

Académie de Nantes

Université du Maine, Le Mans, France

École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture

Thèse de Doctorat en Acoustique

par

Jean-Michel ROCHE

**SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'ABSORPTION ACOUSTIQUE
DE MATÉRIAUX RÉSONANTS EN PRÉSENCE D'ÉCOULEMENT**

Préparée à l'ONERA (Département Matériaux et Structures Composites)

Soutenue le 12 avril 2011 devant le jury composé de :

P. SAGAUT	Professeur des Universités, UPMC, Paris	président
C. BOGEY	Chargé de Recherche, ECL, Lyon	rapporteur
H. BAILLIET	Maître de Conférences, LEA, Poitiers	rapporteur
S. LIDOINE	Ingénieur de Recherche, Airbus, Toulouse	examinateur
F. SIMON	Ingénieur de Recherche, Onera, Toulouse	examinateur
Y. AURÉGAN	Directeur de Recherche, LAUM, Le Mans	directeur de thèse
L. LEYLEKIAN	Ingénieur de Recherche, Onera, Châtillon	encadrant

ONERA - The French Aerospace Lab
BP 72 - 29 avenue de la Division Leclerc, 92322 CHÂTILLON CEDEX

– Résumé –

Afin de réduire le bruit de soufflante, les parois d'entrée des nacelles de réacteurs d'avion sont traitées par des plaques de nids d'abeille perforés. Si l'absorption de ces matériaux résonants peut être analytiquement prédite à faible niveau sonore et en l'absence d'écoulement, ce n'est pas le cas en conditions réelles d'emploi, à forte intensité acoustique et en présence d'un écoulement rasant. Dès lors, en vue d'une amélioration de leurs propriétés d'absorption, une meilleure compréhension de leurs mécanismes de dissipation et des variations d'impédance associées est nécessaire : c'est l'objet de ce travail de thèse. La réponse d'un résonateur à différents types d'excitations est donc simulée numériquement, par le biais de calculs tridimensionnels directs (résolution des équations de Navier-Stokes compressibles) menés avec le code de mécanique des fluides et d'énergétique CEDRE, développé à l'ONERA.

Dans un premier temps, les effets d'une augmentation de niveau sonore sur le comportement acoustique du résonateur sont mis en évidence et évalués, en incidence normale puis en incidence rasante, par des approches « globales » (ne nécessitant la connaissance que des champs fluctuants dans des zones éloignées du col du résonateur) et « locales » (à partir des champs fluctuants relevés sur la face d'entrée du col). L'efficacité relative des mécanismes de dissipation par frottements visqueux et par lâchés tourbillonnaires est étudiée et la notion d'absorption « non-linéaire » est précisée.

Dans un second temps, le cas plus complexe d'une excitation sonore couplée à un écoulement stationnaire de nombre de Mach 0.1 est abordé. Les non-linéarités supplémentaires engendrées par la présence de l'écoulement sont mises en évidence par simulation numérique et validées par confrontation à des mesures réalisées par Vélocimétrie Laser Doppler sur le banc aéro-thermo-acoustique de l'ONERA. Leur impact sur l'impédance du résonateur est quantifié, les résultats obtenus étant alors comparés à divers modèles empiriques.

– Remerciements –

– Table des Matières –

Résumé	I
Remerciements	III
Table des Matières	V
1. Introduction générale : vers la réduction du bruit de soufflante	1
1.1. La problématique de réduction du bruit externe des aéronefs	3
1.2. Les sources de bruit d'un réacteur d'avion	4
1.3. La réduction du bruit de soufflante par traitement passif	5
1.4. Objectifs de la thèse et démarche proposée	11
2. Choix d'une modélisation analytique de l'absorption d'un NIDA perforé	13
2.1. Modélisation mécanique d'un résonateur de Helmholtz	15
2.2. Modélisation acoustique d'un résonateur de Helmholtz	19
2.3. Modélisation de l'absorption du NIDA perforé	28
3. Simulation numérique de l'absorption du NIDA perforé à faible intensité sonore	33
3.1. Choix des géométries d'étude	35
3.2. Paramétrage numérique	36
3.3. Mécanismes de dissipation du résonateur	46
3.4. Évaluation « globale » des propriétés d'absorption du résonateur	50
3.5. Évaluation « locale » des propriétés d'absorption du résonateur	62

4. Simulation numérique de l'absorption du NIDA perforé à fortes intensités sonores	69
4.1. Mise en évidence du mécanisme de dissipation par vortex shedding	71
4.2. Évaluation de l'effet du SPL sur les propriétés d'absorption du résonateur	79
4.3. Évaluation de l'efficacité relative des absorptions par vortex shedding et par frottements visqueux	95
4.4. Évaluation de l'influence de l'incidence des ondes sonores	97
5. Simulation numérique des effets du couplage écoulement / acoustique sur l'absorption du NIDA perforé	103
5.1. Démarche d'étude et paramétrage du problème	105
5.2. Couplage aéroacoustique à faible intensité sonore	112
5.3. Couplage aéroacoustique à forte intensité sonore	118
5.4. Modélisations empiriques du couplage aéroacoustique	124
5.5. Confrontation des simulations numériques aux essais expérimentaux LDV	126
6. Conclusions et perspectives	137
6.1. Synthèse des résultats obtenus et conclusions	139
6.2. Perspectives de travail	141
Bibliographie	145

– Chapitre 1 –

INTRODUCTION GÉNÉRALE : VERS LA RÉDUCTION DU BRUIT DE SOUFFLANTE

Depuis 2001 et la mise en place des objectifs ACARE (Advisory Council for Aeronautics Research in Europe), la réduction des nuisances sonores aéroportuaires est une priorité environnementale. Dès lors, il est impératif de lutter efficacement contre le bruit externe engendré par les moteurs d'avion.

