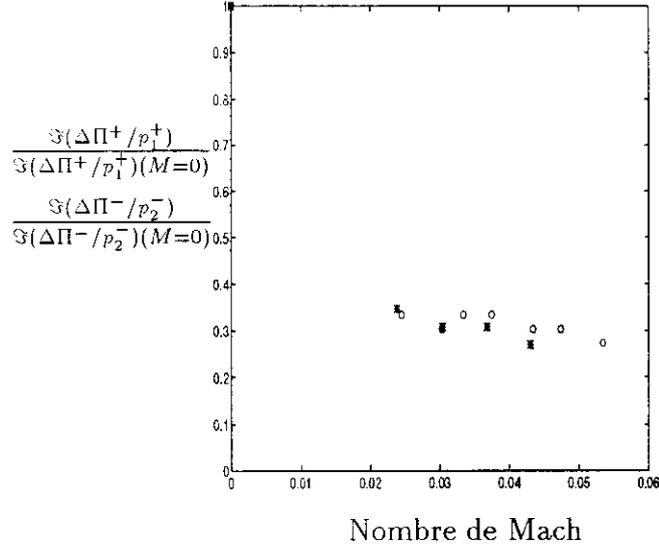


FIG. 3.16 - Diaphragme D_1 . Evolution des parties imaginaires des relations (3.8) et (3.9) à hautes fréquences normalisées par les valeurs identiques à $M = 0$ soit δ/δ_0 ; Diaphragme D_1 : ○ et diaphragme D_2 : * .

diaphragmes de diamètre 17 mm et 10.7 mm. Malheureusement, le débit, lors de ces mesures, n'était pas suffisamment stabilisé et ces mesures n'ont pas pu être refaites faute de temps. Les résultats de longueur ne sont donc pas très précis. Néanmoins, les résultats présentés sur la figure 3.17 semblent indiquer que le rapport entre les longueurs ajoutées avec et sans écoulement diminue avec le coefficient de contraction du diaphragme ($S_{diaphragme}/S_{tuyau}$). Le terme d'intégrale de volume de l'équation (3.6) pour les modes supérieurs peut se mettre sous la forme d'une correction de longueur même avec écoulement. Cette longueur est inférieure à celle sans écoulement. Elle dépend du rapport entre la section du diaphragme et celle du tuyau mais pas de la forme du diaphragme (bord arrondi ou bord aigu)

3.3.3 Interprétation des résultats au regard de l'équation de conservation de la masse

L'équation linéarisée de conservation de la masse peut s'écrire, sur le domaine défini au paragraphe précédent, sous la forme:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{D}} \rho' dV - \int_{S_1} (\rho_0 u' + u_0 \rho') dS + \int_{S_2} (\rho_0 u' + u_0 \rho') dS = 0 \quad (3.10)$$

De la même manière que pour l'équation de conservation de l'énergie (relation 3.5) les effets de la propagation du mode plan de part et d'autre du diaphragme sont retranchés. Le premier terme d'intégrale de volume ne contient plus que l'effet de compressibilité des modes supérieurs. Dans le cas sans écoulement, ce terme est négligeable. Dans le second terme, la fluctuation d'entropie s'_1 étant nulle, la fluctuation de masse et la fluctuation de pression sont liées par $\rho'_1 = p'_1/c_0^2$. Dans l'intégrale sur S_2 , une onde d'entropie s'_2 est présente et les fluctuations sont liées par $\rho'_2 = p'_2/c_0^2 - (\rho_0 T_0 (\gamma - 1)/c_0^2) s'_2$ [35]. L'équation (3.10) peut alors se mettre sous la forme:

$$m'_1 - m'_2 = \Delta m', \quad (3.11)$$

où $m' = \rho_0 c_0 u' + (u_0/c_0) p'$. $\Delta m'$ contient les effets liés aux ondes entropiques en aval du diaphragme et au terme d'intégrale de volume.

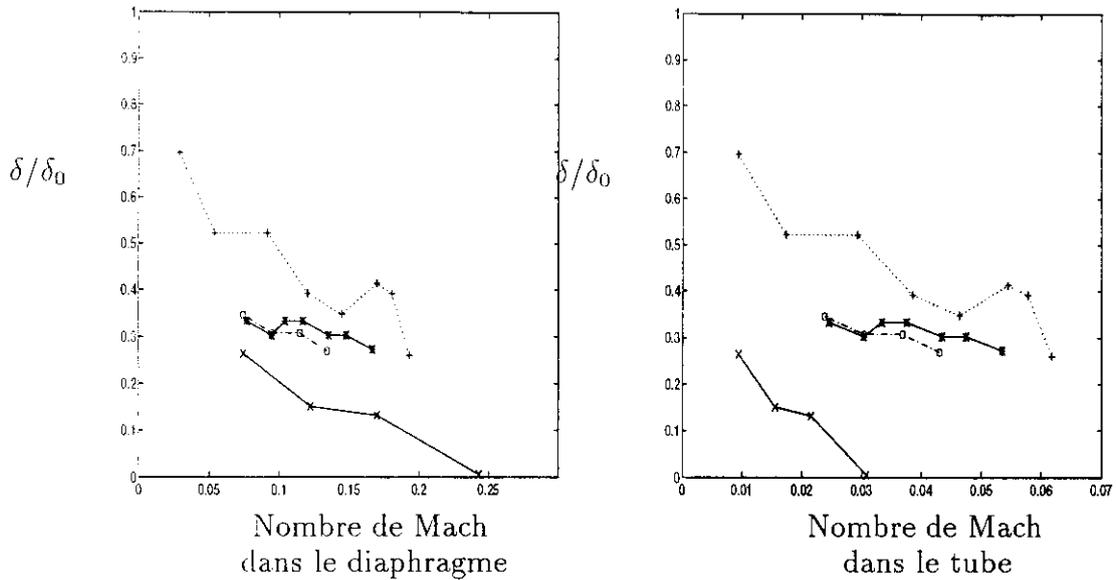


FIG. 3.17 - Diaphragme D_1 . Evolution des parties imaginaires des relations (3.8) et (3.9) à hautes fréquences normalisées par les valeurs identiques à $M = 0$ soit δ/δ_0 ; Diaphragme D_1 : * , Diaphragme D_2 : \circ , Diaphragme D_3 (diamètre 10.68 mm) : \times , Diaphragme D_4 (diamètre 16.98 mm, bords droits) : +

Avec les notations en onde aller et onde retour, l'équation linéarisée de conservation de la masse se note:

$$p_1^+(1+M) - p_1^-(1-M) - (p_2^+(1+M) - p_2^-(1-M)) = \Delta m', \quad (3.12)$$

On obtient à nouveau deux relations liant $\Delta m'$ aux coefficients de la matrice de diffusion qui s'écrivent:

$$\frac{\Delta m^+}{p_1^+} = (1+M)(1 - R_*^+ - T^+), \quad (3.13)$$

$$\frac{\Delta m^-}{p_2^-} = (1-M)(1 - R_*^- - T^-), \quad (3.14)$$

Les parties réelles de $-\Delta m^+/p_1^+$ et $\Delta m^-/p_2^-$ sont représentées sur la figure 3.18 en fonction de la fréquence (même nombre de Mach et même diaphragme qu'au paragraphe précédent).

Ces parties réelles partent de 0 aux basses fréquences puis augmentent linéairement avec la fréquence pour se "stabiliser" à partir d'une fréquence critique (entre 200 et 300 Hz).

La valeur de stabilisation (~ 0.06 pour ce nombre de Mach) est beaucoup plus faible que les valeurs correspondantes des parties réelles de $\Delta \Pi^+/p_1^+$ et $-\Delta \Pi^-/p_2^-$ qui étaient de l'ordre de 0.6.

Le comportement fréquentiel des parties réelles de $\Delta m^+/p_1^+$ et $\Delta m^-/p_2^-$ ne peut pas s'expliquer par le terme lié à l'entropie. En effet, au paragraphe précédent, les pertes (et donc l'onde d'entropie) sont apparues indépendantes de la fréquence. De plus, en calculant la fluctuation s'_2 à partir de la conservation de l'énergie et en reportant cette valeur dans l'équation (3.11), on constate que la part de $\Delta m'$ liée aux effets d'entropie est extrêmement faible (de l'ordre de 0.005 pour ce nombre de Mach).

L'évolution de la valeur des paliers de stabilisation de $\Delta m^+/p_1^+$ et $\Delta m^-/p_2^-$ en fonction du nombre de Mach est donnée sur la figure 3.19

Tout se passe donc comme si de la masse était créée, au niveau du diaphragme, lorsqu'un écoulement est présent.

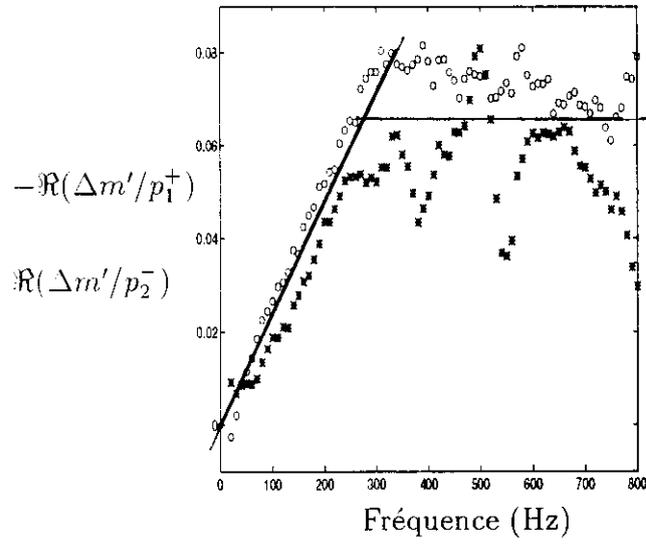


FIG. 3.18 - Diaphragme D_1 . Evolution des parties réelles des relations (3.13) : * et (3.14) : o en fonction de la fréquence ; $M = 0.043$

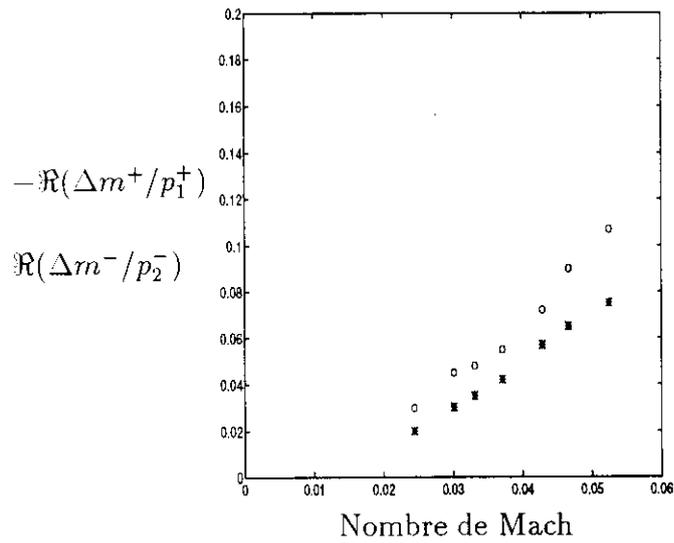


FIG. 3.19 - Parties réelles aux hautes fréquences de la relation (3.13) : * et de la relation (3.14) : + .

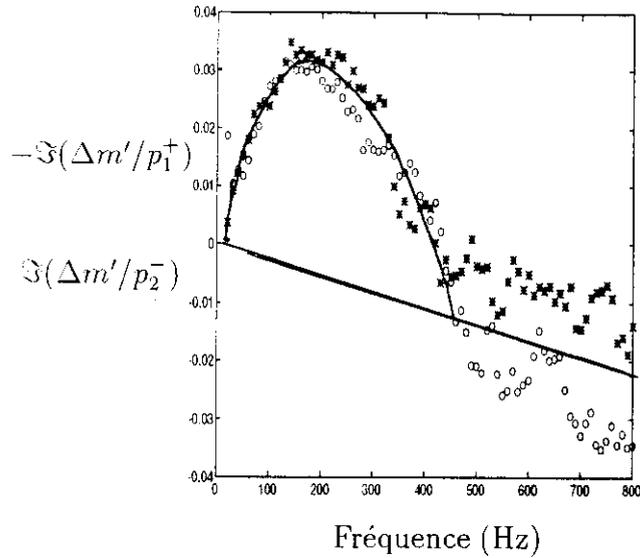


FIG. 3.20 - Diaphragme D_1 . Evolution des parties imaginaires des relations (3.13) : * et (3.14) : o en fonction de la fréquence ; $M = 0.043$

Ce problème sera discuté dans un paragraphe suivant.

Les parties imaginaires de $\Delta m^+/p_1^+$ et $\Delta m^-/p_2^-$ (voir figure 3.20) sont plus difficiles à décrire. Pour les fréquences inférieures à 400 Hz l'évolution en fréquence présente une forme en cloche partant de 0 pour y revenir après un maximum dont la valeur est aux alentours de 0.03. Un comportement linéaire en fréquence semble se dégager pour $f \geq 400$ Hz.

Au vu de ces résultats, il apparaît que le terme $\Delta m'$ est très petit (en partie réelle et imaginaire) aux basses fréquences ($f \rightarrow 0$), quel que soit le nombre de Mach. On peut alors écrire en première approximation que $\Delta m' = 0 (\Leftrightarrow m'_1 = m'_2)$.

3.4 Modèle acoustique du diaphragme avec écoulement

La compréhension de la propagation du son dans les écoulements subsoniques internes est toujours incomplète. Des phénomènes d'interaction complexe entre l'écoulement et l'acoustique existent, en particulier au voisinage de discontinuités. Les modes acoustiques sont plus difficiles à déterminer et de nouveaux modes hydrodynamiques apparaissent. Des approches théoriques ont été effectuées [57]. Ces théories sont toutefois pour l'instant difficiles à appliquer dans un cas tel que celui du diaphragme où la forme du jet n'est pas a priori connue. L'autre approche de ce type de problème est numérique. Des études sont actuellement en cours à l'Université de technologie d'Eindhoven pour déterminer le comportement acoustique de diaphragme par la méthode dite des "Vortex Blob" [10] et par un code d'éléments finis résolvant les équations d'Euler. Les résultats numériques ne sont actuellement disponibles que partiellement sur un diaphragme à 2 dimensions [58]. Ils ont été comparés aux mesures que nous avons effectuées sur un diaphragme rectangulaire (fente). La comparaison est très encourageante pour ce type de méthode numérique.

L'introduction d'un écoulement superposé, même très faible, modifie de manière importante le comportement acoustique du diaphragme. Cette différence tient pour l'essentiel à la condition de Kutta que l'on doit imposer à la pointe du diaphragme dès lors que l'on a écoulement : l'écoulement doit quitter le dia-

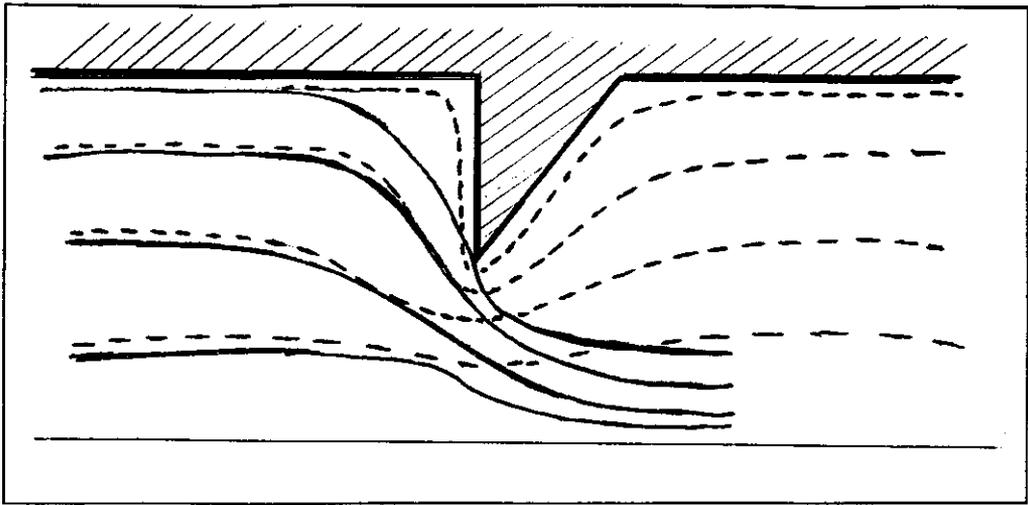


FIG. 3.21- Condition de Kutta au voisinage des bords du diaphragme. Lignes de courant sans écoulement: ---. Lignes de courant avec écoulement: —.

phragme tangentiellement à celui-ci. Cette condition s'applique à la vitesse totale (vitesse moyenne plus vitesse acoustique) [59]. Dans ces conditions, le champ de vitesse acoustique est profondément modifié par l'écoulement (voir figure 3.21).

3.4.1 Description de l'écoulement

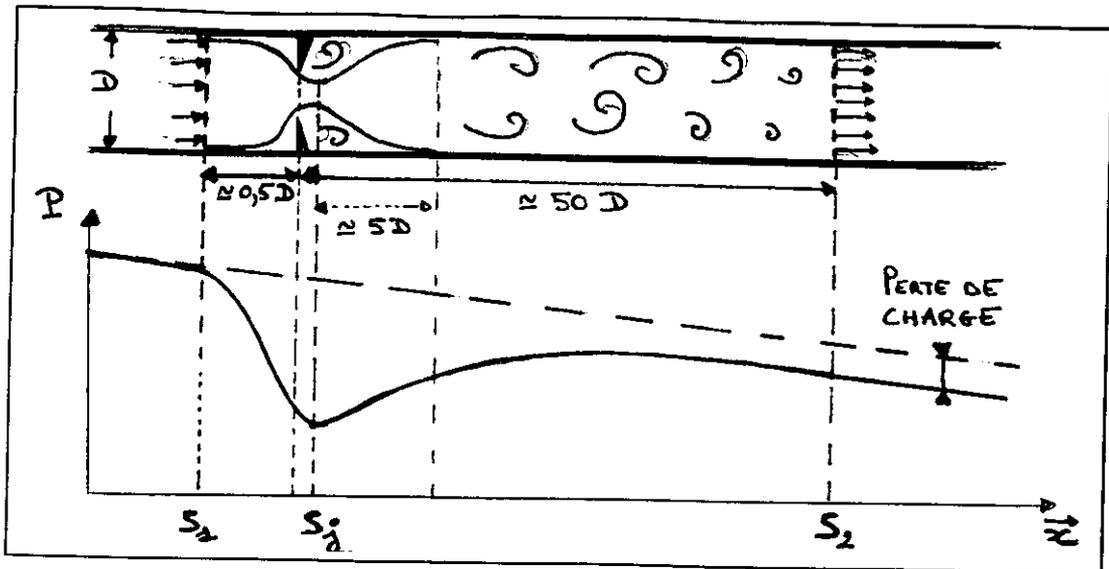
Écoulement stationnaire

On s'intéresse ici à l'écoulement stationnaire d'air au travers d'un diaphragme inséré dans un tuyau. Cet écoulement est tel que le nombre de Mach dans le diaphragme est petit pour négliger les effets de compressibilité ($M_j = U_j/c_0 < 0.3$ où U_0 est la vitesse du fluide dans le tuyau et c_0 la vitesse du son) et tel que le nombre de Reynolds est suffisant pour négliger les effets visqueux hors des couches limites dans le tuyau ($Re = U_0 D/\nu > 2000$, D est le diamètre du tube et ν est la viscosité cinématique de l'air). Dans le cas d'un diaphragme dont le rapport de contraction (S/S_d , S est la section du tuyau et S_d la section du diaphragme) est de 4, la vitesse de l'air dans le conduit principal est alors comprise, dans notre configuration expérimentale, entre $1m.s^{-1} < U_0 < 25m.s^{-1}$. Les vitesses étant ici souvent exprimées en fonction du nombre de Mach dans le tuyau, celui-ci doit être compris entre $0.003 < M < 0.075$.