Parmi les différentes sources de bruit d'un réacteur, le bruit de jet est souvent identifié comme la plus critique. Cependant, dans les aéronefs modernes, le bruit de soufflante est désormais loin d'être négligeable, en particulier en phases de décollage et d'atterrissage où il représente près de la moitié du bruit total émis [Lidoine 2007]. La réduction du bruit de soufflante est donc devenue essentielle pour les industriels de l'aéronautique : pour y parvenir, les parois des entrées d'air des nacelles sont traitées par des structures absorbantes telles que les panneaux sandwichs nids d'abeille (NIDA) perforés.

Dans ce premier chapitre, les diverses origines des non-linéarités de l'absorption des NIDA perforés, dont l'étude constitue le cœur de ce travail de thèse, sont introduites. Les objectifs ainsi que la démarche proposée sont alors précisés.

SOMMAIRE

1.1. La problématique de réduction du bruit externe des aéronefs	3
1.2. Les sources de bruit d'un réacteur d'avion	4
1.3. La réduction du bruit de soufflante par traitement passif	5
1.3.1. La structure sandwich nid d'abeille	5
1.3.2. Les plaques NIDA perforées	6
1.3.3. Emplacement des NIDA perforés dans les réacteurs d'avion	8
1.3.4. Absorption linéaire	9
1.3.5. Non-linéarité due aux forts niveaux sonores	9
1.3.6. Non-linéarité due au couplage acoustique / écoulement	10
1.4. Objectifs de la thèse et démarche proposée	11
1.4.1. Enjeu et objectifs	11
1.4.2. Cadre d'étude	11
1.4.3. Démarche d'étude	12

1.1. La problématique de réduction du bruit externe des aéronefs

Le conseil européen ACARE (**A**dvisory **C**ouncil for **A**eronautics **R**esearch in **E**urope) a fixé en 2001 plusieurs objectifs de grande ampleur à atteindre d'ici 2020 : améliorer la rentabilité, la qualité et la sécurité du transport aérien, augmenter les capacités et la fluidité du trafic aérien, et réduire les incidences environnementales. Ce dernier point est un nouveau défi majeur en aéronautique. Il implique d'une part de diminuer la consommation de carburant et les émissions de CO₂ et de NO_x respectivement de 50% et 80% ; il impose d'autre part de réduire le bruit perçu au sol de 50% et d'abaisser l'indice de bruit D_{NL} (**D**ay **N**ight **L**evel) à 65 dBA en zone aéroportuaire.

La réduction du bruit étant désormais définie comme une priorité, les avions font l'objet d'une certification acoustique dont les normes imposées par l'OACI (**O**rganisation de l'**A**viation **C**ivile **I**nternationale) sont de plus en plus sévères. Les niveaux de bruit perçu au sol sont contrôlés en trois points de référence : le premier pour le bruit en phase d'approche, le deuxième pour le bruit latéral au décollage et le troisième pour le bruit en survol. Pour chacun de ces points, des limitations de niveaux EPNdB (**E**ffective **P**erceived **N**oise) sont fixées en fonction du MTOW (**M**aximum **T**ake **O**ff **W**eight) de l'avion considéré (Figure 1.1). Si des dépassements sont tolérés pour les avions conçus avant le 1^{er} janvier 2006 (à condition toutefois qu'ils n'excèdent pas +2 dB au total), ce n'est pas le cas pour les avions les plus récents.

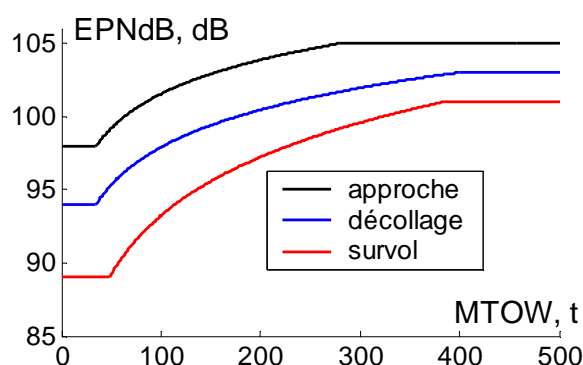


Figure 1.1 - Niveaux sonores maximums tolérés au sol en fonction de la masse totale au décollage.

Depuis les années 1960, notamment grâce à l'apparition des turboréacteurs à double flux, plus économiques et moins bruyants, les niveaux sonores cumulés ont été réduits de plus de 10 dB. Cependant, pour atteindre les objectifs ACARE, une diminution d'environ 10 dB est encore nécessaire. Le projet européen AGAPE (**A**CARE **G**oals **P**rogress **E**valuation), initié en 2008, assure le suivi des progrès accomplis dans ce cadre.