Dans ce cas, l'écoulement se contracte en aval du diaphragme à partir d'une distance environ égale à $0.8D$ [60], [61]. Au niveau de la pointe du diaphragme, l'écoulement se sépare des parois et forme un jet. Le diamètre de ce jet décroît par rapport au diamètre du diaphragme (phénomène de vena-contracta). Dans la section la plus contractée, le rapport de contraction $\Gamma = S_j/S_d$ est typiquement de l'ordre de 0.7 mais dépend de la forme du diaphragme, du rapport S/S_d et du nombre de Reynolds [62].

Ce jet est séparé du fluide environnant (qui tourbillonne avec une faible vitesse) par une couche de cisaillement où le rotationnel est très fort. Comme le prouvent les études de la littérature [63] [64], cette couche est instable. Les perturbations de la position de la couche de cisaillement sont convectées en s'amplifiant. Cette amplification est limitée par le mécanisme non-linéaire d'enroulement en tourbillons.

Ces tourbillons sont dissipés dans une zone, dite de mélange turbulent, où, suivant un phénomène classique en mécanique de la turbulence, ces grosses structures tourbillonnaires donnent naissance à de plus petites qui donnent elles-mêmes naissance à des tourbillons encore plus petits etc ... Cette cascade s'arrête lorsque la taille des tourbillons est telle que la viscosité du fluide devient importante devant les effets convectifs

FIG. 3.22 - *Écoulement au voisinage du diaphragme*

[65]. Ce processus entraîne la perte d'une partie de l'énergie cinétique initialement contenue dans le jet. A une distance d'environ 50 diamètres en amont du diaphragme, les phénomènes de mélange turbulent sont terminés et l'on retrouve l'écoulement turbulent initial [60].

Perte de charge et phénomène de vena contracta

La présence du diaphragme dans l'écoulement induit une chute de pression appelée perte de charge. Cette chute de pression peut être expliquée à l'aide des équations classiques de la mécanique des fluides incompressibles.

Trois sections (notées 1, j, 2) délimitant quatre domaines distincts peuvent être définies (figure 3.22):

- une zone en amont de 1 où l'écoulement turbulent n'est pas modifié;
- une zone entre 1 et j où l'écoulement se contracte;
- une zone entre j et 2 qui est la zone de mélange turbulent;
- une zone en aval de 2 où l'écoulement turbulent initial est rétabli;

Sur la zone de contraction du fluide (entre les sections 1 et j), on applique la conservation de la masse:

$$S_j U_{0j} = S U_{01}, \quad (3.15)$$

où U_{01} et U_{0j} sont les vitesses moyennes dans les sections 1 et j, S est la section du tuyau et S_j représente la surface du jet au niveau de la section j.

Le théorème de Bernoulli peut s'appliquer dans cette zone car les effets visqueux sont négligés (grand nombre de Reynolds). Il s'écrit:

$$\frac{U_{01}^2}{2} + \frac{p_{01}}{\rho_0} = \frac{U_{0j}^2}{2} + \frac{p_{0j}}{\rho_0}. \quad (3.16)$$

où p_{01} et p_{0j} sont les pressions dans les sections 1 et j.

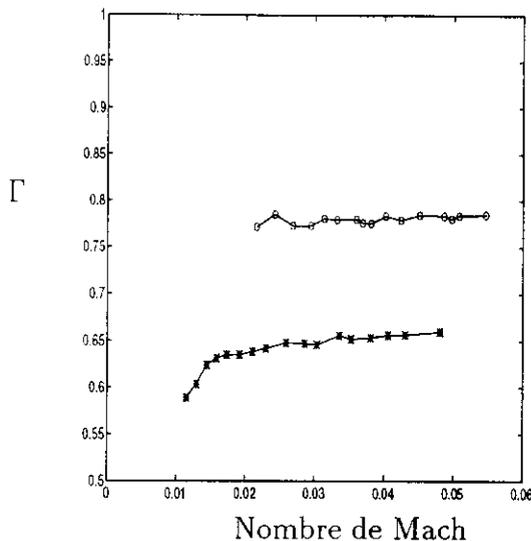


FIG. 3.23 - Coefficient de contraction du jet Γ pour les diaphragmes D_1 (\circ) et D_2 ($*$) en fonction du nombre de Mach dans le tuyau.

Dans la zone de mélange, on applique la conservation de la masse:

$$S_j U_{0j} = S U_{02}, \quad (3.17)$$

et on décrit la perte partielle de l'énergie cinétique du jet par application de la conservation de la quantité de mouvement:

$$S_j \rho_0 U_{0j}^2 + S p_{0j} = S \rho_0 U_{02}^2 + S p_{02}. \quad (3.18)$$

En éliminant les quantités U_{0j} et p_{0j} des équations ci-dessus, on trouve l'égalité des vitesses moyennes $U_{01} = U_{02} = U_0$ et la chute de pression:

$$p_{01} - p_{02} = \xi \frac{\rho_0 U_0^2}{2} \quad (3.19)$$

où ξ est le coefficient de perte de charge qui est égal à

$$\xi = \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right)^2, \quad (3.20)$$

où $\alpha = S_j/S$. Cette relation peut être écrite en fonction du coefficient de contraction du jet $\Gamma = S_j/S_d$

$$\xi = \left(\frac{S}{\Gamma S_d} - 1 \right)^2. \quad (3.21)$$

Le paramètre qui reste inconnu dans l'expression de la perte de charge est le coefficient de vena-contracta Γ . Celui-ci varie en fonction de la forme du diaphragme (bord aigu ou rond), du rapport S/S_d et du nombre de Reynolds. Ce coefficient n'étant théoriquement pas calculable, on ne peut accéder à sa valeur que par la mesure des pertes de charge.

Les pertes de charge totales sont mesurées à partir de deux prises de pression statiques de part (1.21 m en amont) et d'autre (1.76 m en aval) du diaphragme. Les pertes de charge régulières dues aux frottements dans les couches limites de l'écoulement doivent être retranchées aux mesures pour ne conserver que les

perdes de charge singulières (liées à la discontinuité). Pour un écoulement turbulent en tuyau lisse de longueur L , les pertes de charge sont données par l'expression suivante:

$$\Delta p_0 = \frac{\lambda_f L}{D} \times \frac{\rho_0 U_0^2}{2};$$

où L la longueur du tube et λ_f le facteur de friction. Lorsque le tuyau est lisse, la loi de Blasius donne une bonne approximation de ce paramètre sous la forme suivante:

$$\lambda_f = 0.316 Re^{\frac{1}{4}}.$$

Il faut noter cependant que la perte de charge régulière entre les deux prises de pression est largement inférieure à la perte de charge singulière liée au décollement du fluide aux bords du diaphragme.

Les résultats des mesures de pertes de charge sont donnés sur la figure 3.23. On présente ces résultats en donnant l'évolution du coefficient de contraction Γ en fonction du nombre de Mach pour les diaphragmes D_1 et D_2 .

3.4.2 Modélisation des pertes acoustiques: modèle quasi-stationnaire

A partir des résultats expérimentaux, nous avons conclu que les pertes acoustiques dans un diaphragme en présence d'écoulement dépendent peu de la fréquence. Elle peuvent donc être décrites par un modèle quasi-stationnaire. Ce type de modèle a déjà été appliqué à des discontinuités. Bechert [51] a utilisé ce type de modèle pour des diaphragmes en fin de tuyau avec écoulement. Ce type de modèle a aussi été utilisé pour modéliser le comportement acoustique d'expansion brusque avec écoulement Ronneberger [66], Alfredson et Davies [67], Cummings [49] [68]. Un modèle plus complet, incluant les effets des modes supérieurs et du relâchement de la condition de Kutta, a été développé par Åbom et Nilsson [69].

Dans la suite, nous considérons l'écoulement incompressible. Cela veut dire que nous négligeons dans l'écoulement principal des termes de l'ordre de M^2 . Pour rester cohérent, tous les termes en M^2 seront donc négligés dans la suite. Des modèles contenant les effets de compressibilité ont été développés à l'Université de Technologie d'Eindhoven [70] et par Ronneberger [71]. Ils ne sont pas présentés ici car, pour les nombres de Mach utilisés dans nos expériences, cet effet est négligeable. De plus, il ne permet pas une présentation analytique simple et complète (les coefficients sont calculés numériquement).

Dans le cas limite des très basses fréquences, l'équation linéarisée de conservation de la masse s'écrit: $m_1' = m_2'$ ou encore:

$$\Pi_1^+ - \Pi_1^- = \Pi_2^+ - \Pi_2^-, \quad (3.22)$$

avec $\Pi_1^\pm = (1 \pm M)p_1^\pm$ et $\Pi_2^\pm = (1 \pm M)p_2^\pm$.

L'équation linéarisée de conservation de l'énergie s'écrit: $\Pi_1' = \Pi_2' + T_0 s_2' / \rho_0$ ou encore:

$$\Pi_1^+ + \Pi_1^- = \Pi_2^+ + \Pi_2^- + T_0 s_2' / \rho_0, \quad (3.23)$$

Pour caractériser complètement le biporte constitué par le diaphragme, il est nécessaire de déterminer la quantité inconnue s_2' . Ceci ne peut être réalisé qu'en modélisant les grandeurs acoustiques au voisinage du diaphragme.

Entre les sections 1 et j (voir paragraphe 3.4.1 pour les notations), l'écoulement se contracte progressivement et se détache aux bords du diaphragme. La condition de Kutta étant applicable à la vitesse totale, "l'écoulement acoustique" fait de même. On considère donc que la vitesse acoustique se concentre dans le jet et qu'elle est nulle à l'extérieur du jet. Dans ce modèle, la vitesse acoustique est donc discontinue.

Dans cette région, on ne considère ni frottement, ni échange de chaleur (écoulement isentropique). On peut donc appliquer l'équation de Bernoulli linéarisée:

$$p_1' + \rho_0 U_0 u_1' = p_j' + \rho_0 \frac{U_0}{\alpha} u_j', \quad (3.24)$$

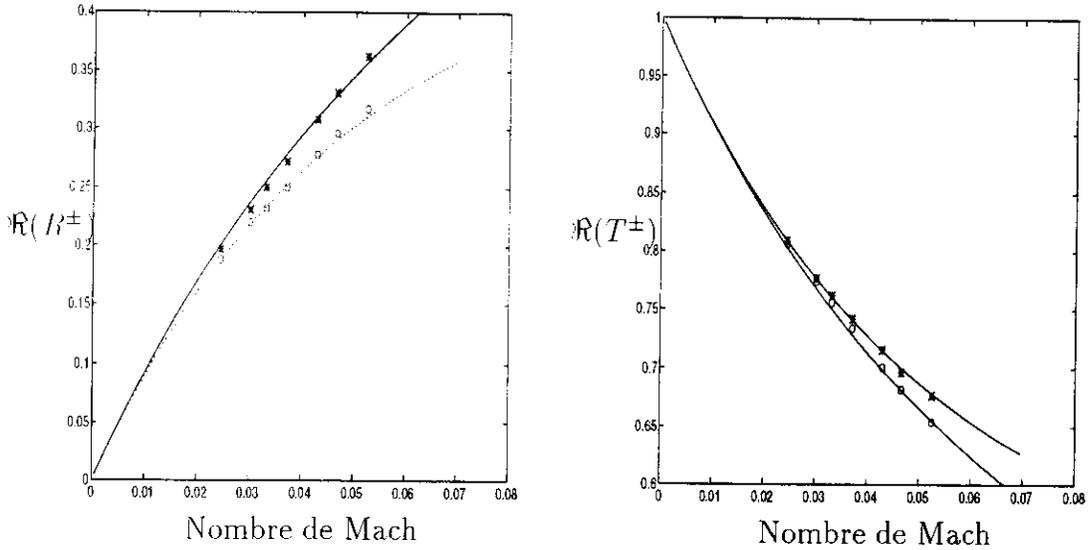


FIG. 3.24 - Diaphragme D_1 . $\mathfrak{R}(R^+)$, *; $\mathfrak{R}(R^-)$, o. $\mathfrak{R}(T^+)$, *; $\mathfrak{R}(T^-)$, o.

où $\alpha = S_j/S$.

L'équation de conservation de la masse dans la même région s'écrit:

$$\alpha \left(\rho_0 u'_j + \frac{U_0}{\alpha} \rho'_j \right) = \rho_0 u'_1 + U_0 \rho'_1 \quad (3.25)$$

avec $\rho' = p'/c_0^2$ sur les sections S_1 et S_j .

Entre les sections j et 2 , la détente est supposée adiabatique mais non isentropique¹. L'énergie cinétique fluctuante du fluide contenue dans le jet se dissipe par turbulence pour se transformer en énergie calorifique. Une fluctuation d'entropie est alors créée. Le théorème de Bernoulli n'est donc pas applicable dans ce volume. On utilise alors l'équation linéarisée de la conservation de la quantité de mouvement sur la zone de mélange au premier ordre en Mach:

$$p'_j + 2\rho_0 U_0 u'_j = p'_2 + 2\rho_0 U_0 u'_2. \quad (3.26)$$

L'équation linéarisée de conservation de la masse s'écrit sur la zone de mélange:

$$\alpha \left(\rho_0 u'_j + \frac{U_0}{\alpha} \rho'_j \right) = \rho_0 u'_2 + U_0 \rho'_2 \quad (3.27)$$

où $\rho'_2 = p'_2/c_0^2 - (\rho_0 T_0 (\gamma - 1)/c_0^2) s'_2$. Le second terme de la définition de ρ'_2 introduit dans l'équation (3.27) un terme d'ordre M^2 car s'_2 est proportionnel au nombre de Mach (voir équation 3.31). Ce second terme ne sera donc pas considéré ici.

En éliminant les grandeurs relatives à la section j des relations (3.24), (3.25), (3.26) et (3.27), on obtient:

$$\rho_0 c_0 u'_1 + M p'_1 = \rho_0 c_0 u'_2 + M p'_2 \quad (3.28)$$

1. En effet, la variation d'énergie interne du système s'écrit $de = \delta_i + \delta_e + \delta_q$ où δ_i représente le travail des forces intérieures, δ_e le travail des forces extérieures et δ_q les échanges de chaleur avec le milieu extérieur. Lorsque le processus est adiabatique mais irréversible $\delta_q = 0$, $\delta_e = 0$ et $\delta_i \neq 0$. Dans ce cas, le deuxième principe de la thermodynamique montre que l'entropie du système croît lorsque l'évolution considérée est adiabatique et irréversible.

et

$$p'_1 + M\rho_0 c_0 u'_1 = (p'_2 + M\rho_0 c_0 u'_2) + \rho_0 U_0 \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)^2 u'_1. \quad (3.29)$$

Ces équations s'écrivent aussi:

$$\Pi_1^+ - \Pi_1^- = \Pi_2^+ - \Pi_2^-, \quad (3.30)$$

et

$$\Pi_1^+ + \Pi_1^- = \Pi_2^+ + \Pi_{2a}^- + M\xi(p_1^+ - p_1^-). \quad (3.31)$$

où $\xi = (1 - 1/\alpha)^2$ est le coefficient de perte de charge.

Ces relations ne sont autres que les équations (3.22) et (3.23) dans lesquelles le terme de perte a été calculé.

La dissipation d'énergie acoustique est donc obtenue par simple linéarisation des pertes de charge. Elle est proportionnelle au nombre de Mach (ce qu'on a vérifié expérimentalement, figure 3.15) et dépend de la section S_j du jet de l'écoulement. Le paramètre $\alpha = S_j/S$ est déterminé en mesurant la perte de charge de l'écoulement moyen liée à la présence du diaphragme.

Les relations (3.30) et (3.31) permettent de calculer les coefficients de la matrice de diffusion qui s'écrivent:

$$R^+ = \frac{M\xi}{2(1-M) + M\xi}, \quad (3.32)$$

$$T^+ = 1 - \left(\frac{1-M}{1+M}\right) \frac{M\xi}{2(1-M) + M\xi}, \quad (3.33)$$

$$T^- = 1 - \frac{M\xi}{2(1-M) + M\xi}, \quad (3.34)$$

$$R^- = \left(\frac{1-M}{1+M}\right) \frac{M\xi}{2(1-M) + M\xi}. \quad (3.35)$$

La matrice de diffusion du biporte constitué par le diaphragme avec écoulement est alors complètement déterminée à basses fréquences. Connaissant le paramètre α expérimentalement, il est possible de comparer ces coefficients à ceux que l'on mesure. Cette comparaison est effectuée sur les figures 3.24 et 3.25 et on note un très bon accord entre cette théorie quasi-stationnaire et les mesures à basses fréquences.

3.4.3 Correction de longueur en présence d'écoulement

L'influence de l'écoulement sur la correction de longueur d'un diaphragme est connue depuis longtemps. Morse et Ingard [4] indiquent, dans leur ouvrage, qu'un écoulement réduit cette correction de moitié. Ce résultat n'est pas rigoureusement établi. Ces auteurs ont l'intuition empirique que, dans la partie en aval du diaphragme, l'influence des modes supérieurs est détruite par la formation du jet. Dans ce cas, seuls les modes en amont du diaphragme influent sur la correction de longueur qui se trouve, de ce fait, réduite de moitié. Ces auteurs appliquent le même type de déduction à la détermination de la correction de longueur pour un diaphragme en régime non linéaire.

Nos résultats expérimentaux (voir paragraphe 3.3.2, figure 3.16) montrent que l'on a effectivement réduction de la correction de longueur en présence d'écoulement. Mais cette réduction n'est pas toujours égale à la moitié.