Au niveau national, pour répondre aux exigences de ces projets, les principaux acteurs français de la recherche en aéroacoustique (ONERA, CNRS, Airbus, Dassault Aviation, Eurocopter et Safran) ont décidé en 2005 d'assurer la cohérence et la complémentarité de leurs actions en créant conjointement l'Initiative de Recherche pour l'Optimisation acoustiQUe Aéronautique (IROQUA), sous l'égide de la Direction Générale de l'Aviation Civile (DGAC).

1.2. Les sources de bruit d'un réacteur d'avion

Les deux principales sources de bruit d'un avion à réaction subsonique classique sont le bruit aérodynamique et le bruit de moteur.

Le bruit aérodynamique est un bruit lié aux turbulences générées par les fortes interactions entre l'écoulement d'air et les appendices solides de l'avion tels que les trains d'atterrissage, les bords de bord d'attaque et les volets de bord de fuite (Figure 1.2).

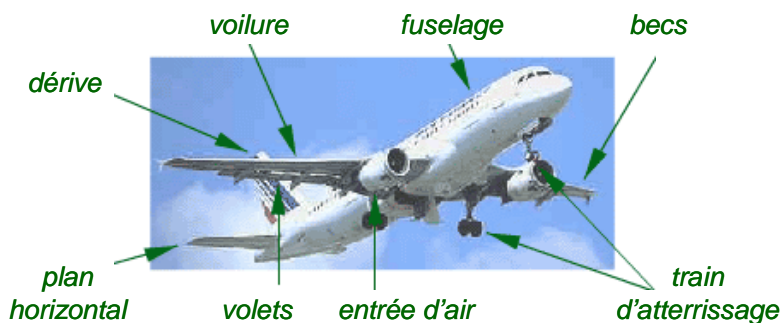


Figure 1. 2 - Origines du bruit aérodynamique (source DGAC).

Les deux principales sources de bruit de moteur sont le bruit de jet et le bruit de soufflante. Le premier, bruit à large bande, est dû à l'éjection rapide de gaz chauds par la tuyère. Le second, essentiellement un bruit de raies, est dû aux interactions de l'écoulement d'air avec les aubes tournantes du rotor. Deux autres sources non négligeables sont les bruits de combustion et de turbine. Comme l'illustre la Figure 1.3, le passage des turboréacteurs simple flux aux turboréacteurs double flux à grands taux de dilution a considérablement réduit le bruit de jet.

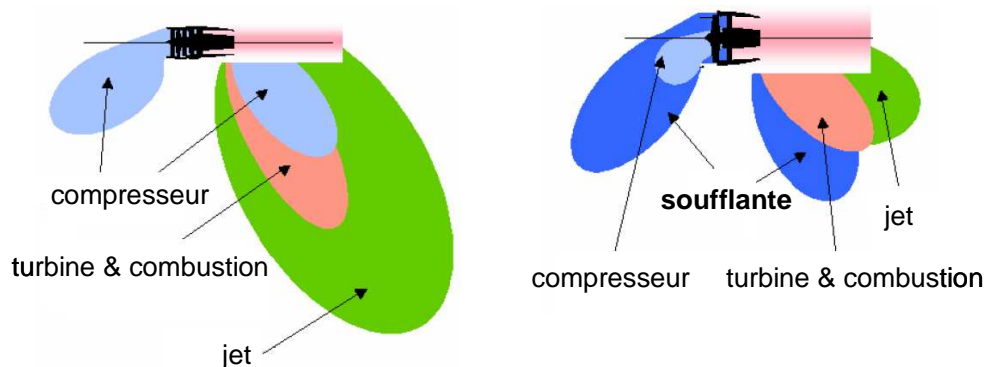


Figure 1. 3 - Sources de bruit de turboréacteurs simple (gauche) et double (droite) flux (source OACI).

Le bruit de jet n'étant plus aussi dominant qu'auparavant, le bruit de soufflante s'impose comme une composante critique des nuisances sonores émises par les avions modernes. En phase de décollage, la poussée est maximale : le bruit du moteur est largement prépondérant par rapport au bruit aérodynamique et le bruit de soufflante est équivalent au bruit de jet (Figure 1.4). En phase d'atterrissage, l'avion est en configuration hyper sustentée et les moteurs sont au ralenti : le bruit de jet est alors quasi négligeable devant le bruit de soufflante et le bruit aérodynamique (Figure 1.5). Ainsi, le bruit de soufflante représente près de 50% du bruit total au décollage et à l'atterrissage [Lidoine 2007], phases les plus dérangeantes pour

les riverains des zones aéroportuaires. Le fait qu'il soit à directivité verticale ne fait qu'accroître son effet néfaste.