Des théories plus exactes ont été développées dans le cadre de l'étude du comportement acoustique d'un tuyau ouvert rayonnant dans un espace infini avec écoulement, Munt [72], Cargill [73], Rienstra [74]. Des mesures précises de coefficient de réflexion ont été effectuées par Peters en présence d'écoulement dans cette configuration [10]. Ces résultats montrent que la correction de longueur passe:

- de la valeur calculée par Levine et Schwinger [75] sans écoulement : $\delta = 0.6133 a$ (δ est la correction de longueur et a le rayon du tube) pour des nombres de Strouhal ($Sr_0 = \omega a/U_0$) supérieurs à l'unité;

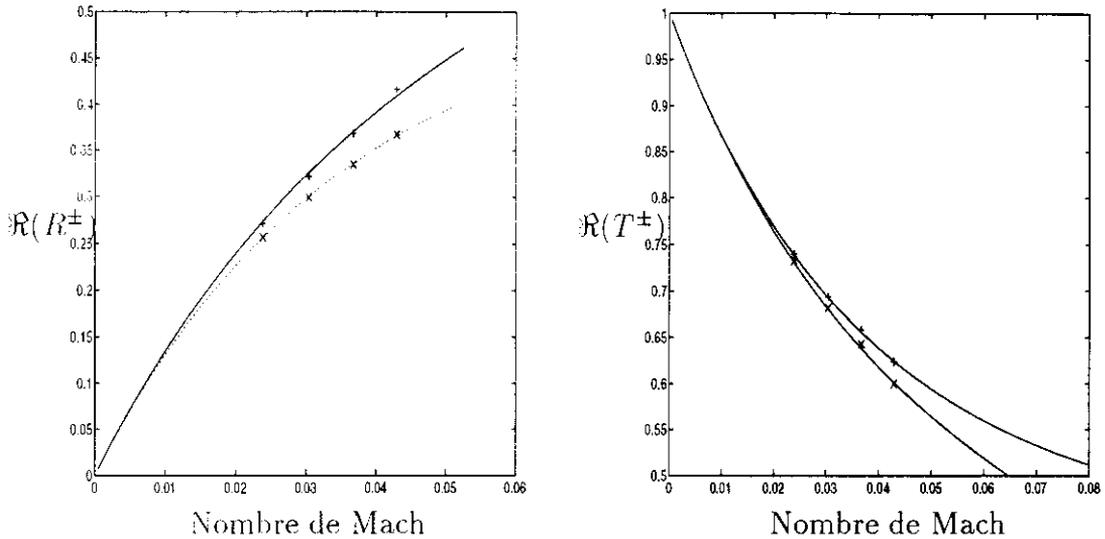


FIG. 3.25 - Evolution des parties réelles des coefficients de la matrice de diffusion en fonction du nombre de Mach. Diaphragme D_2 . $\Re(R^+)$, +; $\Re(R^-)$, x; $\Re(T^+)$, +; $\Re(T^-)$, x; — Modèle quasi-stationnaire

- à la valeur calculée par Rienstra pour des petits nombres de Mach et de Helmholtz [74]: $\delta = 0.2554\sqrt{1 - M^2} a$ pour des nombres de Strouhal inférieurs à 0.3.

Dans le même article, Peters mesure la correction de longueur pour un pavillon exponentiel avec écoulement. Celle-ci passe de $\delta = 2.3 a$ quand $Sr_0 > 1$ à des valeurs négatives quand Sr_0 devient inférieur à 0.1.

Cette configuration est assez éloignée du problème d'un diaphragme dans un tuyau. Elle permet néanmoins de tirer deux conclusions importantes:

- les résultats concernant les corrections de longueurs en présence d'écoulement sont assez peu intuitifs (comment, par exemple, expliquer une correction de longueur négative?);
- les calculs de correction de longueur sont très lourds même dans des configurations géométriques simples (tuyau et jet cylindriques).

Ceci laisse à penser que, dans une géométrie "aussi complexe" que celle d'un diaphragme, des résultats analytiques exacts sont loin d'être disponibles. Des progrès sont vraisemblablement plutôt à attendre dans la configuration d'une expansion brusque cylindrique qui a une géométrie plus simple mais qui se rapproche plus du diaphragme.

A court ou moyen terme, les seuls résultats disponibles sur la correction de longueur d'un diaphragme seront des résultats numériques ou expérimentaux. Dans cette optique, les résultats présentés au paragraphe 3.3.2 sont intéressants en eux-même et mériteraient d'être complétés en explorant une gamme plus large de rapports de section S_d/S , de nombre de Mach et de nombre de Strouhal.

3.4.4 Non-conservation du débit massique fluctuant

Nous avons vu au paragraphe 3.3.3 que, dans un diaphragme avec écoulement, l'équation de conservation de la masse (3.10) n'était pas exactement vérifiée. Cette différence entre le débit massique fluctuant

entrant dans le biporte et le débit massique fluctuant sortant du biporte entraîne une légère variation des coefficients de réflexion et de transmission. A cause de ce terme, la non-réciprocité et la non-symétrie augmentent.

Le but de ce paragraphe n'est pas d'apporter des réponses quantitatives à ce problème mais de donner des pistes de recherche futures pour l'explication du phénomène de non-conservation du débit fluctuant.

La première explication possible de cette différence réside dans la non prise en compte des effets de compressibilité des modes supérieurs (premier terme de l'équation (3.10)). Cette explication est assez peu vraisemblable car le terme de compressibilité est plutôt un terme imaginaire (pour les basses fréquences) alors que la différence de débit massique est majoritairement réelle.

Une autre explication possible de ce phénomène réside dans le fait que l'équation de conservation de la masse (3.10) est écrite pour un domaine où la vitesse est continue alors que nous avons vu que la vitesse fluctuante est discontinue en aval du diaphragme le long de la couche de cisaillement, en raison de la condition de Kutta. On choisit alors un domaine d'intégration comportant les parois, les sections droites S_1 et S_2 et entourant la surface de discontinuité S_D . Un terme d'intégrale, sur la surface de discontinuité S_D , du saut de vitesse doit être ajouté à l'équation classique de conservation de la masse:

$$\int_{S_D} [\rho_0 \vec{U}'] \cdot \vec{n} dS$$

où $[[\cdot]]$ indique le saut de la valeur au travers de la surface de discontinuité. La vitesse que l'on doit considérer dans cette intégrale est donc la vitesse normale à la ligne de discontinuité.

Si la couche de cisaillement est immobile, les vitesses perpendiculaires à la ligne de discontinuité sont nulles car cette ligne est une ligne de courant. Par contre, si la couche de cisaillement est déformée par l'action de l'onde acoustique, il existe un saut de vitesses normales (voir par exemple Michalke [64], Möhring [76], Bechert [77]).

En effet, si l'on note h le déplacement de la couche de cisaillement par rapport à sa valeur moyenne, la vitesse normale dans la zone sans écoulement (à l'extérieur du jet) s'écrit $\partial h / \partial t$ alors que, dans le jet, elle vaut $\partial h / \partial t + U \partial h / \partial \eta$ où U est la vitesse moyenne dans le jet sur la couche de cisaillement (par application de théorème de Bernoulli cette vitesse est constante et égale à U_j) et η l'abscisse curviligne le long du jet. En première approximation, la valeur de cette intégrale peut s'écrire

$$\int_{S_D} [\rho_0 \vec{U}'] \cdot \vec{n} dS = 2\pi \rho_0 U_j r_L h_L \quad (3.36)$$

où r_L et h_L sont le rayon et le déplacement de la couche de cisaillement à l'endroit où l'intégration sur S_D se termine ($\eta = L$).

Ce type de présentation a l'avantage de donner une explication simple: le débit qui s'ajoute est le débit de l'écoulement continu qui passe par la surface balayée par l'extrémité de la ligne de discontinuité. Dans ce cas le formalisme est identique à celui d'une discontinuité de section suivie d'une paroi mobile [78]. Le problème de cette présentation est que l'on ne connaît pas, dans le cas d'un diaphragme, la dynamique de la couche de cisaillement. Notamment, la notion de fin de la couche de cisaillement utilisée ici n'est pas aussi clairement définie qu'elle peut l'être dans le cas d'une paroi mobile.

Le même phénomène peut être vu sous un autre angle en changeant le domaine d'intégration de l'équation de conservation de la masse. On peut, en effet, choisir d'intégrer cette équation sur un domaine défini par les sections droites S_1 et S_2 et par une surface latérale S_L légèrement décollée des parois. Cette surface peut être choisie comme étant un tube de courant acoustique dans le cas sans écoulement. Avec ce choix, l'équation n'est pas altérée en l'absence d'écoulement (aucun débit au travers de S_L). Le problème est radicalement changé en présence d'écoulement puisque, pour respecter la condition de Kutta, un débit s'établit au voisinage de l'arête du diaphragme au travers de S_L .

Cette vision des choses a l'avantage de montrer que ce problème peut être résolu si l'on connaît parfaitement le champ de vitesse fluctuante au voisinage de l'arête. Ce champ peut dépendre de façon faible

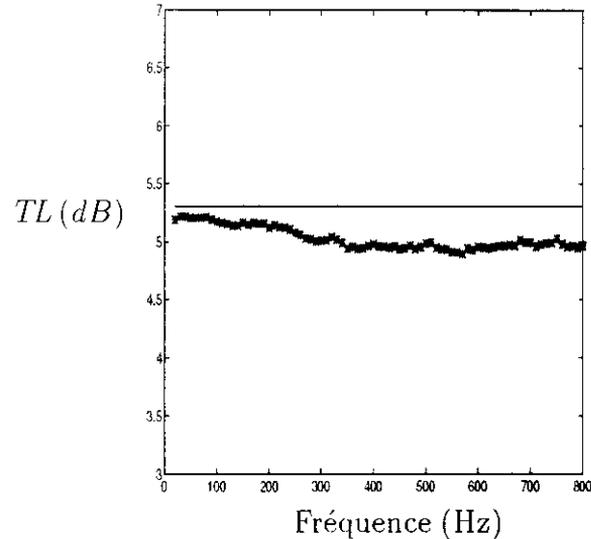


FIG. 3.26 - Pertes par transmission (TL) en dB. *: mesures; —: modèle

du mécanisme de saturation du mouvement de la couche de cisaillement (ceci explique, en particulier, la bonne concordance entre des modèles où l'on ne tient pas compte de cette saturation et les expériences, [74] [57]).

3.5 Conclusion

Le comportement acoustique d'un diaphragme en présence d'écoulement a été mesuré de façon précise. Trois contributions principales à ce comportement peuvent être dégagées.

La plus importante est un terme de perte. Ce terme est indépendant de la fréquence tant que celle-ci est assez faible (nombre de Strouhal petit devant 1). Il peut en conséquence être prédit par un modèle quasi-stationnaire qui revient à linéariser les pertes de charge.

Pour la précision requise dans les applications industrielles ce terme peut être suffisant. Un coefficient souvent utilisé industriellement est le coefficient de perte par transmission (Transmission Losses) $TL = -20 \log(|p_t/p_i|)$ (où p_i est la pression incidente et p_t la pression transmise) quand la charge est anéchoïque. Ce coefficient peut être déterminé à partir nos mesures $TL = -20 \log(|T^+/(1+R^+)|)$ et comparé à la valeur obtenue à partir des relations (3.32) et (3.33). Cette comparaison est effectuée sur la figure 3.26 où l'écart est toujours inférieur à 0.5 dB.

Les autres contributions sont issue du terme de correction de longueur et du terme de débit fluctuants ajouté. Pour donner une modélisation de ces termes, on doit connaître complètement les champs fluctuants dans le voisinage du diaphragme. Un modèle analytique n'est pas actuellement disponible pour ce calcul. Ces termes doivent donc être déterminés expérimentalement (comme ici) ou numériquement (des calculs sont en cours à l'Université de Technologie d'Eindhoven).

Chapitre 4

Résonateur de Helmholtz

4.1 Introduction

Les perforations dans les parois de conduites sont utilisées depuis longtemps pour agir sur la propagation du son dans les guides. On trouve notamment ces géométries dans les silencieux où les tubes perforés transportant des gaz d'échappement traversent des chambres d'expansion servant à atténuer le son, dans les réacteurs d'avion ...

Lorsque ces perforations sont couplées à des volumes et pour des configurations particulières (liées à la vitesse de l'écoulement, aux dimensions des orifices et à la fréquence acoustique) se produisent des interactions non linéaires entre le champ hydrodynamique et le champ acoustique. Ces interactions peuvent produire (sifflement) ou absorber de l'énergie acoustique. L'amplitude des oscillations acoustiques auto-entretenues peut être très élevée. De nombreux travaux théoriques et expérimentaux portent sur les phénomènes d'oscillations auto-entretenues dans les cavités exposées à un champ acoustique et un écoulement stationnaire tangentiel parmi lesquels on peut citer Nelson et col. [79] [80], Howe [81], Hirschberg et col. [82], Peters [10], Hirschberg [9], Jungowski et col. [83], Mast et col. [84], Ronneberger [85]. Des expériences sur le résonateur étudié dans cette partie lorsque des sifflements sont présents ont été faites dans le cadre d'un stage de DEA [86] en collaboration avec un industriel de l'échappement (ECIA).

Le propos, dans cette partie, n'est pas d'étudier les phénomènes de sifflement mais de voir l'évolution des caractéristiques acoustiques des perforations en fonction de l'écoulement quand le fluide circule de façon tangentielle aux perforations ("grazing flow"). Les différents travaux antérieurs montrent que la résistance de l'orifice augmente avec l'écoulement moyen tandis que la réactance décroît ce qui modifie considérablement les performances d'absorption des systèmes, voir par exemple Hersh et Roger [87], Hersh et Walker [88], Dean [89], Rice [90], Cummings [91] [92].

Dans tous les travaux antérieurs, la différence de pression est mesurée à l'aide de deux microphones placés de part et d'autre de la perforation (1 dans le tuyau et 1 dans la chambre arrière de la perforation). La méthode de mesure utilisée ici est très différente puisque l'on s'intéresse à l'effet de la perforation sur la propagation d'une onde plane dans le tuyau. Ceci peut permettre de voir si l'effet de la perforation est le même quand l'onde est dans le sens de l'écoulement ou en sens inverse. Pour mesurer l'évolution des caractéristiques, on doit mettre autour de la perforation un volume fermé pour ne pas avoir d'écoulement dans le trou. Ce volume doit être suffisamment grand pour que ses parois n'influencent pas le champ de vitesse au voisinage du trou et suffisamment petit pour que la pression puisse être considérée uniforme dans le volume. L'ensemble perforation plus volume constitue un résonateur de Helmholtz.

4.2 Résonateur de Helmholtz sans écoulement

Dans cette partie, nous nous intéressons au biporte constitué par un résonateur de Helmholtz décrit sur la figure 4.1. Le volume est à géométrie cylindrique (diamètre extérieur 122 mm, diamètre intérieur 47 mm) et de longueur 74.15 mm (volume $V = 7.38 \cdot 10^{-4} m^3$). Il est relié au guide principal par une perforation de 8 mm de diamètre et de longueur 1 mm.

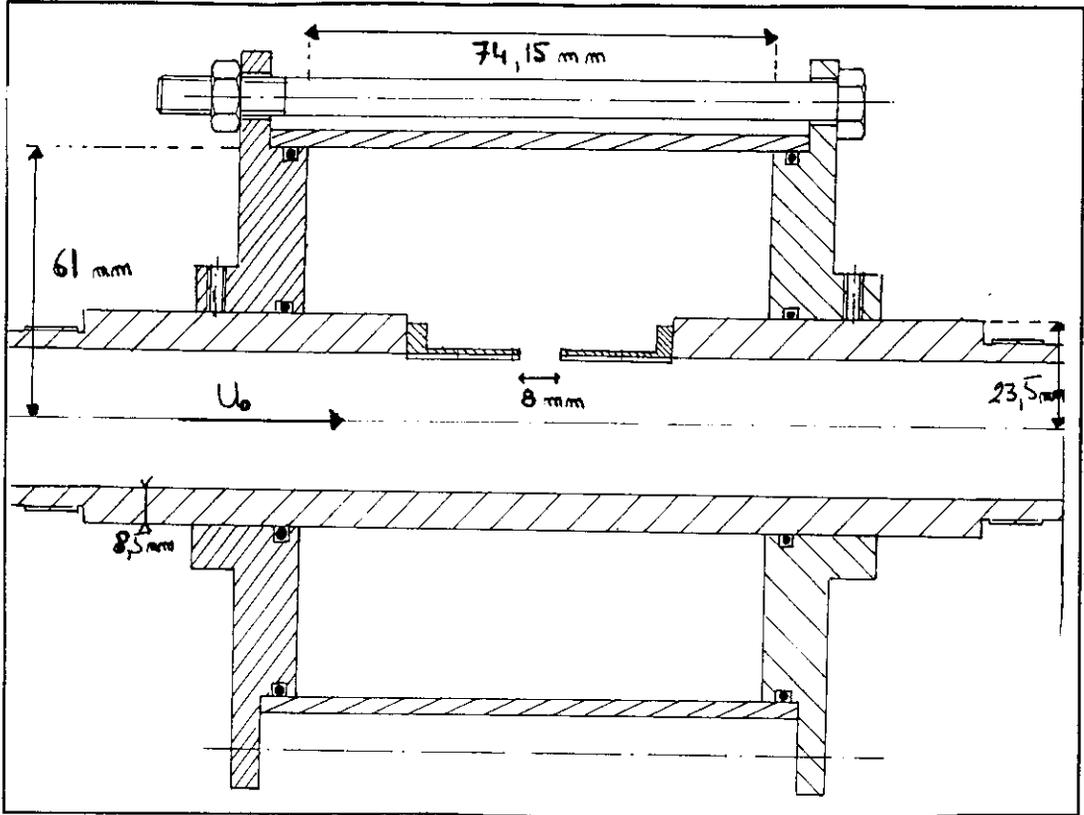


FIG. 4.1 - Représentation schématique du résonateur de Helmholtz. La géométrie du col est décrite sur la figure 4.2

4.2.1 Impédance d'entrée du résonateur

Pour en donner un modèle acoustique simple, le résonateur est assimilé à un système masse (vibration d'une masse d'air dans le col du résonateur) ressort (effets de compressibilité liés au volume de la cavité). On choisit de caractériser le résonateur de Helmholtz par une impédance d'entrée, qu'on appellera Z_e définie comme le rapport entre la pression acoustique p'_c dans la tube et la vitesse acoustique moyenne u'_c dans le col à l'entrée du résonateur. La pression à l'intérieur du résonateur est constante aux basses fréquences et notée p'_r (la fréquence de coupure est égale à 1360 Hz pour cette cavité, le premier mode supérieur qui apparaît est un mode circonférenciel). Dans ce cas, l'équation de conservation de la quantité de mouvement appliquée à la masse d'air en mouvement dans le col du résonateur s'écrit:

$$Ru'_c + \rho_0 l_{eff} \frac{\partial u'_c}{\partial t} = p'_c - p'_r \quad (4.1)$$

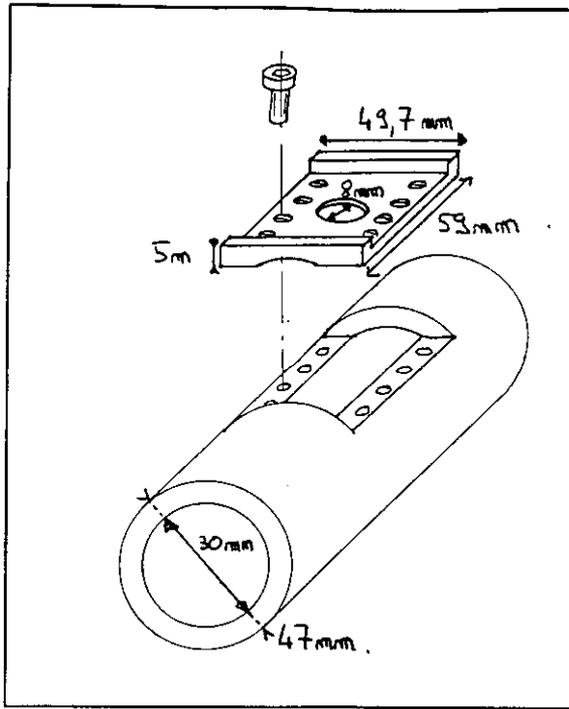


FIG. 4.2 - Détails du col du résonateur de Helmholtz.

où la vitesse acoustique dans le col u'_c est définie positive quand elle est orientée vers l'intérieur du résonateur. R est la résistance, l_{eff} est la longueur effective du col. Cette longueur effective s'écrit $l_{eff} = l_c + \delta$ où δ représente la correction de longueur due à l'effet des modes supérieurs de part et d'autre du col du résonateur.