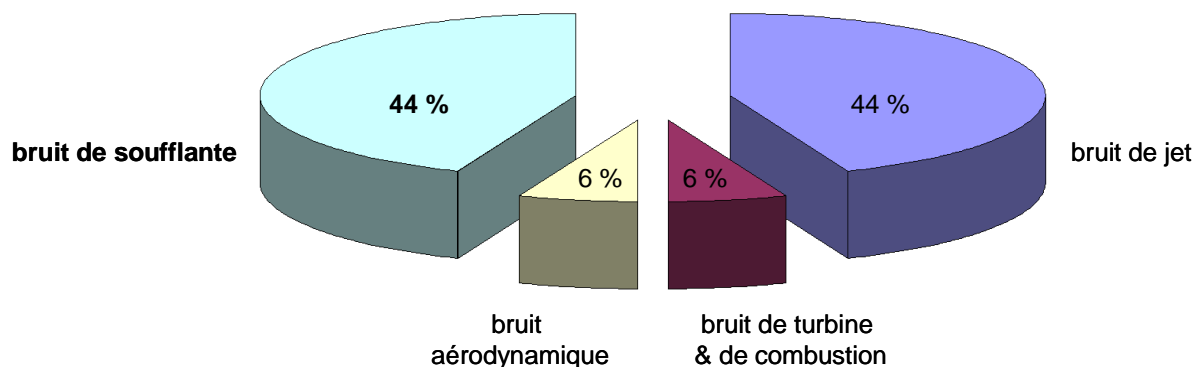


Figure 1. 4 - Contributions des différents types de bruit en phase de décollage (source Airbus).

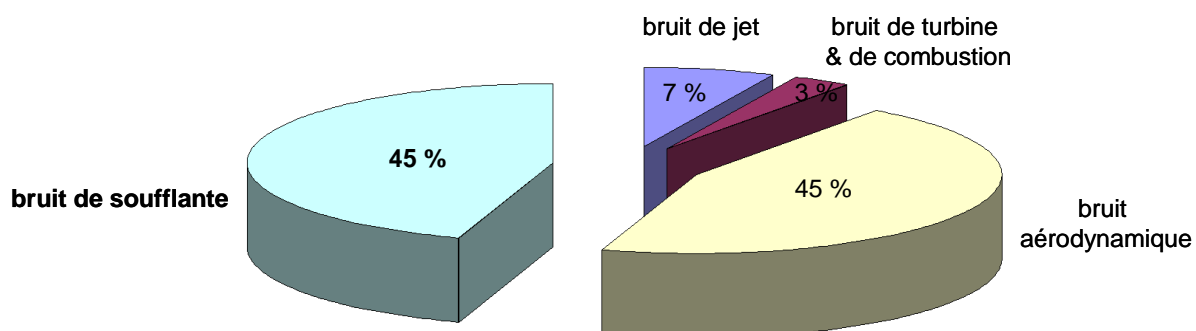


Figure 1. 5 - Contributions des différents types de bruit en phase d'atterrissage (source Airbus).

1.3. La réduction du bruit de soufflante par traitement passif

Afin de réduire le bruit engendré par les moteurs d'avion, plusieurs solutions sont actuellement étudiées : la réduction « à la source », qui nécessite au préalable d'améliorer la modélisation des sources acoustiques ; le contrôle « actif », qui consiste à diminuer le bruit émis en créant des interférences destructives à l'aide de systèmes générateurs d'ondes en opposition de phase ; le contrôle « passif », qui nécessite l'utilisation de matériaux absorbants. C'est cette dernière méthode qui est la plus employée pour lutter contre le bruit de soufflante : les parois des nacelles (principalement leur entrée d'air) sont traitées par des structures absorbantes. Les matériaux acoustiques les plus utilisés par les industriels de l'aéronautique à l'heure actuelle sont les plaques perforées de nids d'abeille (NIDA).

1.3.1. La structure sandwich nid d'abeille

Les structures sandwichs sont obtenues à partir de deux peaux, collées de part et d'autre d'un élément central, l'âme (Figure 1.6). L'âme est légère et a pour propriété de résister aux efforts de cisaillement ; sa structure peut être, par exemple, en NIDA (structure souple anisotrope formée d'alvéoles hexagonales), en mousse plastique ou en bois de balsa. Les peaux ont un module d'élasticité élevé, ainsi qu'une bonne résistance à la compression et à la traction. Une telle structure présente des rapports résistance / masse et rigidité / masse bien supérieurs à ceux des structures monolithiques. C'est pourquoi les sandwichs NIDA sont particulièrement

utilisés en aéronautique. Les plus classiques sont en aluminium ou en Nomex[®] (désignation commerciale du Kevlar). Le Nomex[®] a pour avantages par rapport à l'aluminium d'être plus souple, d'avoir une densité inférieure à rigidité égale et d'être un isolant thermique. En revanche, on ne peut plus l'utiliser dès lors que la température d'emploi augmente au-delà d'une certaine limite. Les peaux peuvent aussi bien être métalliques (aluminium, acier...) que composites (Tableau 1.1).