Le raccordement des modes supérieurs entre le col et le guide a été étudié par V. Dubos [93] qui donne la correction de longueur pour la partie du col débouchant sur le tube:

$$\frac{\delta_i}{r_c} = \frac{8\pi}{3} (1 - 0.227\varepsilon - 1.28\varepsilon^2 + 1.50\varepsilon^3 - 0.834\varepsilon^4)$$

où $\varepsilon = S_c/S$ est le rapport de la section du col à la section du guide et r_c le rayon du col. Du côté de la chambre du résonateur, les dimensions de ce volume sont suffisamment grandes pour que l'on puisse approximer cette correction de longueur à celle d'un piston plan dans un écran infini soit: $\delta_v = (8/3\pi)r_c$. En toute rigueur δ n'est pas tout à fait égale à $\delta = \delta_v + \delta_i$ en raison de l'interaction des modes supérieurs de part et d'autre du col qui a une longueur faible [94]. C'est néanmoins cette valeur que l'on prend, en première approximation.

L'équation de conservation de la masse dans la cavité du résonateur s'écrit:

$$\rho_0 S_c u'_c = \frac{V}{c_0^2} \frac{\partial p'_r}{\partial t} \quad (4.2)$$

où V est le volume du résonateur, S_c la section du col. En se plaçant dans le domaine fréquentiel, les dérivées temporelles sont remplacées dans la suite par $j\omega$. La combinaison des équations (4.1) et (4.2) permet d'obtenir l'expression suivante pour l'impédance adimensionnalisée:

$$\frac{Z_e(\omega)}{\rho_0 c_0} = \left(\frac{R}{\rho_0 c_0} + j \frac{\omega}{c_0} l_{eff} + \frac{S_c c_0}{j\omega V} \right) \quad (4.3)$$

La détermination théorique de la valeur de la résistance d'un orifice mince est assez délicate. Morse et Ingard [4] la déterminent par un calcul de couche limite acoustique au voisinage de la pointe de l'orifice (R est alors proportionnelle à \sqrt{f} , $R/\rho_0 c_0 = 1/(4c_0)\sqrt{4\pi\nu f} \ln(2r_c/h)$, où ν est la viscosité cinématique du fluide et h représente la quantité la plus grande entre le rayon de courbure moyen de l'orifice et l'épaisseur de couche limite acoustique visqueuse $\sqrt{2\nu/\omega}$). Ce calcul n'est valide que si h est largement inférieur au rayon r_c de la perforation. Les pertes par rayonnement peuvent aussi intervenir (R est alors proportionnelle à f^2 , soit $R/\rho_0 c_0 = 2\pi S_c f^2/c_0^2$) [79].

Dans la pratique, la valeur de la résistance est très faible devant la réactance dans l'expression de Z_e sauf au voisinage de la résonance dont elle donne le facteur de qualité. Etant donné les grandes vitesses acoustiques au voisinage des arêtes de l'orifice, la valeur de la résistance est très rapidement influencée par des effets non linéaires dans les cas d'intérêt pratique. Ce problème est revu dans le paragraphe 4.3 relatif à l'interprétation des résultats expérimentaux.

4.2.2 Représentation matricielle

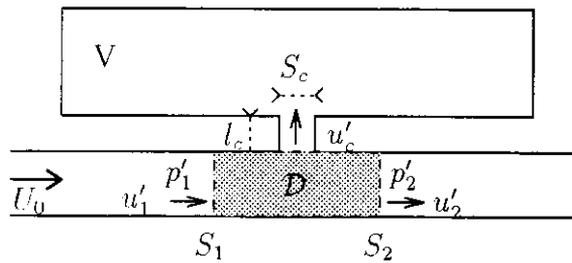


FIG. 4.3 - Choix du volume de contrôle

On choisit un volume de contrôle délimité par les parois, l'entrée du col et les deux sections notées S_1 et S_2 sur la figure 4.3 sur laquelle $U_0 = 0$. Dans ce cas, on peut, en première approximation, écrire l'égalité des pressions corrigées par la propagation du mode plan entre les sections S_1 et S_2 et le centre du col :

$$p'_c = p'_1 = p'_2 \quad (4.4)$$

De même, la conservation de la masse appliquée à ce volume de contrôle s'écrit :

$$S u'_1 = S_c u'_c + S u'_2 \quad (4.5)$$

En utilisant la définition de l'impédance d'entrée du résonateur $Z_e = p'_c/u'_c$, ces relations s'écrivent avec le formalisme des ondes aller et retour :

$$p_1^+ + p_1^- = p_2^+ + p_2^-, \quad (4.6)$$

$$\frac{p_1^+ - p_1^-}{\rho_0 c_0} = \frac{S_c}{S} \left(\frac{p_1^+ + p_1^-}{Z_e} \right) + \frac{p_2^+ - p_2^-}{\rho_0 c_0}, \quad (4.7)$$

Lorsque $p_2^- = 0$, ces deux dernières équations s'écrivent respectivement :

$$1 + R^+ = T^+, \quad (4.8)$$

$$1 - R^+ = \frac{1}{Z_*} (1 + R^+) + T^+, \quad (4.9)$$

où $Z_* = (S/S_c)(Z_e/\rho_0 c_0)$ est une impédance adimensionnée. Lorsque $p_1^+ = 0$, on obtient deux autres expressions issues des relations (4.6) et (4.7) liant les coefficients T^- et R^- à l'impédance Z_* . On trouve alors la matrice de diffusion du résonateur de Helmholtz sans écoulement qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} p_2^+ \\ p_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2Z_*}{2Z_*+1} & \frac{-1}{2Z_*+1} \\ \frac{-1}{2Z_*+1} & \frac{2Z_*}{2Z_*+1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1^+ \\ p_2^- \end{pmatrix}. \quad (4.10)$$

Cette matrice est celle d'un système symétrique et réciproque ($T^\pm - T$ et $R^\pm = R$).

Si on connaît par la mesure les coefficients de cette matrice, on en déduit l'impédance adimensionnelle $Z_e/\rho_0 c_0 = (S_c/S) Z_*$ de 4 façons différentes par les quatre relations suivantes:

$$Z_e/\rho_0 c_0 = - \left(\frac{S_c}{S} \right) \frac{T^\pm}{2(T^\pm - 1)} = - \left(\frac{S_c}{S} \right) \frac{1 + R^\pm}{2R^\pm} \quad (4.11)$$

4.3 Résultats expérimentaux sans écoulement

4.3.1 Coefficients de la matrice de diffusion

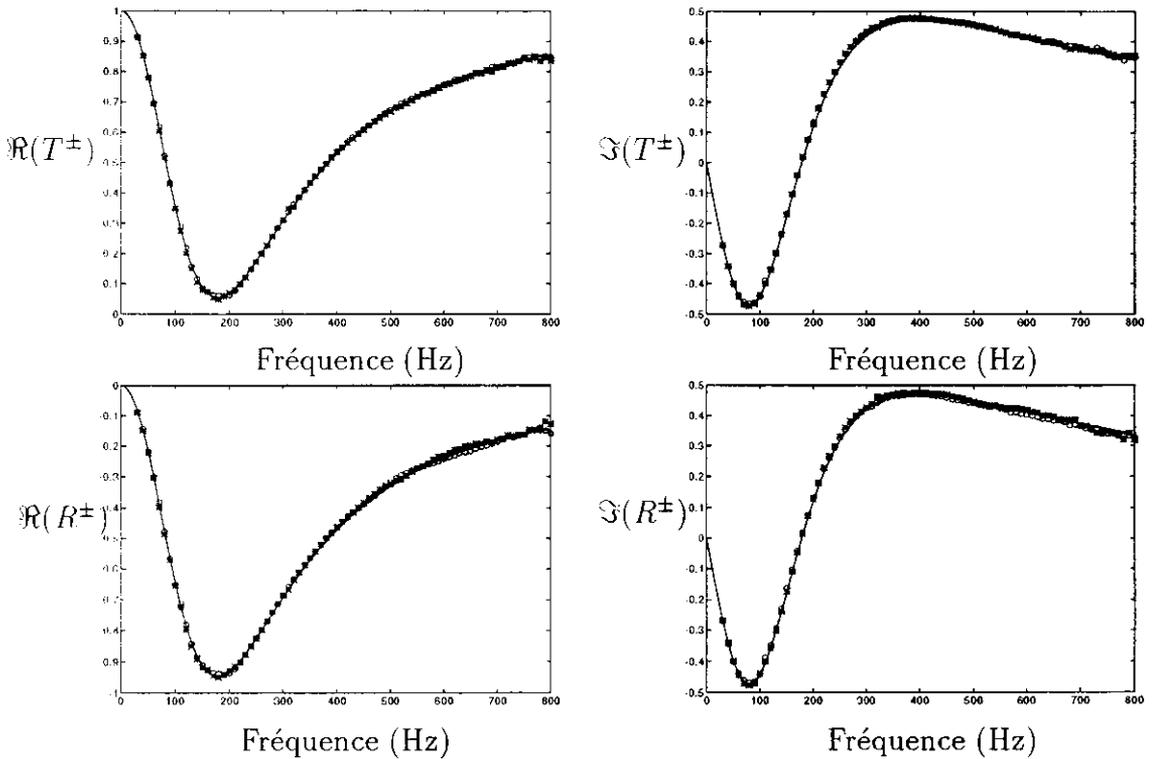


FIG. 4.4 - Parties réelles et imaginaires des coefficients de la matrice de diffusion du résonateur de Helmholtz sans écoulement. T^+ et R^+ : * ; T^- et R^- : \circ . Interpolation des mesures: —

Dans les mesures, le centre du col est choisi comme origine, le microphone x_{11} est à une longueur $L_u = 0.5005m$ en amont de cette origine et le microphone x_{21} est à une longueur $L_d = 0.9828m$ en aval. Les coefficients T^\pm et R^\pm sont mesurés entre ces deux microphones, puis ramenés à l'origine choisie en retranchant la propagation en mode plan dans les tuyaux L_u et L_d . Les résultats de mesure sont présentés en parties réelles et imaginaires sur la figure 4.4. On remarque que, sans écoulement, le résonateur est effectivement un biporte acoustique réciproque et symétrique.

A une fréquence d'environ 180 Hz, la partie réelle de T^\pm présente un minimum très marqué alors qu'à cette même fréquence la partie réelle de R^\pm est proche de -1 . Pour cette fréquence, les parties imaginaires de T^\pm et R^\pm s'annulent. Cette fréquence correspond à la fréquence de résonance du résonateur. Cette particularité justifie l'utilisation des résonateurs dans les conduits. Ils ont en effet pour but d'éviter

la transmission du son à une fréquence particulière par réflexion quasi-totale du son vers l'amont. Ce processus est d'autant plus efficace que les pertes dans le résonateur sont faibles.

4.3.2 Impédance d'entrée

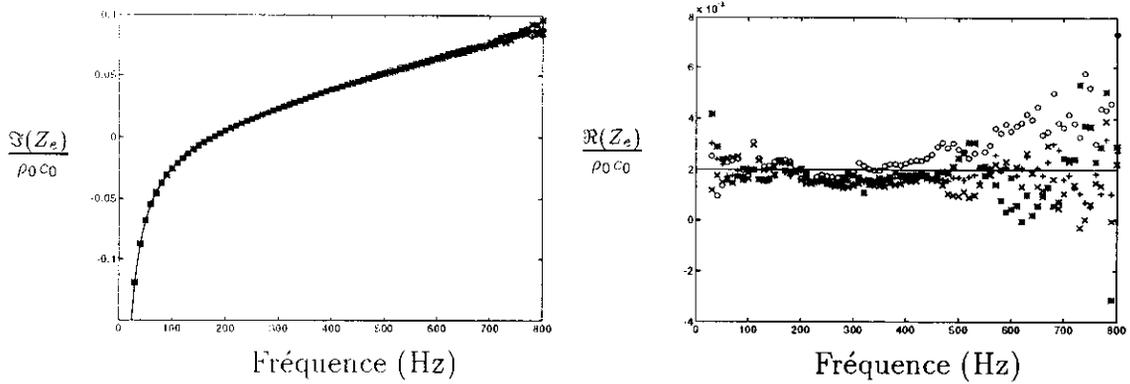


FIG. 4.5 - Parties imaginaires et réelles des mesures de l'impédance d'entrée adimensionnée du résonateur de Helmholtz sans écoulement à partir des relations (4.11)

La partie imaginaire (réactance) de l'impédance d'entrée du résonateur normalisée par $\rho_0 c_0$ est représentée sur la figure 4.5. On retrouve sur cette courbe un comportement en $1/f$ aux basses fréquences (effets de compressibilité) et linéaire aux hautes fréquences (effets inertiels). En traçant $\omega \times \Im(Z_e)/\rho_0 c_0$ en fonction de f^2 , on obtient une droite (figure 4.6) dont le coefficient directeur est proportionnel à la longueur effective et la valeur en $f^2 = 0$ est proportionnelle au volume du résonateur d'après la relation (4.3). La longueur effective mesurée est 6.5 mm (courbe (a) figure 4.8). La longueur effective calculée au paragraphe 4.2.1 est égale à 7.3 mm. Cet écart peut s'expliquer éventuellement par l'interaction entre les modes supérieurs de part et d'autre de la perforation. Le volume mesuré est $7.5 \cdot 10^{-4} m^3$ ce qui représente un écart relatif de 1.6 % par rapport au volume "exact". La partie réelle de l'impédance,

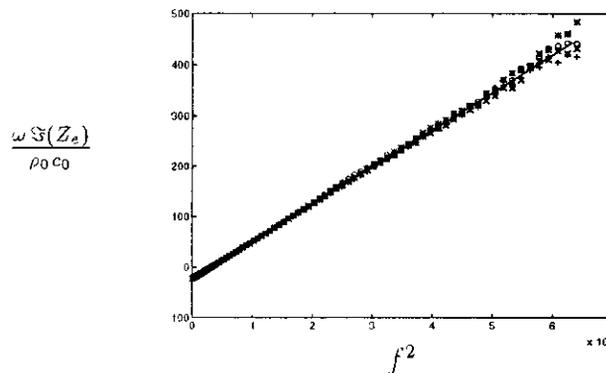


FIG. 4.6 - Mesure du volume et de la longueur effective à partir de $\omega \times \Im(Z_e)/\rho_0 c_0$

est représentée à partir des coefficients de la matrice de diffusion sur la figure 4.5. La valeur de cette résistance est faible ($R/\rho_0 c_0 \sim 0.002$) mais extrêmement dépendante du niveau acoustique. En effet, sur la figure 4.7-a sont superposées les valeurs de la résistance mesurées pour le niveau correspondant à la valeur (*) présentée sur la figure 4.5 et pour un niveau acoustique supérieur (\circ). Les valeurs des

vitesse acoustiques normalisées par $2\omega r_c$ sont données pour les deux niveaux acoustiques (figure 4.5-b). Les courbes sans écoulement présentées par ailleurs dans cette partie correspondent au niveau acoustique le plus faible que nous pouvons obtenir pour garder un bon rapport signal sur bruit. Cependant, ceci ne nous garantit pas l'absence des effets non linéaires. En effet, la résistance mesurée est relativement indépendante de la fréquence alors que les modèles théoriques indiquent une dépendance en \sqrt{f} . En

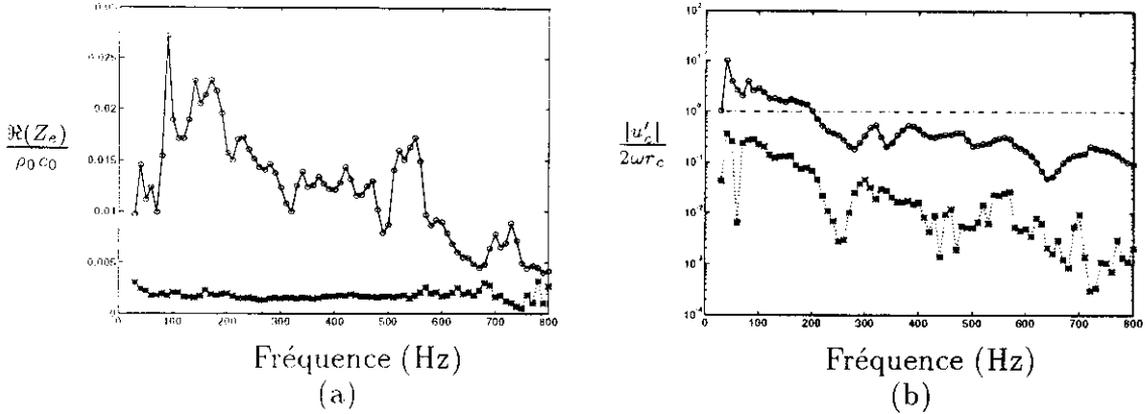


FIG. 4.7 - (a) Résistance mesurée pour deux niveaux imposés à la source acoustique, niveau élevé: \circ , niveau minimum obtenu pour conserver un bon rapport signal sur bruit: $*$. (b) Rapport entre le déplacement acoustique ($|u'_c/\omega|$) dans le col et le diamètre du col pour ces deux conditions expérimentales.

conclusion, on vérifie expérimentalement que le résonateur est principalement un système masse-ressort pour laquelle on retrouve une correction de longueur du col et le volume du résonateur. La valeur de la résistance dépend quant à elle fortement de la vitesse acoustique dans le col.