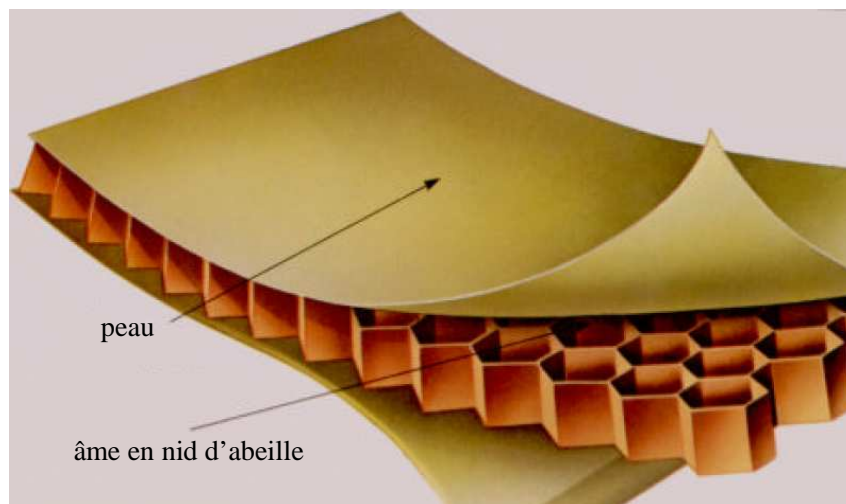


Figure 1. 6 - Panneau en structure sandwich NIDA.

âme en nid d'abeille	peau
<ul style="list-style-type: none"> • métal léger (aluminium) • fibre d'aramide (Nomex[®], ...) • polymère thermoplastique (polypropylène, ...) 	<ul style="list-style-type: none"> • métal ou alliage métallique (aluminium, acier, ...) • composite (fibre de carbone - résine époxy, ...)

Tableau 1. 1 - Principaux matériaux constitutifs des structures sandwichs NIDA.

1.3.2. Les plaques NIDA perforées

Lorsque l'une de ses peaux est percée, la structure sandwich NIDA devient acoustiquement absorbante : il s'avère en effet qu'une plaque NIDA perforée dissipe l'énergie sonore qui l'impacte. Les mécanismes de dissipation de ce matériau dit « cavitaire » seront présentés et étudiés dans les chapitres à venir. Le présent paragraphe vise à définir le matériau acoustique d'un point de vue structurel.

Comme c'est le cas pour le matériau présenté sur la Figure 1.7, les perforations sont habituellement cylindriques. La plaque perforée est alors caractérisée par son taux de perforation $\tau_{\text{perforation}}$, rapport entre la surface des perforations $S_{\text{perforations}}$ et la surface totale S_{totale} :

$$\tau_{\text{perforation}} = \frac{S_{\text{perforations}}}{S_{\text{totale}}} = \frac{N_{\text{perforations}} s_{\text{perforation}}}{N_{\text{cavités}} S_{\text{cavité}}} = n_{\text{moy}} \sigma \quad (1.1)$$

$N_{\text{perforations}}$ est le nombre total de perforations sur la plaque

$N_{\text{cavités}}$ est le nombre total de cavités (i.e. : le nombre total d'alvéoles hexagonales)

n_{moy} est le rapport entre ces deux nombres (i.e. : le nombre moyen de perforations par cavité)

$s_{\text{perforation}}$ est la surface de la section d'une perforation

$S_{\text{cavité}}$ est la surface de la section d'une cavité

σ est le rapport entre ces deux surfaces

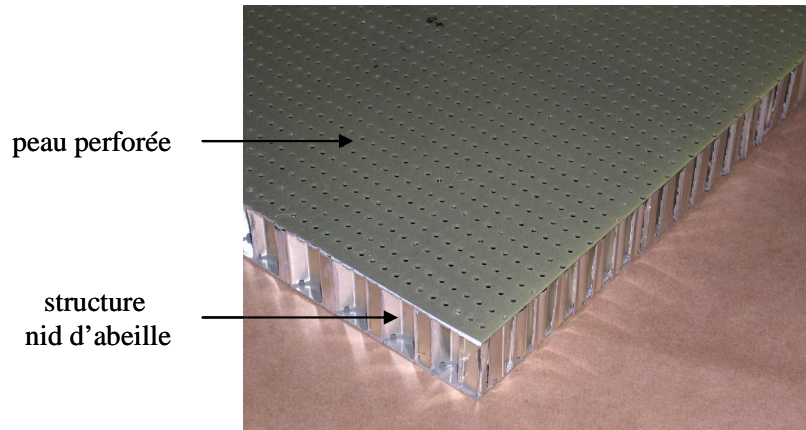


Figure 1.7 - Plaque NIDA perforée simple couche (source Aircelle).

Pour des panneaux absorbants industriels classiques, $\tau_{\text{perforation}}$ peut varier de quelques pourcents à plusieurs dizaines de pourcents. Précisons que les procédés de fabrication de ces structures ne garantissent pas rigoureusement un nombre constant de trous par cavité (trous excentrés, trous partiellement bouchés...). Le matériau standard de la Figure 1.7 est constitué d'alvéoles hexagonales de 4 mm de côté, associées en moyenne à 3.5 trous de 1 mm de diamètre : son taux de perforation est donc d'environ 7%.

Les dimensions géométriques des matériaux absorbants perforés sont choisies en fonction de la gamme fréquentielle d'absorption souhaitée. Pour élargir cette gamme d'absorption, des structures double couche (DDOF, « Double Degree Of Freedom ») sont parfois utilisées (Figure 1.8).