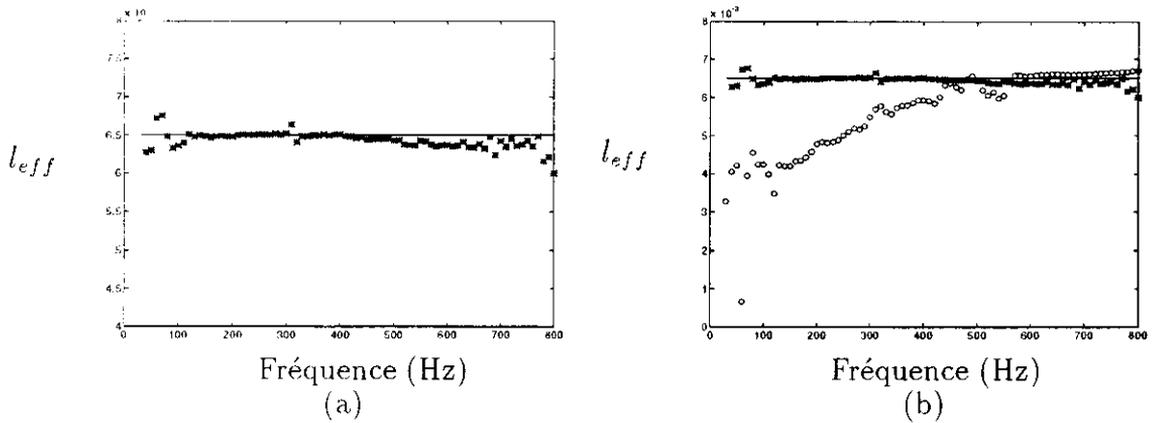


FIG. 4.8 - Longueur effective en fonction de la fréquence acoustique. (a) niveau acoustique correspondant à la valeur minimum. (b) Influence des effets non linéaires sur la longueur effective

4.4 Résonateur de Helmholtz avec écoulement

4.4.1 Résultats expérimentaux avec écoulement

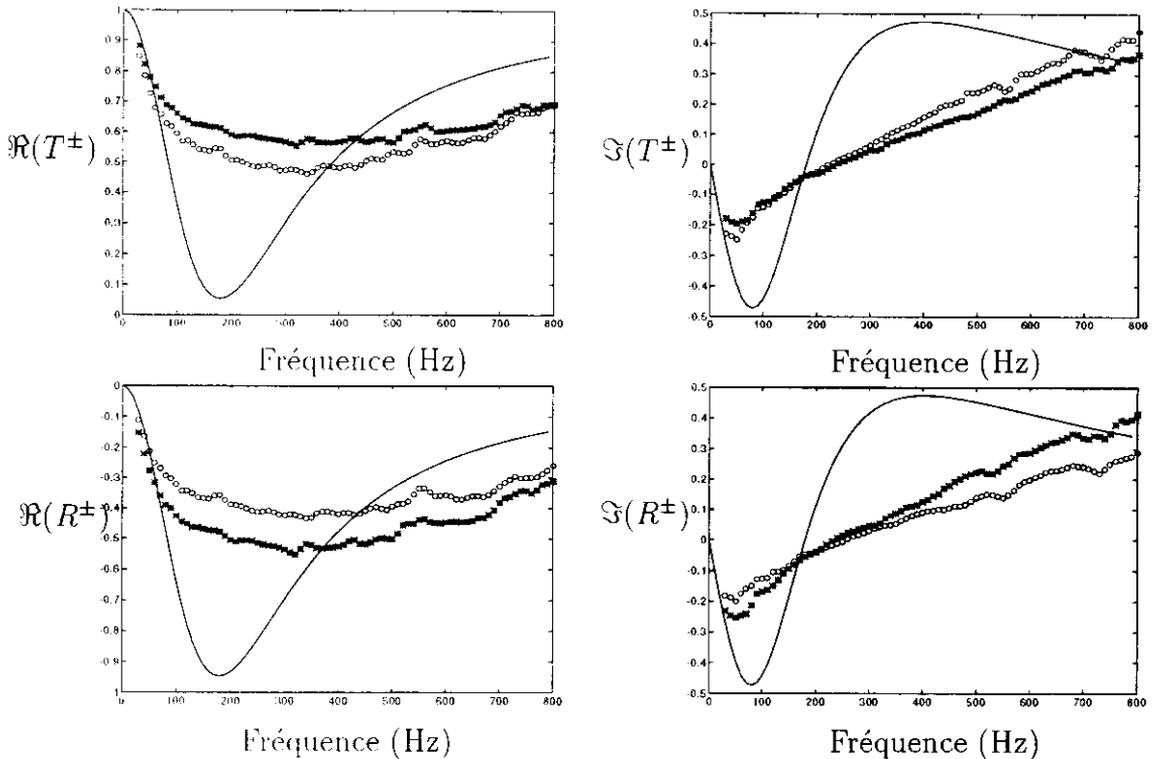


FIG. 4.9 - Résultats expérimentaux. Parties réelles et imaginaires des coefficients de la matrice de diffusion. $M = 0.071$: R^+ et T^+ * , R^- et T^- o. $M = 0$: —

Nous nous intéressons ici à la mesure des coefficients de la matrice de diffusion du résonateur lorsqu'un écoulement moyen turbulent est présent dans le guide principal. Cet écoulement stationnaire est tangentiel à la surface du col.

Les coefficients de réflexion et de transmission sont mesurés dans la même configuration expérimentale que pour les mesures sans écoulement entre x_{11} et x_{21} puis rapportés à l'origine (section correspondant au centre du col) en retranchant la propagation dans les tubes en amont et en aval. Mesurer les coefficients de la matrice nécessite que le biporte soit linéaire (voir chapitre 1) pour que les résultats soient exploitables. Les conditions engendrant des phénomènes de sifflement (auto-oscillations) doivent donc être exclues lors des mesures.

Les coefficients de la matrice de diffusion sont présentés sur la figure 4.9 en fonction de la fréquence pour un nombre de Mach $M = 0.071$. Sur les courbes figurent aussi les coefficients correspondant sans écoulement afin d'apprécier l'effet important de l'écoulement.

On constate que "le creux" de la partie réelle de la transmission qui existait sans écoulement au voisinage de la fréquence de résonance du résonateur de Helmholtz s'est beaucoup amoindri et s'est étalé en fréquence. Le minimum de la transmission est translaté vers des fréquences plus élevées. Parallèlement, on s'aperçoit que "la bosse" de la valeur absolue du coefficient de réflexion a diminuée. Ceci entraîne que l'effet de non transmission de fréquences proches de la résonance diminue mais que cet effet joue sur une plus large gamme de fréquences. Tout ceci peut être expliqué par une augmentation de la résistance du résonateur

quand l'écoulement est présent. Si la résistance devient trop importante, l'onde incidente "ne voit plus" le résonateur.

On constate d'autre part que le le biporte n'est plus réciproque et symétrique. Ce qui veut dire que l'effet d'une perforation n'est pas identique sur une onde dans le sens de l'écoulement et sur une onde en sens inverse de l'écoulement. Pour ce nombre de Mach, la partie réelle de la transmission est, par exemple, environ 20 % plus faible dans le sens contraire à l'écoulement que dans le sens de l'écoulement au voisinage de la transmission minimum.

La non réciprocity et la non symétrie posent la question du type de description que l'on peut appliquer au résonateur en présence d'écoulement: Est-il encore possible de le décrire par une simple impédance d'entrée?

4.4.2 Détermination de l'impédance avec écoulement

Conservation de la quantité de mouvement

On considère un domaine \mathcal{D} limité par deux sections S_1 et S_2 de part et d'autre de la perforation, par les parois du tube contenu entre ces deux sections et par le col du résonateur (voir figure 4.3).

On applique à ce domaine la loi de conservation de la quantité de mouvement projetée sur l'axe du tube en enlevant l'effet de la propagation en onde plane entre ces sections. En considérant que sur la section du col la moyenne de la vitesse acoustique est perpendiculaire à l'axe du tube, cette équation linéarisée s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{D}} (\rho_0 u' + U_0 p') dV + \int_{S_2} (2\rho_0 U_0 u' + p') dS = \int_{S_1} (2\rho_0 U_0 u' + p') dS. \quad (4.12)$$

Au vue de cette équation, on peut calculer à partir des résultats expérimentaux la valeur

$$\Delta P = p'_2 + 2\rho_0 U_0 u'_2 - (p'_1 + 2\rho_0 U_0 u'_1)$$

qui met en évidence les termes de l'équation (4.12) non pris en compte par les intégrales de surfaces. Ce terme se déduit de la matrice de diffusion par:

$$\frac{\Delta P^+}{p_1^+} = (1 + 2M) \left(T^+ - 1 - \frac{1 - 2M}{1 + 2M} R^+ \right), \quad (4.13)$$

$$\frac{\Delta P^-}{p_2^-} = (1 - 2M) \left(-T^- + 1 + \frac{1 + 2M}{1 - 2M} R^- \right). \quad (4.14)$$

Ces termes sont tracés sur la figure 4.10 pour un nombre de Mach égal à $M = 0.064$.

On constate que ces termes sont petits devant 1. On peut alors considérer que $p'_1 + 2\rho_0 U_0 u'_1 = p'_2 + 2\rho_0 U_0 u'_2$ soit, à des termes d'ordre M^2 près,

$$\Pi'_1 + M m'_1 = \Pi'_2 + M m'_2$$

où l'exergie multipliée par la masse volumique vaut: $\Pi'_{1,2} = p'_{1,2} + \rho_0 U_0 u'_{1,2}$ et la vitesse massique multipliée par la vitesse du son est égale à: $m'_{1,2} = \rho_0 c_0 u'_{1,2} + (U_0/c_0) p'_{1,2}$. On considère donc, dans la suite, que:

$$(1 + M) + (1 - M) R_*^+ - (1 + M) T^+ = 0 \quad (4.15)$$

$$(1 - M) + (1 + M) R_*^- - (1 - M) T^- = 0$$

où $R_*^\pm = R^\pm (1 \mp M) / (1 \pm M)$.

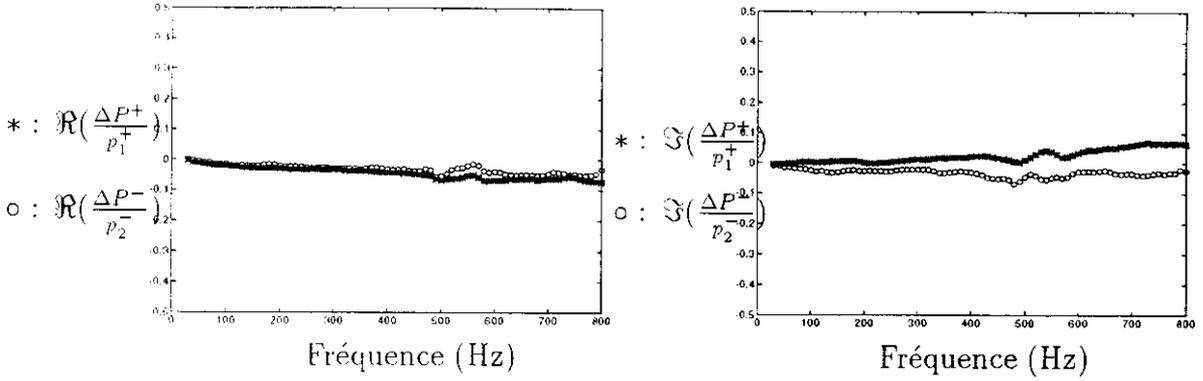


FIG. 4.10 - Parties réelles et imaginaires des relations issues de la conservation de la quantité de mouvement (équations 4.13 et 4.14) pour $M=0.064$

Conservation de la masse

Sur le même domaine \mathcal{D} que celui défini au paragraphe précédent, la loi de conservation de la masse (1.82) s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{D}} \rho dV + \int_{S_1+S_2+S_c} \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS = 0. \quad (4.16)$$

En linéarisant cette équation et en considérant que le terme d'intégrale de volume est bien pris en compte par la propagation du mode plan, on peut écrire:

$$m'_1 - m'_2 = \frac{S_c}{S} \rho_0 c_0 u'_c \quad (4.17)$$

où u'_c est la vitesse acoustique qui rentre dans la perforation.

Conservation d'énergie

Toujours sur le même domaine \mathcal{D} , on applique la loi de conservation de l'énergie (1.89) qui s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{D}} \rho \left(e + \frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{2} \right) dV + \int_{S_1+S_2+S_c} \rho H \vec{u} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (4.18)$$

A l'ordre 1 et en utilisant la conservation de la masse, cette équation donne de nouveau le résultat obtenu en utilisant la conservation de la quantité de mouvement.

A l'ordre 2 et en considérant toujours le terme d'intégrale de volume bien pris en compte par la propagation du mode plan, cette équation devient:

$$H'_1 m'_1 - H'_2 m'_2 = \frac{S_c}{S} c_0 p'_c u'_c, \quad (4.19)$$

où l'enthalpie d'arrêt fluctuante est définie par $H'_{1,2} = p'_{1,2}/\rho_0 + U_0 u'_{1,2} + T_0 s'_{1,2}$. Si l'on suppose que la dissipation se produit à l'intérieur du résonateur (dans le col), la production d'entropie fluctuante est nulle dans le domaine \mathcal{D} . Comme dans le cas du diaphragme, l'entropie fluctuante à l'entrée du domaine d'étude est supposée nulle ce qui implique que $s'_1 = s'_2 = 0$. L'équation (4.19) devient alors, en utilisant la conservation de la masse:

$$p'_c = \frac{\Pi'_1 m'_1 - \Pi'_2 m'_2}{m'_1 - m'_2}. \quad (4.20)$$

Définition de l'impédance d'entrée du résonateur

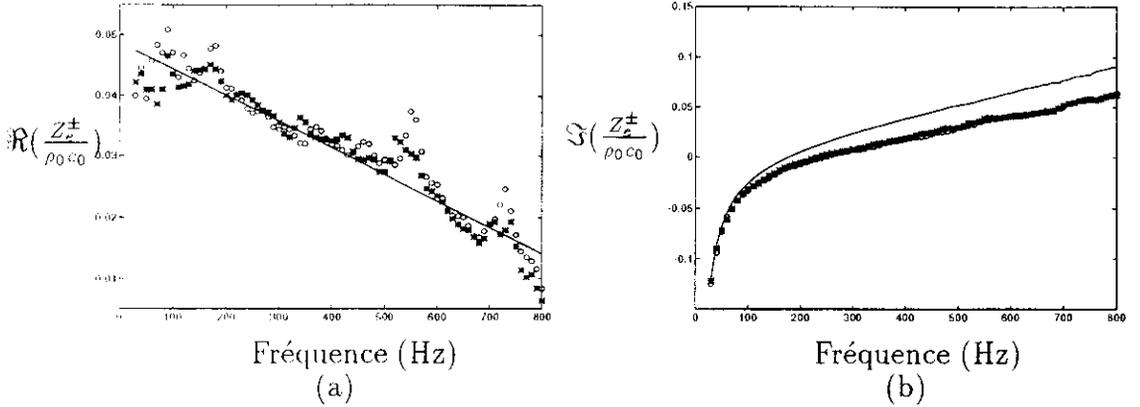


FIG. 4.11 - Impédance d'entrée du résonateur pour $M = 0.064$. (a) Parties réelles; Z_e^+ : *, Z_e^- : o, interpolation linéaire: —. (b) Parties imaginaires; Z_e^+ : *, Z_e^- : o, Z_e pour $M = 0$: —

Quand on considère une onde incidente sur la section S_1 en amont du résonateur et que l'on suppose que le tube en aval du résonateur est anéchoïque ($p_2^- = 0$), la relation (4.17) s'écrit:

$$\frac{((S_c/S)\rho_0 c_0 u_c')^+}{\Pi_1^+} = 1 - R_*^+ - T^+. \quad (4.21)$$

De même, en utilisant (4.15) et en négligeant des termes en M^2 , la relation (4.20) devient :

$$\frac{(p_c')^+}{\Pi_1^+} = \frac{1 - (R_*^+)^2 - (T^+)^2}{1 - R_*^+ - T^+} = (1 - M) + \frac{R_*^+}{1 + M} \quad (4.22)$$

On peut alors définir une impédance adimensionnalisée

$$\frac{Z_e^+}{\rho_0 c_0} = \frac{(p_c')^+}{(\rho_0 c_0 u_c')^+} = \frac{S_c}{S} \frac{1 - M + R_*^+/(1 + M)}{1 - R_*^+ - T^+} \quad (4.23)$$

En faisant le même raisonnement, lorsque p_1^+ est nul, on obtient:

$$\frac{Z_e^-}{\rho_0 c_0} = \frac{(p_c')^-}{(\rho_0 c_0 u_c')^-} = \frac{S_c}{S} \frac{1 + M + R_*^-/(1 - M)}{1 - R_*^- - T^-} \quad (4.24)$$

4.4.3 Impédance d'entrée du résonateur avec écoulement

Les impédances Z_e^+ et Z_e^- , que l'on peut déterminer à l'aide des mesures en utilisant les relations (4.23) et (4.24), sont confondues aux erreurs de mesure près et sont tracées sur les figures 4.11.

La partie imaginaire de $Z_e = Z_e^+ = Z_e^-$ (courbe (b)) est égale, à basses fréquences, à celle de l'impédance d'entrée du résonateur sans écoulement. A ces fréquences, c'est le terme de compressibilité de la chambre du résonateur qui est prépondérant et qui n'est pas modifié par l'écoulement.

Le comportement aux fréquences plus élevées indique une diminution de la longueur effective l_{eff} pour ce nombre de Mach par rapport à la longueur effective l_0 sans écoulement (voir figure 4.12). Le rapport l_{eff}/l_0 est tracé en fonction du nombre de Strouhal $S_r = U_0/2rcf$ pour différents nombres de Mach sur la figure 4.13. Les différentes courbes se superposent ce qui indique que la longueur l_{eff} dépend du

nombre de Strouhal mais peu du nombre de Mach. Pour des nombres de Strouhal faibles, la correction de longueur est environ égale à $0.95 l_0$. Pour des nombres de Strouhal supérieurs à ~ 2 la correction de longueur diminue jusqu'à une valeur d'environ $l_0/2$ à basses fréquences. D'autres mesures, non effectuées faute de temps, seraient nécessaires avec d'autres géométries de perforation pour déterminer des relations empiriques générales à partir de ces mesures.

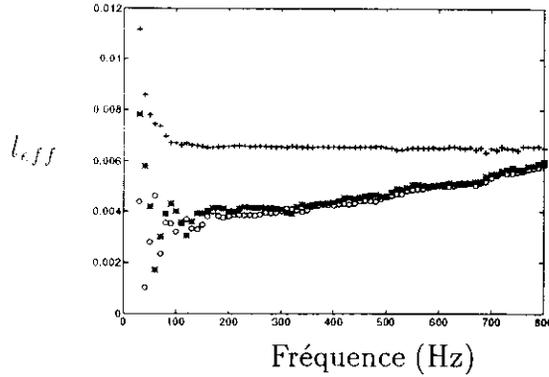


FIG. 4.12 - Evolution de la longueur effective en fonction de la fréquence. $M = 0.05$, mesure à partir de Z_e^+ : * . mesure à partir de Z_e^- : o. $M = 0$: +

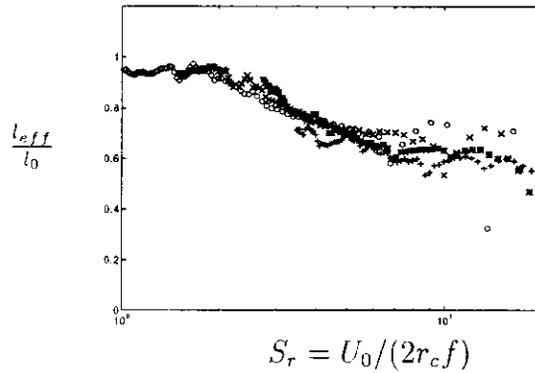


FIG. 4.13 - Rapport entre les longueurs effectives avec écoulement (l_{eff}) sans écoulement (l_0) en fonction du nombre de Strouhal basé sur la vitesse de l'écoulement principal et le diamètre du col pour différents nombres de Mach

La figure 4.11 (a) met en évidence l'augmentation de la résistance par rapport au cas sans écoulement (pour lequel $R \simeq 0.002$). La résistance décroît avec la fréquence de façon quasiment linéaire dans la gamme de fréquences explorées. Ronneberger [95] propose d'écrire cette résistance sous la forme:

$$R = \Re\left(\frac{Z_e}{\rho_0 c_0}\right) = R_0 \left(1 - \frac{S_{r0}}{S_r}\right).$$

où $S_r = U_0/2r_c f$ est le nombre de Strouhal.

L'évolution de R_0/M est tracée sur la figure 4.14. La résistance quasi-statique est, ici, presque proportionnelle au nombre de Mach avec un coefficient de proportionnalité voisin de 0.8. Ronneberger [95] indique que cette résistance est identique à celle que l'on peut mesurer en écoulement statique. Certains auteurs

(par exemple Munjal [39]) donnent une valeur de la résistance indépendante de la fréquence. Dans ce cas, l'expression de la résistance donnée par ces auteurs est voisine de la résistance R_0 (voir figure 4.15). La

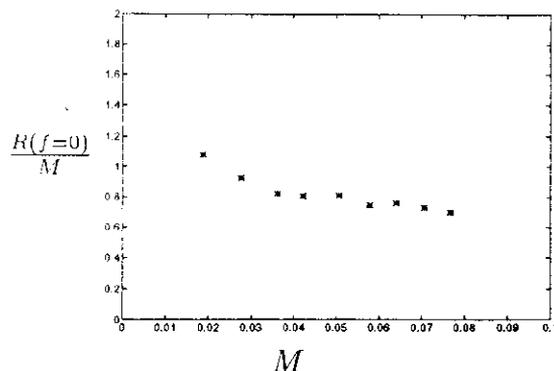


FIG. 4.14 - Evolution de la résistance adimensionnalisée quasi-statique divisée par le nombre de Mach en fonction du nombre de Mach

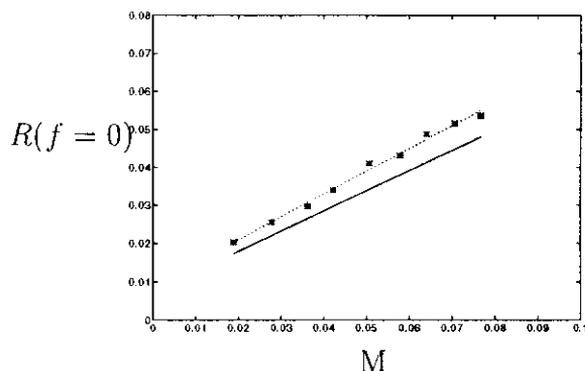


FIG. 4.15 - Résistance adimensionnalisée quasi-statique R_0 ; mesures: *, interpolation linéaire: . . . , relation empirique donnée par Munjal $R = 7.337 \cdot 10^{-3}(1 + 72.23M)$: —

valeur du nombre de Strouhal S_{r0} pour laquelle l'interpolation linéaire de la résistance s'annule est tracée en fonction du nombre de Mach sur la figure 4.16. Cette valeur augmente proportionnellement au nombre de Mach puis sature à une valeur $S_{r0} \simeq 2.5$. Les fréquences pour lesquelles l'interpolation linéaire devient négative ne sont pas dans la gamme des mesures présentées. On peut néanmoins penser que cette valeur indique plus un raccordement de la valeur de la résistance avec écoulement sur celle sans écoulement qu'une valeur où la résistance devient réellement négative (ce qui indiquerait que le résonateur fournit de l'énergie).

Il est difficile d'aller plus loin dans l'interprétation des mesures en raison du faible nombre de mesures effectuées. Une étude paramétrique de la correction de longueur et de la résistance a été effectuée par Cummings [92] sur un grand nombre de mesures. Elle montre notamment l'influence des propriétés de la couche limite interne sur l'impédance par le biais de la vitesse de friction. Il n'existe pas à notre connaissance de modélisation, même semi-empirique, donnant l'impédance d'une perforation en présence d'écoulement rasant dans tous les cas de figure. Les modèles existants ne donnent que des relations valables pour une faible gamme des différents paramètres intervenant dans les problèmes (nombre de Mach, nombre de Strouhal, nombre de Reynolds, vitesse de friction, diamètre de la perforation, épaisseur

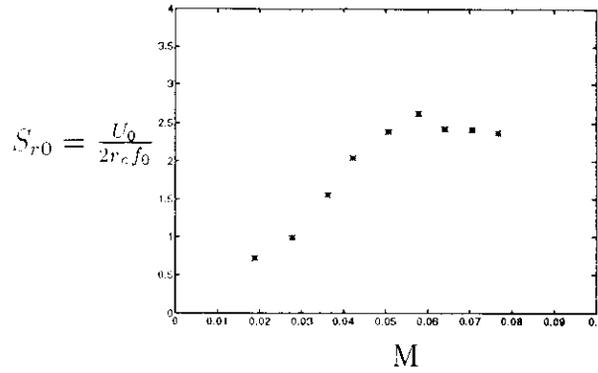


FIG. 4.16 - Nombre de Strouhal S_{r0} , pour lequel l'interpolation de la résistance est nulle, en fonction du nombre de Mach ($f_0 \equiv f \rightarrow 0$)

de la perforation, forme de arêtes, ...).

4.4.4 Energie créée dans le résonateur

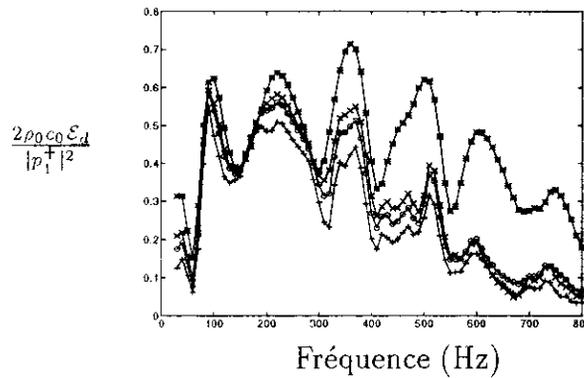


FIG. 4.17 - Energie acoustique dissipée par le résonateur de Helmholtz en configuration expérimentale (terminaison "anéchoïque") :+ : $M = 0.019$ o : $M = 0.028$, x : $M = 0.035$, * : $M = 0.071$.

L'énergie dissipée dans un biporte acoustique avec écoulement a été définie au paragraphe 1.5.5. Le résonateur étant connu pour produire des auto-oscillations (sifflements), il est intéressant de vérifier si l'énergie dissipée est toujours positive.

Pour pouvoir déterminer l'énergie fournie \mathcal{E}_d , on doit associer une charge acoustique au biporte acoustique. Le plus simple est d'associer au biporte une charge en aval définie par un coefficient de réflexion $R_2 = p_2^- / p_2^+$. On peut alors calculer les différentes pressions en fonction de p_1^+ :

$$\frac{p_2^+}{p_1^+} = \frac{T^+}{1 - R_2 R^-}, \quad \frac{p_2^-}{p_1^+} = \frac{R_2 T^+}{1 - R_2 R^-}, \quad \frac{p_1^-}{p_1^+} = R^+ + \frac{R_2 T^- T^+}{1 - R_2 R^-}. \quad (4.25)$$

L'énergie dissipée se calcule alors sous la forme adimensionnelle et elle est donnée par:

$$\frac{2\rho_0 c_0 \mathcal{E}_d}{|p_1^+|^2} = (1 + M)^2 + (1 - M)^2 \left| \frac{p_2^-}{p_1^+} \right|^2 - (1 + M)^2 \left| \frac{p_2^+}{p_1^+} \right|^2 - (1 - M)^2 \left| \frac{p_1^-}{p_1^+} \right|^2 \quad (4.26)$$

Tant que cette énergie dissipée est positive le biporte est un système passif et le formalisme choisi peut s'appliquer. On peut donc tout d'abord vérifier que lors des mesures aucune énergie n'a été créée dans le résonateur. La charge placée en aval est donc celle utilisée lors des mesures (tube + source fermée + terminaison anéchoïque, voir figure 2.10). On peut vérifier sur la figure 4.17 que l'énergie dissipée est toujours positive ce qui justifie a posteriori la validité des mesures sur le résonateur.

Quand on place, en aval du résonateur, un tuyau ouvert de longueur L_2 , le coefficient de réflexion est donné par $R_2 = -e^{-j(k^+ + k^-)L_2}$ en négligeant l'impédance de rayonnement. En utilisant les relations (4.25) et (4.26), on peut calculer l'énergie dissipée par l'ensemble résonateur plus tube. Les résultats pour un tube de longueur 35 cm sont donnés sur la figure 4.18 pour différents nombres de Mach. Pour les deux nombres de Mach les plus faibles, l'énergie dissipée devient négative aux alentours de 490 Hz. Pour ces nombres de Mach, l'ensemble résonateur plus tube doit donc se mettre à siffler à une fréquence voisine de 490 Hz. Des mécanismes de saturation non linéaires entre alors en jeu. Le comportement du biporte ne peut alors plus être prédit par notre formalisme.

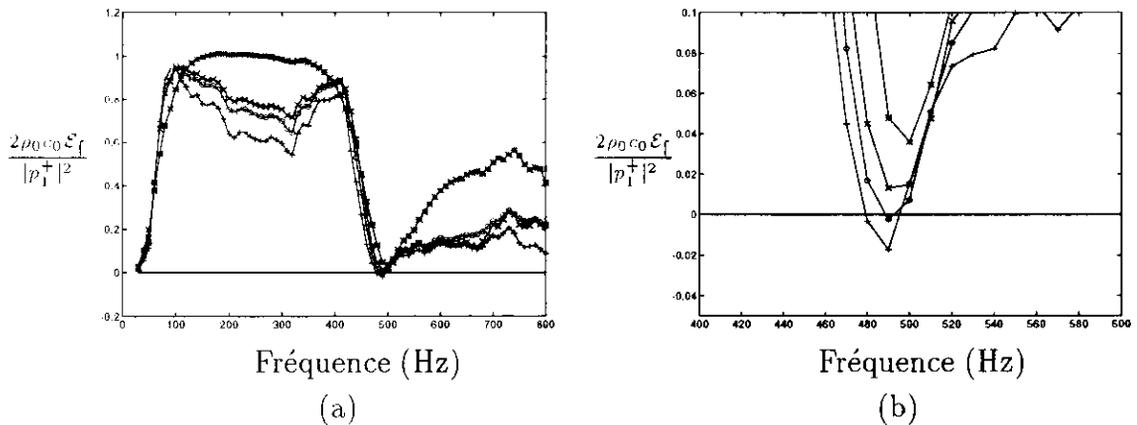


FIG. 4.18 - *Energie acoustique dissipée dans le résonateur de Helmholtz quand on le charge avec un tube ouvert de longueur 0.35 m . (a) +: $M = 0.019$ o: $M = 0.028$, x: $M = 0.035$, *: $M = 0.071$. (b) Zoom autour de la fréquence pour laquelle le résonateur peut "siffler"*

4.5 Conclusion

La mesure d'un résonateur en écoulement rasant montre que, malgré la non réciprocity et la non symétrie du système, une impédance d'entrée du résonateur peut être définie. La mesure des coefficients de transmission et de réflexion du résonateur met en évidence l'action d'une perforation, en présence d'écoulement, sur la propagation d'une onde plane dans un tube sur lequel est placée la perforation. L'évolution de l'impédance de la perforation, déduite des mesures, en fonction de l'écoulement, est comparable à ce que l'on peut trouver dans la littérature.

Il serait intéressant d'effectuer des mesures pour d'autres géométries de trous (en faisant varier le diamètre et l'épaisseur), pour des nombres de Mach plus élevés et pour des nombres de Strouhal plus grands afin de déterminer un modèle semi-empirique de l'impédance en présence d'écoulement.

Le résonateur étant un système susceptible d'auto-osciller avec écoulement, un soin particulier doit être apporté, pour mesurer des matrices de diffusion, à éviter les sifflements. Ceci peut se faire en diminuant les facteurs de qualité des modes propres du système total (résonateur + tubes de mesures). L'utilisation de terminaisons anéchoïques de part et d'autre du résonateur contribue à cet effet. Néanmoins des modes de cavité existent à l'intérieur du résonateur et ils échangent peu d'énergie avec les tubes (modes dits

”piégés”, de très grand facteur de qualité). Pour éviter des problèmes de sifflement qui ”s’acrocheraient” sur ces modes, on peut, soit mettre des matériaux absorbants dans la cavité, soit diminuer les dimensions de la cavité pour rejeter ces modes à très hautes fréquences.

Conclusion générale

Cette étude avait pour principal objectif la réalisation et le développement d'un outil expérimental fiable et précis de mesures acoustiques en présence d'écoulement. Parallèlement, les résultats expérimentaux devaient permettre de développer des modèles simples sur le comportement acoustique de discontinuités constituées par des géométries génériques en présence d'un écoulement stationnaire superposé. Ce travail avait pour objet de contribuer à l'élaboration d'une base de données sur de telles discontinuités à l'origine de systèmes réels plus complexes.

La première partie de ce travail a consisté en la mise en place du banc de mesures. Le dispositif expérimental développé a permis de retrouver des résultats connus de l'acoustique sans écoulement et de mesurer deux types de discontinuités en présence d'écoulement pour des fréquences acoustiques comprises entre 30 et 800 Hertz et des nombres de Mach inférieurs à 0.075. Les éléments étudiés sont caractérisés par des biportes acoustiques linéaires au moyen de matrices de diffusion. Les résultats obtenus sont reproductibles avec une erreur inférieure à 0.5% sur les valeurs des coefficients mesurés. Ils sont actuellement parmi les plus précis sur la gamme de fréquences et d'écoulements étudiés. L'utilisation du banc de mesures est aujourd'hui très facile et trouve des applications qui dépassent largement le cadre de cette thèse. Cependant, ce dispositif est toujours en phase d'évolution. En effet, de nombreuses améliorations peuvent être apportées parmi lesquelles on peut citer:

- une augmentation du nombre de voies d'acquisition pour explorer précisément un domaine fréquentiel plus large. Ceci permettra parallèlement une surdétermination des paramètres mesurés (température, nombre de Mach, nombres d'ondes dans le sens de l'écoulement et dans le sens opposé),
- l'amélioration de l'efficacité des sources acoustiques aux fréquences inférieures à 30 Hz pour les mesures aux très basses fréquences,
- Un effort plus grand concernant le traitement du signal et l'élimination du bruit lié à l'écoulement principal,
- l'étude et la réalisation de terminaisons encore plus anéchoïques,
- l'élaboration d'une source de débit stable permettant d'atteindre des vitesses plus élevées pour l'écoulement principal correspondant mieux aux cas pratiques rencontrés.

Dans un second temps, les résultats obtenus sur les diaphragmes circulaires montrent une modification importante du comportement acoustique du diaphragme lorsqu'un écoulement moyen est présent. Ces mesures sont en très bon accord avec un modèle quasi-stationnaire (nombre de Strouhal petit devant l'unité) en écoulement incompressible. Il reste dans cette étude à connaître de façon précise les champs fluctuants au voisinage du diaphragme pour caractériser le comportement fréquentiel, notamment le terme de correction de longueur et le terme de débit fluctuant ajouté. Une étude analytique apparaît compliquée dans le cas d'un diaphragme où la forme du jet n'est a priori pas connue. Une approche numérique de ce problème est actuellement abordée à l'Université de Technologie d'Eindhoven. Les effets liés à la compressibilité de l'écoulement moyen sur le comportement acoustique ont déjà été étudiés par R. Boot [70] et D. Rouneberger [71] et se poursuivent dans la thèse de P. Durrieu [2].

La troisième partie du travail s'est portée sur l'évolution des caractéristiques acoustiques des perforations en fonction de l'écoulement quand le fluide circule de façon tangentielle aux perforations (résonateur de Helmholtz). Cette étude est abordée d'un point de vue expérimental sans explorer les phénomènes d'auto-oscillations étudiés par ailleurs dans le cadre d'un stage de D.E.A. Sans écoulement, les mesures montrent un comportement de la résistance très rapidement influencé par les effets non linéaires pour le type de perforation observé. En présence d'écoulement, les résultats expérimentaux mettent en évidence l'augmentation de la résistance de la perforation avec l'écoulement en même temps que la décroissance de la longueur effective. L'originalité de la méthode de mesure utilisée par rapport aux travaux antérieurs permet de montrer l'influence du sens de l'écoulement sur le comportement acoustique du résonateur. Pour pouvoir développer un modèle semi-empirique, d'autres mesures, pour différentes géométries de l'orifice (longueur et section en particulier) semblent indispensables. Il apparaît aussi intéressant d'observer le comportement de ces systèmes lorsqu'une partie de l'écoulement entre dans le résonateur (ce qui est généralement le cas pour les pots d'échappement). Ces mesures seront réalisées dans le cadre du travail de thèse de P. Durrieu.