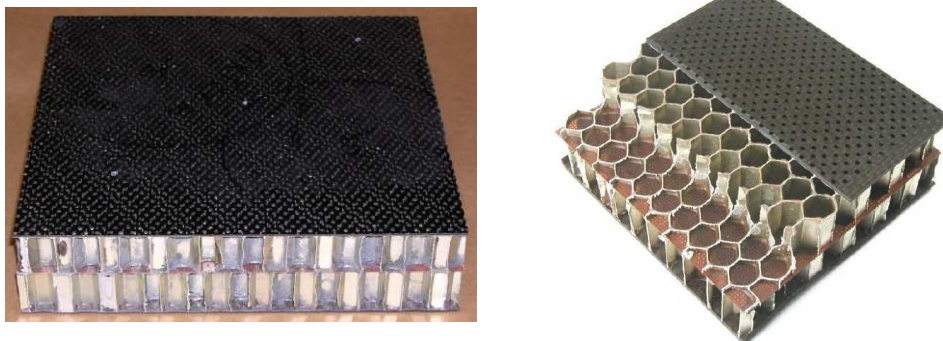


Figure 1.8 - Plaque NIDA perforée double couche (sources Aircelle & Iroqua).

1.3.3. Emplacement des NIDA perforés dans les réacteurs d'avion

Dans les réacteurs actuels, les panneaux NIDA perforés sont placés dans les entrées d'air et dans le conduit secondaire (Figure 1.9). Comme l'illustre la Figure 1.10, ces matériaux acoustiques sont d'ores et déjà utilisés dans les avions actuels tels que l'Airbus A320. Cependant, leurs mécanismes d'absorption ne sont pas pour autant entièrement connus ni compris car ils dépendent fortement des conditions aéroacoustiques auxquelles ils sont soumis. Il n'est par ailleurs pas garanti que ces matériaux, utilisés principalement en raison de l'habitude qu'en ont les bureaux d'études des industries aéronautiques, constituent des optimums en matière de réduction des nuisances sonores.

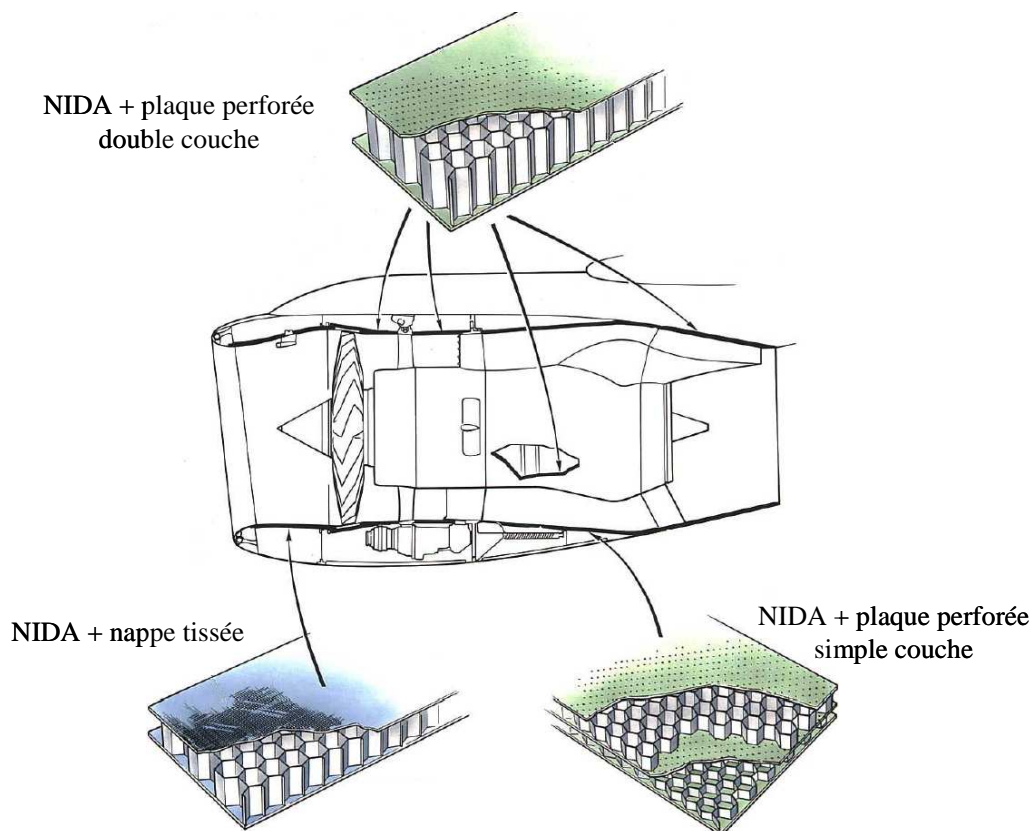


Figure 1. 9 - Emplacements des absorbants NIDA dans un réacteur standard.