Annexe A

Expressions des nombres d'ondes issus de la théorie quasi-laminaire de Ronneberger

Les résultats du modèle développé par Ronneberger sont simplement donnés dans cette partie. Pour plus de détail, il est possible de se référer aux travaux de Ronneberger [18] et de Huijsmans [96]. On choisit d'exprimer les nombres d'ondes k^\pm sous la forme suivante:

$$k^\pm = \frac{\omega/c_0}{1 \pm M} + k^{\pm'}$$

où $k^{\pm'}$ est égal à:

$$\frac{(1-i)}{a} \sqrt{\frac{\omega a}{2c_0 R_e P_w}} (\zeta_0 \mp \zeta_1^* \epsilon^* \mp \zeta_1 \epsilon)$$

avec:

$$\zeta_0 = \frac{1 - P_w M}{1 + M} \left(\frac{1}{P_w (1 + M)^2} + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{Pr}} \right)$$

$$\begin{aligned} \zeta_1^* &= -\frac{1}{1 + M} \left[\frac{\gamma - 1}{\sqrt{Pr}} a_T (1 + P_w M) + \frac{\gamma - 1}{1 + M} \left(2 - \frac{P_w}{P_r} (1 + 2M) \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(1 + M)^2} \left(\alpha_u \left(\frac{1}{P_w} - M \right) + a_u \left(2 + 3M - \frac{1}{P_w} \right) \right) \right] \end{aligned}$$

$$\zeta_1 = \frac{1}{1 + M} \left[\left(\gamma + \frac{\gamma(3\gamma + 2) + 4}{3} M + \gamma \frac{\gamma + 1}{2} M^2 \frac{1 + 3M}{1 - M^2} \right) P_w - \frac{2}{3} (\gamma - 1) M \frac{R_e}{R_T} \right]$$

dans lesquelles les paramètres sont donnés ci-dessous:

$$\begin{aligned} P_w &= 1 - 0.18M^2 \\ \alpha_u &= -\frac{1}{1 + M} - \frac{(\gamma - 1)P_w}{\sqrt{Pr}} (1 + M) \\ a_u &= \frac{1}{4} \left(\frac{3}{1 + M} + 2(1 + M) \left(\frac{(\gamma - 1)P_w}{\sqrt{Pr}} - \sqrt{Pr} \frac{R_e}{R_T} \right) \right) \end{aligned}$$

$$a_T = -\frac{1}{1+M} \left(\frac{1}{4\sqrt{Pr}} \right)$$

$$R_T = \frac{aC_p\rho_0}{c_0 d\mu/dt}$$

et

$$\epsilon = -\frac{1-i v_f \delta_{ac} v_f}{2} \frac{\delta_{ac} v_f}{c_0 \nu}$$

Les valeurs de ζ_0 , ζ_1^* et ζ_1 ont été calculées par Ronneberger pour l'air. Des approximations quadratiques de ces paramètres sont utilisées pour calculer les nombres d'ondes k^\pm . Pour k^+ , ces paramètres s'écrivent:

$$\zeta_0(1+M)^3 = -0.43667 M^2 - 0.5357 M + 1.4786$$

$$\zeta_1^*(1+M)^4 = 3.74983 M^2 + 0.4823 M + 2.4821$$

$$\zeta_1 = 4.16667 M^2 + 1.6071 M + 1.3929$$

Pour k^- , ces paramètres s'écrivent:

$$\zeta_0(1-M)^3 = 0.11911 M^2 + 0.4404 M + 1.4786$$

$$\zeta_1^*(1-M)^4 = 2.44022 M^2 - 0.4105 M + 2.4821$$

$$\zeta_1 = -12.222 M^2 - 2.7858 M + 1.3929$$

Le paramètre ϵ^* est fonction de ϵ et $\delta_{ac} v_f / \nu$.

pour $\delta_{ac} v_f / \nu < 1.143$:

$$\epsilon^* / \epsilon = 1$$

pour $\delta_{ac} v_f / \nu < 1.143$:

$$\epsilon^* / \epsilon = 9.0399 \cdot 10^{-4} \delta_{ac} v_f / \nu - 4.87828 \cdot 10^{-2} \delta_{ac} v_f / \nu + 1.0546$$

Annexe B

Programmes Matlab

Nous fournissons les programmes utilisés pour obtenir les coefficients de la matrice de diffusion à partir des mesures des fonctions de transfert entre les six microphones. Le fichier *config.m* indique les positions des microphones en fonction de la configuration expérimentale. Ces longueurs sont lues dans le fichier *geot.m*. Le fichier *don.m* lit les différentes données expérimentales (débit, température, humidité) autres que les fonctions de transfert. Le programme *temp.m* sert à corriger les température mesurées en amont et en aval du système à caractériser par minimisation de l'expression 2-15 issue du paragraphe relatif à la méthode de surdétermination (chapitre 2). Les programmes *kronp.m* et *kronm.m* permettent de calculer les nombres d'ondes k^\pm du modèle quasi-laminaire de Ronneberger dans le guide de part et d'autre du biporte. Le programme *transron.m* calcule ensuite les coefficients de la matrice de diffusion.

FICHER CONFIG.M

geot

```
xu1= 0; % position du micro u1
xu2= xu1-(ns1 +lp2+ns2); % position du micro u2
xu3= xu2-(s2+lp4+ns3); % position du micro u3
xd1= 0; % position du micro d1
xd2= xd1+(ns4 +ll7+s5); % position du micro d2
xd3= xd2+(ns5+lp3+s6); % position du micro d3

dx13=xd3-xd1;
dx12=xd2-xd1;
dx23=xd3-xd2;
```

FICHER DON.M

```
%%%%%%%%%%
% debit (m^3/s)
```

```
%%%%%%%%%%
%Longueurs en amont et en aval
```

```
Lu=s1+lp1+ltr./2;
Ld=s4+ll6+lt3+ltr./2;
```

```
%Débit
```

```
Q=0.00875;
U=Q/(pi*30e-3^2/4);
```

```
%%%%%%%%%%
```

```
% temperature et humidite de la mesure 1
```

```
%%%%%%%%%%
```

```
t1=23.63;
t1u=24.45;
t1d=24.15;
h1=53.5;
```

```
%%%%%%%%%%
% temperature et humidite de la mesure 2
```

```
%%%%%%%%%%
t2=23.91;
t2u=23.25;
t2d=22.9;
h2=54.2;
```

```
Q1u=((t1u+273.15)/293.15).*Q
U1u=Q1u/(pi*30e-3^2/4);
```

```
Q1d=((t1d+273.15)/293.15).*Q
U1d=Q1d/(pi*30e-3^2/4);
```

```
Q2u=((t2u+273.15)/293.15).*Q
U2u=Q2u/(pi*30e-3^2/4);
```

```
Q2d=((t2d+273.15)/293.15).*Q
U2d=Q2d/(pi*30e-3^2/4);
```

FICHER TEMP.M

```
%%%  
%%
```

```
%prise en compte de la calibration fitée
```

```
%%%  
%%
```

```
cal1507
```

```
load m1hu2u1 -ascii
```

```
f= m1hu2u1(:,1);
```

```
etu2 = polyval(au2,(f)).*exp(i*polyval(pu2,(f)));
```

```
etu3 = polyval(au3,(f)).*exp(i*polyval(pu3,(f)));
```

```
etd1 = polyval(ad1,(f)).*exp(i*polyval(pd1,(f)));
```

```
etd2 = polyval(ad2,(f)).*exp(i*polyval(pd2,(f)));
```

```
etd3 = polyval(ad3,(f)).*exp(i*polyval(pd3,(f)));
```

```
Pr = 0.71;
```

```
ga = 1.402;
```

```
%%%  
%%
```

```
% lecture des données de débit temperature et humidité
```

```
%%%  
%%
```

```
don
```

```
%%%  
%%
```

```
% calcul de kt
```

```
%%%  
%%
```

```
tt0 = (t1+t2)/2;
```

```
ttr = tt0-3:0.05:tt0+5;
```

```
[ft,tt] = meshgrid(f,ttr);
```

```
nut=1.51D-5+9.2e-8*(tt-20);
```

```
c0t=sqrt((tt+273.15)/293.15)*343.5611;
```

```
cht=c0t.*(1.+(h1/100).*(9.66e-4+tt.*(7.2e-5+tt.*(1.8e-6+tt.*(7.2e-8+tt.*6.5e-11)))));
```

```
Mt=U./cht;
```

```
omegat=2.*pi*ft;
```

```
Sht=ray*sqrt(omegat./nut);
```

```
A=(-i+1).*(1.+((ga-1.)/sqrt(Pr)))/(sqrt(2.)*Sht);
```

```
D=omegat./cht;
```

```
kt=D.*(1. + A );
```

```
%%%  
%%
```

```
% lecture des positions micros
```

```
%%%  
%%
```

```
config
```



```
load m2hu3u1 -ascii
%
```

```
% LECTURE DES DONNÉES
```

```
Hu2u1=(m2hu2u1(:,2)+i*m2hu2u1(:,3))./(etu2);
Hu3u1=(m2hu3u1(:,2)+i*m2hu3u1(:,3))./(etu3);
Hd1u1=(m2hd1u1(:,2)+i*m2hd1u1(:,3))./(etd1);
Hd2u1=(m2hd2u1(:,2)+i*m2hd2u1(:,3))./(etd2);
Hd3u1=(m2hd3u1(:,2)+i*m2hd3u1(:,3))./(etd3);
```

```
Hd2d1 = Hd2u1./Hd1u1;
Hd3d1 = Hd3u1./Hd1u1;
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% recherche de la temperature
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
u=exp(j*kt.*Mt.*(xu3+xu2-2*xu1)./(1-Mt.^2)).*sin(kt.*(xu3-xu2)./(1-Mt.^2));
u=u+((ones(size(ttr)).)*(Hu3u1.')).*sin(kt.*(xu2-xu1)./(1-Mt.^2)).*exp(j*kt.*Mt.*(xu2-xu1)./(1-Mt.^2));
u=u-((ones(size(ttr)).)*(Hu2u1.')).*sin(kt.*(xu3-xu1)./(1-Mt.^2)).*exp(j*kt.*Mt.*(xu3-xu1)./(1-Mt.^2));
d=exp(j*kt.*Mt.*(xd3+xd2-2*xd1)./(1-Mt.^2)).*sin(kt.*(xd3-xd2)./(1-Mt.^2));
d=d+((ones(size(ttr)).)*(Hd3d1.')).*sin(kt.*(xd2-xd1)./(1-Mt.^2)).*exp(j*kt.*Mt.*(xd2-xd1)./(1-Mt.^2));
d=d-((ones(size(ttr)).)*(Hd2d1.')).*sin(kt.*(xd3-xd1)./(1-Mt.^2)).*exp(j*kt.*Mt.*(xd3-xd1)./(1-Mt.^2));
```

```
um = mean(abs(u.));
dm = mean(abs(d.));
```

```
[vm,im]=min(um);
t2u=ttr(im)
```

```
[vm,im]=min(dm);
t2d=ttr(im)
```

```
figure(2)
plot(ttr,um,'w',ttr,dm,'r',[t2 t2],[0 max(dm)])
xlabel('temperature')
ylabel('erreur')
title('MES2, blanc= upstream, rouge = downstream')
```

FICHER KRONP.M

```
function krp = kronp(f,M,t1,h1)
```

```
ga=1.402;
Pr=0.71;
ray=15e-3;
nu=1.51D-5+9.2e-8*(t1-20);
c0=sqrt((t1+273.15)/293.15)*343.5611;
ch=c0.*(1+(h1/100)).*(9.66e-4+t1.*(7.2e-5+t1.*(1.8e-6+t1.*(7.2e-8+t1.*6.5e-11))));
```

```
omega=2.*pi*f;
Sh=ray*sqrt(omega./nu);
```

```

lam=0.0396*(nu./(M*ch*2*ray)).^0.25;
vfric=ch*M.*sqrt(lam);

dap=sqrt(2*(vfric.^2)/(nu.*omega));

dac=sqrt(2*nu./omega);

dacn=(dac*vfric)/nu;
dln=12.5;
dn=dln/dacn;

dl=(12.5*nu)/vfric;

alpha0=((omega/ch).*(1./(Sh*sqrt(2))))*(1+(ga-1)/sqrt(Pr));

%Ronneberger Quasilaminar theory

Rec = ray*ch/nu;

zeta0 = (1.4786 -0.5357*M -0.43667*M.^2)/((1+M).^3);
zeta1e = (2.4821 +0.4823*M +3.78983*M.^2)/((1+M).^4);
zeta1 = 1.3929 + 1.6071*M + 4.16667*M.^2;

epsi = -0.5*(1-i).*vfric.*dap./ch;

sig = sign(dap-1.143);

epsie = 0.5*(1+sig).*(9.0399e-4.*(dap.^2) - 4.87828e-2*dap + 1.0546) + 0.5*(1-sig);
epsie= epsie.*epsi;

dkp = (1-i).*sqrt(omega.*ray./(2.*ch.*Rec.*(1-0.18.*M.^2)));
dkp=dkp.*(zeta0-zeta1e.*epsie-zeta1.*epsi)/ray;

ReT = 0.5*(0.5+atan(10*(dacn-10))/pi).*(-2.55+25.5./dacn);
ImT = -0.5*(0.5+atan(10*(dacn-13))/pi).*0.2.*(dacn-13);

krp = omega./((1+M).*ch)+dkp+alpha0.*(ReT+i*ImT)/(1+M);

```

FICHIER KRONM.M

```

function krp = kronm(f,M,t1,h1)

ga=1.402;
Pr=0.71;
ray=15e-3;
nu=1.51D-5+9.2e-8*(t1-20);
c0=sqrt((t1+273.15)/293.15)*343.5611;
ch=c0.*(1+(h1/100).*(9.66e-4+t1.*(7.2e-5+t1.*(1.8e-6+t1.*(7.2e-8+t1.*6.5e-11)))));

omega=2.*pi*f;
Sh=ray*sqrt(omega./nu);

lam=0.0396*(nu./(M*ch*2*ray)).^0.25;

```


%%
%%

% lecture des données de débit temperature et humidité

%%
%%

don

%%
%%

% lecture des positions micros

%%
%%

config

%%
%%

% Traitement de la mesure 1

%%
%%

load m1hd1u1 -ascii

load m1hd2u1 -ascii

load m1hd3u1 -ascii

load m1hu3u1 -ascii

%

%%
%%

% calcul des k upstream

%%
%%

nu=1.51D-5+9.2e-8*(t1u-20);

c0=sqrt((t1u+273.15)/293.15)*343.5611;

ch=c0.*(1+(h1/100)).*(9.66e-4+t1u.*(7.2e-5+t1u.*(1.8e-6+t1u.*(7.2e-8+t1u.*6.5e-11))));

Sh=ray*sqrt(omega./nu);

A=(-i+1).*(1+((ga-1.)/sqrt(Pr)))/(sqrt(2.)*Sh);

D=omega./ch;

ku=D.*(1. + A);

%Mu=U./ch

Mu=U1u./ch;

kpu=kronp(f,Mu,t1u,h1);

kmu=kronm(f,Mu,t1u,h1);

%%
%%

% calcul des k downstream

%%
%%

nu=1.51D-5+9.2e-8*(t1d-20);

c0=sqrt((t1d+273.15)/293.15)*343.5611;

ch=c0.*(1+(h1/100)).*(9.66e-4+t1d.*(7.2e-5+t1d.*(1.8e-6+t1d.*(7.2e-8+t1d.*6.5e-11))));

Sh=ray*sqrt(omega./nu);

A=(-i+1).*(1+((ga-1.)/sqrt(Pr)))/(sqrt(2.)*Sh);

D=omega./ch;

kd=D.*(1. + A);

%Md=U./ch


```

nu=1.51D-5+9.2e-8*(t2u-20);
c0=sqrt((t2u+273.15)/293.15)*343.5611;
ch=c0.*(1.+(h2/100)).*(9.66e-4+t2u.*(7.2e-5+t2u.*(1.8e-6+t2u.*(7.2e-8+t2u.*6.5e-11))));
Sh=ray*sqrt(omega./nu);
chu=ch;

```

```

A=(-i+1.)*(1.+((ga-1.)/sqrt(Pr)))/(sqrt(2.)*Sh);
D=omega./ch;
ku=D.*(1. + A);

```

```
%Mu=U./ch
```

```
Mu=U2u./ch
```

```

kpu= kronp(f,Mu,t2u,h2);
kmu= kronm(f,Mu,t2u,h2);

```

```

%% calcul des k downstream

```

```

nu=1.51D-5+9.2e-8*(t2d-20);
c0=sqrt((t2d+273.15)/293.15)*343.5611;
ch=c0.*(1.+(h2/100)).*(9.66e-4+t2d.*(7.2e-5+t2d.*(1.8e-6+t2d.*(7.2e-8+t2d.*6.5e-11))));
Sh=ray*sqrt(omega./nu);
chd=ch;

```

```

A=(-i+1.)*(1.+((ga-1.)/sqrt(Pr)))/(sqrt(2.)*Sh);
D=omega./ch;
kd=D.*(1. + A);

```

```
%Md=U./ch
Md=U2d./ch
```

```

kpd= kronp(f,Md,t2d,h2);
kmd= kronm(f,Md,t2d,h2);

```

```
kmeff = 0.5*(kmd+kmu);
```

```
% LECTURE DES DONNEES
```

```

Hu2u1=(m2hu2u1(:,2)+i*m2hu2u1(:,3))/(etu2);
Hu3u1=(m2hu3u1(:,2)+i*m2hu3u1(:,3))/(etu3);
Hd1u1=(m2hd1u1(:,2)+i*m2hd1u1(:,3))/(etd1);
Hd2u1=(m2hd2u1(:,2)+i*m2hd2u1(:,3))/(etd2);
Hd3u1=(m2hd3u1(:,2)+i*m2hd3u1(:,3))/(etd3);

```

```

%% fonctions de reflexion amont et aval

```

```
% par la methode des moindres carres
```

```


```

```

Hu1d1 = 1./Hd1u1;
Hu2d1 = Hu2u1./Hd1u1;
Hu3d1 = Hu3u1./Hd1u1;
Hd2d1 = Hd2u1./Hd1u1;
Hd3d1 = Hd3u1./Hd1u1;

```

```

for ii=1:length(f)

MD=[Hd2d1(ii)-exp(-i*kpd(ii)*xd2)
    Hd3d1(ii)-exp(-i*kpd(ii)*xd3)];
ND=[exp(i*kmd(ii)*xd2)-exp(-i*kpd(ii)*xd2)
    exp(i*kmd(ii)*xd3)-exp(-i*kpd(ii)*xd3)];

Rd2(ii)=MD\ND-1;

MU=[Hu1d1(ii),-1
    Hu2d1(ii),-exp(-i*kpu(ii)*xu2)
    Hu3d1(ii),-exp(-i*kpu(ii)*xu3)];
NU={0
    exp(i*kmu(ii)*xu2)-exp(-i*kpu(ii)*xu2)
    exp(i*kmu(ii)*xu3)-exp(-i*kpu(ii)*xu3)];

RES=MU\NU;

Ru2(ii)=RES(2)-1;
T2(ii)=(MD\ND)./RES(1);

end

%%
%%
%% calcul des elements de la matrice de dif
%%
Rd1=1./Rd1;
Ru2=1./Ru2;

De = 1- (T1.*T2)./(Rd1.*Ru2);

T = T1.*(1-Rd2./Rd1)./De;
TR = T2.*(1-Ru1./Ru2)./De;
R = Ru1.*(1-T1.*T2./Ru1./Rd1)./De;
RR = Rd2.*(1-T1.*T2./Ru2./Rd2)./De;

M=(Mu+Md)./2;

Tup=exp(-j*kpu*Lu).';
Tum=exp(-j*kmu*Lu).';
Tdp=exp(-j*kpd*Ld).';
Tdm=exp(-j*kmd*Ld).';

Tdia=T./(Tup.*Tdp);
TRdia=TR./(Tum.*Tdm);
Rdia=R./(Tup.*Tum);
RRdia=RR./(Tdm.*Tdp);

```


Bibliographie

- [1] V. Pagneux. *Propagation acoustique dans les guides à section variable et effets d'écoulement*. PhD thesis, Université du Maine, 1996.
- [2] P. Durieux. *En cours de préparation*. PhD thesis, Thèse de doctorat de l'Université du Maine, Date prévue 1998.
- [3] C. Malmary. Mesure de bruit dans un conduit en présence d'écoulement d'air: Méthode analytique de séparation des signaux acoustiques et du bruit de couche limite en basses fréquences, étude préliminaire. Technical report, Aerospatiale, Laboratoire Acoustique-Vibration, 1997. Stage de D.E.A.
- [4] P.M. Morse and K.U. Ingard. *Theoretical acoustics*. McGraw-hill book company, 1968.
- [5] G.S.K. Wong. Speed of sound in standard air. *Journal of Acoustic Society of America*, 77(5):1359–1366, 1985.
- [6] G.S.K. Wong and T.F.W. Embleton. Variation of the speed of sound in air with humidity and temperature. *Journal of Acoustic Society of America*, 77(5):1710–1712, 1985.
- [7] J. Kergomard. Ondes quasi-stationnaires dans les pavillons avec pertes vico-thermiques aux parois: calcul de l'impédance. *Acustica*, 48(1):31–43, 1981.
- [8] A. Hirschberg and S.W. Rienstra. Elements of aero-acoustics. Technical report, Technische Universiteit Eindhoven, 1994.
- [9] A. Hirschberg. Self sustained aeroacoustical oscillations in gas transport systems: a prediction method for pulsations induced by closed pipe segments. Technical Report R-1428-D, Technische Universiteit Eindhoven, 1997.
- [10] M.C.A.M Peters. *Aeroacoustic sources in internal flows*. PhD thesis, Technische Universiteit of Eindhoven, 1993.
- [11] G.M. Corcos. The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 18:353–378, 1964.
- [12] W. Moring, E.A. Muller, and F. Obermeier. On flows with vortex sheets and solid plates. *Journal of Sound and Vibration*, 38(3):403–412, 1975.
- [13] V. Pagneux. Communication personnelle. 1997.
- [14] F. Fohr. *Application des propriétés de la propagation acoustique guidée avec écoulement à la mesure de la vitesse de débit dans une conduite*. PhD thesis, Ecole supérieure d'Ingénieurs de Poitiers, 1996.
- [15] A.J. Reijnen M.C.A.M. Peters, A. Hirschberg and A.P.J. Wijnands. Damping and reflection coefficient measurements for an open pipe at low mach and low helmholtz numbers. *Journal Fluid Mechanic*, 256:499–534, 1993.

- [16] P.O.A.L Davies. Practical flow duct acoustics. *Journal of Sound and Vibration*, 124(1):91–115, 1988.
- [17] U. Ingard and V. Singhal. Sound attenuation in turbulent pipe flow. *Journal of Acoustic Society of America*, 55:535–538, 1974.
- [18] D. Ronneberger. Genaue messung der schalldämpfung und der phasengeschwindigkeit in durchstromten rohren im hinblick auf die wechselwirkung zwischen schall und turbulenz. Habilitationsschrift Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Gottingen, 1975.
- [19] R. Glav, H. Bodén, and M. Åbom. An acoustic model for automobile catalytic converters. In *Inter-noise 88*, pages 1261–1266, Budapest, Hungary, 1988.
- [20] K.S. Peat. A first approximation to the effects of mean flow on sound propagation through cylindrical capillary tubes. *Journal of Sound and Vibration*, 175(4):475–489, 1994.
- [21] R.J. Astley and A. Cummings. Wave propagation in catalytic converters: formulation of the problem and finite element solution scheme. *Journal of Sound and Vibration*, 188(5):635–657, 1995.
- [22] K.W. Jeong and J.G. Ih. A numerical study on the propagation of sound through capillary tubes with mean flow. *Journal of Sound and Vibration*, 198(1):67–79, 1996.
- [23] J.G. Ih, C.M. Park, and H.J. Kim. A model for sound propagation in capillary ducts with mean flow. *Journal of Sound and Vibration*, 190(2):163–175, 1996.
- [24] E. Dokumaci. Sound transmission in narrow pipes with superimposed uniform mean flow and acoustic modelling of automobile catalytic converters. *Journal of Sound and Vibration*, 182(5):799–808, 1987.
- [25] E. Dokumaci. On transmission of sound in circular and rectangular narrow pipes with superimposed mean flow. *Accepté au Journal of Sound and Vibration*, page 16 pages, 199.
- [26] J. Padet. *Fluides en écoulement, méthodes et modèles*. Masson, 1991.
- [27] J. Cousteix. *Turbulence et couche limite*. Cepadues-edition, Toulouse, 1989.
- [28] H. Schlichting. *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill book company, New York, 7th edition edition, 1979.
- [29] D. Ronneberger and C.D. Ahrens. Wall shear stress caused by small amplitude perturbations of turbulent boundary-layer flow: an experimental investigation. *Journal Fluid Mechanic*, 83(3):433–464, 1977.
- [30] M.S. Howe. The damping of sound by wall turbulent shear layers. *Journal of Acoustic Society of America*, 98(3):1723–1730, 1995.
- [31] M. Åbom. Measurement of the scattering-matrix of acoustical two-port. *Mechanical System and Signal Processing*, 5:89–104, 1991.
- [32] C.L. Morfey. Sound generation and transmission in ducts with flow. *Journal of Sound and Vibration*, 14:37–55, 1971.
- [33] L. Landau and E. Lifchitz. *Physique théorique, Mécanique des fluides*, volume 6. Mir, 2nd edition edition, 1989.
- [34] J. Kergomard, A. Khettabi, and A. Garcia. Formulation générale des jonctions de guides d’ondes acoustiques aux basses fréquences. *C.R. Acad Sci. Paris*, t. 319 série 2:887–892, 1994.
- [35] P.Mungur and G.M.L. Gladwell. Acoustic wave propagation in a sheared fluid contained in a duct. *Journal of Sound and Vibration*, 9(1):28–48, 1969.
- [36] R. Starobinski. The application of the current theory methods for inner acoustics of machines. In *Quatrième congrès français d’acoustique*, pages 1279–1282, Avril 1997.

- [37] R. Starobinsky and Y. Aurégan. Fluctuations of vorticity and entropy as sources of fluctuating exergy. *Submitted to Journal of Sound and Vibration*, 1997.
- [38] M.L. Munjal and A.G. Doige. Theory of a two source-location method for direct experimental evaluation of the four-pole parameters of an aeroacoustic element. *Journal of Sound and Vibration*, 141(2):323–333, 1990.
- [39] M.L. Munjal. *Acoustics of ducts and mufflers with application to exhaust and ventilation system design*. Wiley-interscience publication, 1987.
- [40] A.F. Seybert and D.F. Ross. Experimental investigation of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique. *Journal of Acoustic Society of America*, 61(5):1362–1370, 1977.
- [41] A.F. Seybert and B. Soenarko. Error analysis of spectral estimates with application to the measurement of acoustic parameters using random sound field in ducts. *Journal of Acoustic Society of America*, 69(4):1190–1199, 1981.
- [42] M. Åbom. A note on the experimental determination of acoustical two-port matrices. *Journal of Sound and Vibration*, 155(1):185–188, 1992.
- [43] T.Y. Lung and A.G. Doige. A time-averaging transient testing method for acoustic properties of piping systems and mufflers with flow. *Journal of Acoustic Society of America*, 73(3):867–876, 1983.
- [44] C.W.S. To and A.G. Doige. A transient testing technique for the determination of matrix parameters of acoustic systems, ii: Experimental procedures and results. *Journal of Sound and Vibration*, 62(2):223–233, 1979.
- [45] J.Y. Chung and D.A. Blaser. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. ii. experiment. *Journal of Acoustic Society of America*, 68(3):914–921, 1980.
- [46] H. Bodén and M. Åbom. Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts. *Journal of Acoustic Society of America*, 79(2):541–549, 1986.
- [47] M. Åbom and H. Bodén. Errors analysis of two-microphone measurements in ducts with flow. *Journal of Acoustic Society of America*, 83(6):2429–2438, 1988.
- [48] M. Bhattacharya P.O.A.L. Davies and J.L. Bento Coelho. Measurement of plane wave acoustic fields in flow ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 72(4):539–542, 1980.
- [49] A. Cummings. Sound transmission at sudden area expansion in circular ducts, with superimposed mean flow. *Journal of Sound and Vibration*, 38(1):149–155, 1975.
- [50] M. Åbom. Communication personnelle. 1996.
- [51] D.W. Bechert. Sound absorption caused by vorticity shedding, demonstrated with a jet flow. *Journal of Sound and Vibration*, 70(3):389–405, 1980.
- [52] A.F. Seybert. Two-sensor methods for the measurement of sound intensity and acoustic properties in ducts. *Journal of Acoustic Society of America*, 83(6):2233–2239, 1988.
- [53] V.A. Fock. A theoretical investigation of the acoustical conductivity of circular aperture in a wall put across a tube. *Comptes rendus de l'académie des sciences de l'U.R.S.S. (Doklady Akad. Nauk. SSSR)*, 31:875–878, 1941.
- [54] U. Ingard. On the theory and design of acoustic resonators. *Journal of Acoustic Society of America*, 25(6):1037–1061, 1953.
- [55] A. Cummings. Acoustic nonlinearities and power losses at orifices. *A.I.A.A.*, 22(6):786–792, 1983.

- [56] T. Notomi and M. Namba. Numerical calculation of periodic viscous flow through a circular hole. Technical report. Department of Aeronautical Engineering, Kyushu University, Hakozaki, Higasi-ku, Fukuoka 812, Japan, 1991.
- [57] B.E. Nilsson and O. Brander. The propagation of sound in cylindrical ducts with mean flow and bulk-reacting lining. *Journal of Applied Mathematics*, Paper 1-4, 1980/81.
- [58] A. Hirschberg and G. Hofmann. Communication personnelle. 1997.
- [59] D.G. Crighton. The kutta condition in unsteady flow. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 17:411–445, 1985.
- [60] N.K. Agarwal. The sound field in fully developed turbulent pipe flow due to internal flow separation, part 1: Wall-pressure fluctuations. *Journal of Sound and Vibration*, 169(1):89–109, 1994.
- [61] N.K. Agarwal. The sound field in fully developed turbulent pipe flow due to internal flow separation, part 2: Modal amplitude and cut-off frequencies. *Journal of Sound and Vibration*, 175(1):65–76, 1994.
- [62] F.M. White. *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill book company, New York, 2nd edition edition, 1987.
- [63] P. Huerre and P.A. Monkewitz. Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 22:473–537, 1990.
- [64] A. Michalke. On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *J. Fluid Mech.*, 23(3):521–544, 1965.
- [65] M. Lesieur. *La turbulence*. Presses Universitaires de Grenoble, 1994.
- [66] D. Ronneberger. Experimentelle untersuchungen zum akustischen reflexionsfaktor von un stetigen querschnittsanderungen in einem luftdurchstromten rohr. *Acustica*, 19:222–235, 1967.
- [67] R.J. Alfredson and P.O.A.L Davies. Performance of exhaust silencer components. *Journal of Sound and Vibration*, 15(2):175–196, 1971.
- [68] A. Cummings. Sudden area changes in flow ducts: further thoughts. *Journal of Sound and Vibration*, 54(4):611–612, 1977.
- [69] M. Åbom and B. Nilsson. Sound transmission at a sudden area expansion in a flow duct. In *15 th International Congress on Acoustics*, pages 563–566, June 1995.
- [70] R.J.J. Boot. Het aeroakoestisch gedrag van diafragma's. Technical Report R-1370-A, Technische Universiteit Eindhoven, december 1995.
- [71] D. Ronneberger. Theoretische und experimentelle untersuchungen der schallausbreitung durch querschnittssprunge und lochplattent in stromungskanalen. Technical report, Drittes Physikalisches Institut der Universitat Gottingen, October 1987.
- [72] R.M. Munt. the interaction of sound with a subsonic jet issuing from a semi-infinite cylindrical pipe. *J. Fluid Mech.*, 83:609–640, 1977.
- [73] A.M. Cargill. Low frequency acoustic radiation from a jet pipe - a second order theory. *Journal of Sound and Vibration*, 83(3):339–354, 1982.
- [74] S.W. Rienstra. On the acoustical implications of vortex shedding from an exhaust pipe. *A.S.M.E. Publication*, 1981.
- [75] H. Levine and J.S. Schwinger. On the radiation of sound from an unflanged. *Physical Review*, 73:384–400, 1948.
- [76] W. Mohring. Problems in flow acoustics. *Reviews of modern Physics*, 55(3):707–724, 1983.

- [77] D.W. Bechert. Excitation of instability waves in free shear layers. part 1. theory. *J. Fluid Mech.*, 186:47–62, 1988.
- [78] Y. Auregan. *Contribution à l'étude des bruits respiratoires: Modélisation du ronflement*. PhD thesis, Thèse de doctorat de l'Université du Maine, 1993.
- [79] P.A. Nelson, N.A. Halliwell, and P.E. Doak. Fluid dynamics of a flow excited resonance, part 1: Experiment. *Journal of Sound and Vibration*, 78(1):15–38, 1981.
- [80] P.A. Nelson, N.A. Halliwell, and P.E. Doak. Fluid dynamics of a flow excited resonance, part 2: Flow acoustic interaction. *Journal of Sound and Vibration*, 91:375, 1983.
- [81] M.S. Howe. Edge, cavity and aperture tones at very low mach numbers. *Journal of Fluids Mechanics*, 330:61–84, 1997.
- [82] J.C. Bruggeman, A. Hirschberg, M.E.H Van Dongen, and A.P.J. Wijnands. Self-sustained aero-acoustic pulsations in gas transport systems: experimental study of the influence of closed side branches. *Journal of Sound and Vibration*, 150(3):371–393, 1991.
- [83] W.M Jungowski, K.K. Botros, and W. Studzinski. Cylindrical side-branch as tone generator. *Journal of Sound and Vibration*, 131(2):265–285, 1989.
- [84] T.D. Mast and A. Pierce. Describing-function theory for flow excitation of resonators. *Journal of Acoustic Society of America*, 97(1):163–172, 1995.
- [85] D. Rounberger. The dynamic of shearing flow over a cavity. a visual study related to the acoustic impedance of small orifices. *Journal of Sound and Vibration*, 71(4):565–581, 1980.
- [86] H. Bailliet. Etude du sifflement dans les silencieux automobiles. Technical report, Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine, 1995.
- [87] T. Rogers A.S. Hersh. Fluid mechanical model of the acoustic impedance of small orifices. Technical Report NASA Contractor Report CR-2682, National Aeronautics and Space Administration, 1976.
- [88] B. Walker A.S. Hersh. Effect of grazing flow on the acoustic impedance of helmholtz resonators consisting of single and clustered orifices. Technical Report NASA Contractor Report 3177, National Aeronautics and Space Administration, 1979.
- [89] P.D. Dean. An in situ method of wall acoustic impedance measurement in flow ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 34:97–130, 1974.
- [90] E.J. Rice. A theoretical study of the acoustic impedance of orifices in the presence of a steady grazing flow. Technical Report Technical memorandum NASA TM X-71903, National Aeronautics and Space Administration, 1976.
- [91] A. Cummings. The response of a resonator under a turbulent boundary layer to a high amplitude non-harmonic sound field. *Journal of Sound and Vibration*, 115(2):321–328, 1987.
- [92] A. Cummings. The effect of grazing turbulent pipe flow on the impedance of an orifice. *Acustica*, 61:233–242, 1986.
- [93] V. Dubos. *Etude de l'effet d'une cheminée latérale sur un guide d'onde acoustique. Etude théorique de l'interaction de deux cheminées*. PhD thesis, Université du Maine, 1996.
- [94] J.P. Dahmont. Communication personnelle. 1997.
- [95] D. Rounberger. The acoustical impedance of holes in the wall of flow ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 24:133–150, 1972.
- [96] F.J.J. Huijsmans. Reflection and damping of plane acoustic waves in pipes. Technical report, Technische Universiteit of Eindhoven, Jan 1992.

Résumé Le travail de thèse est une contribution à la compréhension de la propagation des ondes acoustiques dans les guides d'ondes cylindriques comprenant des discontinuités en présence d'un écoulement stationnaire principal. Ce travail se limite à l'acoustique linéaire aux basses fréquences ainsi qu'aux écoulements moyens internes incompressibles. On s'intéresse aux effets de l'écoulement principal sur la propagation des ondes acoustiques et non sur la génération du son par l'écoulement. Cette étude est liée au développement d'un banc de mesures acoustiques avec écoulement au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine. Elle est abordée principalement d'un point de vue expérimental tout en développant parallèlement des modèles simples. Les éléments étudiés sont caractérisés par des biportes acoustiques. Les grandeurs acoustiques en entrée et sortie de ces biportes sont liées par un formalisme de matrice de diffusion. La technique de mesure est basée sur la mesure de la pression en six endroits du guide d'ondes pour séparer les ondes incidentes et réfléchies et la méthode à deux sources en présence de charges acoustiques anéchoïques de part et d'autre du système à caractériser. Des résultats précis (erreur inférieure à 0.5 %) sont obtenus dans le cas connu d'un tuyau droit.

Ce dispositif expérimental permet de caractériser le comportement acoustique de diaphragmes circulaires minces pour des nombres de Mach inférieurs à 0.06 et des fréquences comprises entre 30 et 800 hertz. Les confrontations entre les mesures et un modèle quasi-stationnaire, basé sur la linéarisation des pertes de charges, montrent un excellent accord.

Des mesures sont effectuées lorsque l'écoulement principal est tangentiel à une perforation couplée à une cavité (résonateur de Helmholtz) sur le même domaine fréquentiel pour des nombres de Mach inférieurs à 0.075. Elles mettent en évidence l'augmentation de la résistance de l'orifice avec l'écoulement moyen parallèlement à la décroissance de la réactance. L'originalité de la méthode de mesure utilisée permet de montrer l'influence du sens de l'écoulement sur les caractéristiques du résonateur.

Abstract This work is based upon the acoustic wave propagation through discontinuities in circular wave guides with superimposed stationary flow. It deals with linear and plane waves acoustic as well as incompressible flow duct. This study is looking at the effects of the mean flow on the acoustic wave propagation and it does not deal with aeroacoustic noise generation. The main goal of this work is to build an experimental setup for acoustic measurement with flow at The Acoustic Laboratory of Le Mans. Therefore the experimental part takes the most important place in this work. The systems under consideration are depicted by mean of acoustical two-port. The acoustical variables in the wave guide between the upstream and the downstream sides of the two-port are related by a scattering matrix. The technic of measurement uses six microphones to distinguish incoming and outgoing pressure waves and the two source method with acoustic anechoic loads on both sides of the object under test. Very precise results (error less than 0.5 %) are obtained for the case of a straight pipe.

These tools allow us to determine the acoustical behaviour of thin circular diaphragms for Mach numbers up to 0.06 and frequencies between 20 to 800 Hertz. The results show a good agreement with a quasi-stationary theory based upon the linearization of the pressure drop.

Measurements are achieved for a perforated wall backed by a cylindrical cavity (Helmholtz Resonator) with grazing mean flow. The measurement are performed for the same frequencies and for Mach numbers up to 0.075. They display the increasing of the hole's resistance and the decrease of the reactance as the mean flow is growing. The originality of the measurement technic permits to observe the influence of the flow direction upon the acoustic characteristics of the resonator.

Mots clefs : Guide d'onde, Écoulements internes, Matrice de diffusion, Résonateur de Helmholtz, Diaphragme, Mesure acoustique, Propagation onde acoustique.

Keywords : Waveguides, Duct flow, Acoustic measurement, Acoustic wave propagation, Scattering matrix, Diaphragm, Helmholtz resonator.