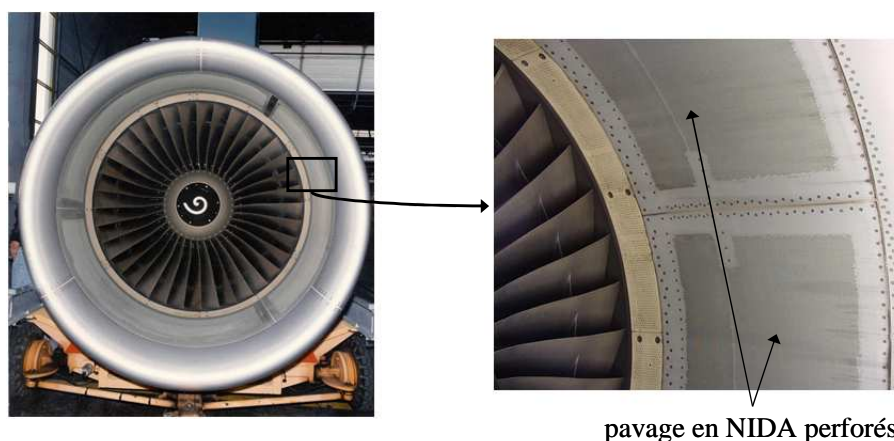


Figure 1. 10 - Nacelle d'A320 traitée par des matériaux NIDA perforés (source Airbus).

Précisons également qu’au sein des nacelles, chaque cavité alvéolaire des NIDA est munie en sa base de trois orifices et communique donc avec ses voisines (Figure 1.11). Ces trous de drainage permettent l’évacuation de l’eau accumulée dans les NIDA, afin d’éviter une surconsommation de carburant liée à un alourdissement de l’avion.

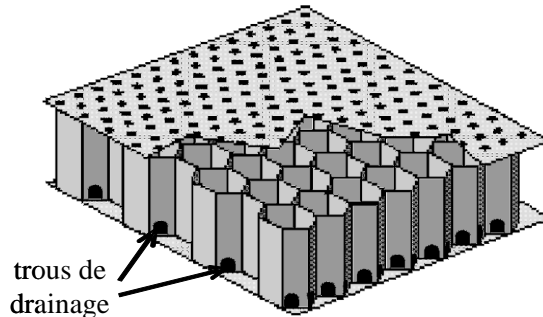


Figure 1. 11 - Emplacements des trous de drainage sur une plaque NIDA perforée (source Airbus).

Certaines études ont montré que ces trous de drainage pouvaient altérer les propriétés d’absorption des NIDA perforés [Zandbergen 1979]. Cependant, leur influence reste négligeable devant l’effet des non-linéarités introduites par les forts niveaux sonores (paragraphe 1.3.5) et par le couplage écoulement / acoustique (paragraphe 1.3.6). Les trous de drainage ne sont donc pas considérés dans le cadre de cette thèse.

1.3.4. Absorption linéaire

Tant que les nids d’abeille perforés sont excités par des ondes sonores seules, d’intensités suffisamment faibles pour que les conditions de l’acoustique linéaire [Pierce 1981] soient respectées, leur comportement acoustique est bien connu. Des modélisations analytiques initialement proposées par Rayleigh [Rayleigh 1870], puis améliorées par Ingard [Ingard 1950], rendent compte de leurs propriétés d’absorption. Ces modèles, affinés depuis par de nombreux auteurs, sont décrits dans le chapitre 2 de ce mémoire. Ils reposent tous sur l’hypothèse selon laquelle les NIDA perforés dissipent le bruit sous forme de chaleur, principalement par frottements visqueux à travers leurs perforations. Ces prédictions analytiques ne sont cependant plus valables à niveaux sonores plus élevés et/ou en présence d’un écoulement.

1.3.5. Non-linéarité due aux forts niveaux sonores

Un des premiers auteurs à avoir étudié la réponse de structures résonantes à forts niveaux sonores est Ingard [Ingard 1953, 1967]. Considérant des cavités ouvertes par des perforations de diamètre variant entre 3.5 mm et 20 mm, excitées par des ondes acoustiques d’incidence normale, il observe expérimentalement qu’à partir d’un certain niveau sonore, le champ de vitesse dans la perforation se caractérise par un jet turbulent, puis par la formation de tourbillons.

Les résultats expérimentaux obtenus quelques années plus tard par Melling pour des excitations acoustiques d’intensités plus élevées (≥ 130 dB), confirment l’existence d’une zone de forte turbulence au niveau des perforations [Melling 1973]. Il postule alors qu’à

niveau sonore élevé, l'énergie acoustique incidente est transférée en énergie turbulente. Limité par le manque de précision des moyens de mesure de l'époque, Melling ne développe cependant pas de théorie plus précise à ce sujet. En outre, il ne considère que des orifices d'au moins 3 mm de diamètre, alors que les perforations utilisées aujourd'hui ont des diamètres inférieurs.

À la fin des années 1990, des simulations numériques bidimensionnelles menées à l'ONERA pour un résonateur présentant une ouverture circulaire de 2 mm de diamètre permettent de retrouver et de compléter les observations faites par Ingard : l'interaction d'ondes acoustiques de forts niveaux sonores avec un résonateur génère des détachements tourbillonnaires périodiques de part et d'autre de son col [Gély 1999]. Le mécanisme de dissipation, aujourd'hui communément appelé « vortex shedding », est ainsi introduit : l'énergie acoustique est convertie en énergie cinétique rotationnelle portée par les tourbillons, avant d'être finalement dissipée en chaleur par viscosité moléculaire. Ce mécanisme s'avère de plus très efficace puisqu'il est montré que le coefficient d'absorption du résonateur augmente avec le niveau sonore.

Ces observations sont étayées par Tam [Tam 2000, 2001, 2005] qui est le premier à étudier, à la fois numériquement (calculs bidimensionnels) et expérimentalement, des diamètres de perforation comparables à ceux des NIDA industriels (0.8 mm). Tam prouve qu'à faible niveau sonore, le seul mécanisme d'absorption est le frottement visqueux dans le col (il néglige le rayonnement), alors qu'à plus fort niveau, les lâchés tourbillonnaires sont largement prédominants dans la dissipation du son. Il établit de plus que le coefficient d'absorption du résonateur reste constant tant que l'intensité sonore est faible, et se met à augmenter à partir d'un certain seuil d'intensité. Ses conclusions sont précisées et discutées dans le chapitre 4.

1.3.6. Non-linéarité due au couplage acoustique / écoulement

La seconde non-linéarité, due à l'interaction entre les ondes sonores et un écoulement d'air, constitue aujourd'hui une des problématiques majeures dans le domaine de l'aéroacoustique. Plusieurs études expérimentales ont été récemment menées sur la réponse des NIDA perforés à des excitations aéroacoustiques rasantes [Watson 1999, Malmay 2000, Aurégan 2004, Leroux 2005, Haÿne-Lecocq 2006]. L'évaluation de leurs propriétés acoustiques reposait sur des méthodes dites « méthodes inverses ».

Une autre approche expérimentale visant à estimer les propriétés acoustiques de ces matériaux par une approche locale, c'est-à-dire à partir de la connaissance du champ de vitesse juste au-dessus de leurs perforations, a été suivie par l'ONERA [Minotti 2004, Lavieille 2007] grâce à la technique LDV (Laser Doppler Velocimetry). Ces résultats expérimentaux, qui varient d'une configuration à l'autre (géométrie du matériau, niveaux sonores, nombre de Mach des écoulements...), demandent à être confrontés à des études numériques, aujourd'hui peu nombreuses car trop lourdes en temps de calculs. Récemment, Tam a simulé la réponse d'une structure résonante plane à une excitation aéroacoustique engendrée par un écoulement de bas nombre de Mach [Tam 2006, 2008] et proposé une description du comportement de l'air autour de la fente. Il n'a cependant pas relié ces observations à des propriétés acoustiques intrinsèques à la structure résonante étudiée.

1.4. Objectifs de la thèse et démarche proposée

1.4.1. Enjeu et objectifs

L'amélioration des performances acoustiques des matériaux résonants requiert la mise en place préalable d'une modélisation prédictive de leur réponse à des excitations sonores de forte intensité couplées à des écoulements rasants. Il s'agit de l'un des défis auxquels est actuellement confrontée la communauté aéroacousticienne.

L'enjeu de ce travail de thèse est d'améliorer la compréhension des mécanismes physiques de dissipation acoustique d'une cellule de NIDA perforé, par le biais de la simulation numérique. Il s'agit d'une étape préliminaire proposant des méthodes d'évaluation de l'efficacité de l'absorption de ces matériaux dans des conditions non-linéaires proches des conditions réelles d'emploi.

Plusieurs objectifs sont donc fixés :

- discuter l'impact de l'intensité sonore sur l'absorption du NIDA perforé ;
- estimer l'influence de l'incidence des ondes acoustiques sur la réponse du NIDA perforé ;
- évaluer les effets du couplage d'un écoulement à des excitations acoustiques de niveaux sonores divers.

1.4.2. Cadre d'étude

Le sujet de cette thèse, à l'interface entre une problématique « matériau » et une problématique « acoustique et énergétique », est proposé dans le cadre d'une collaboration entre deux départements de l'ONERA : le DMSC (**D**épartement des **M**atériaux et **S**tructures **C**omposites) et le DSNA (**D**épartement de **S**imulation **N**umérique des écoulements et **A**éroacoustique).

Il s'inscrit dans la continuité de la thèse de Delattre, effectuée à l'ONERA au DSNA [Delattre 2009]. Dans sa thèse, une étude numérique des phénomènes physiques à l'origine de l'absorption acoustique d'une cavité résonante excitée par des ondes sonores émises en incidence normale était menée à l'aide du code de calcul sAbrinA. Les résultats obtenus avaient mis en évidence certains mécanismes d'absorption ; cependant, ils n'avaient pas permis de reproduire quantitativement le comportement du résonateur, même à faible niveau sonore.

Le code de calcul retenu ici est le code CEDRE (**C**alcul d'**É**coulements **D**iphases **R**éactifs pour l'**É**nergétique), développé à l'ONERA. Le choix d'un code de CFD (**C**omputational **F**luid **D**ynamics) non-structuré est fait afin de pouvoir simuler le cas le plus complexe de l'excitation aéroacoustique (couplage entre des ondes sonores et un écoulement). Les simulations numériques multi-processeurs sont effectuées sur les calculateurs scalaires parallèles de l'ONERA.

Afin de valider ces calculs, des mesures expérimentales LDV ont également été réalisées, toujours à l'ONERA, sur le banc d'essai aéro-thermo-acoustique (banc B2A) du DMAE (**D**épartement **M**odèles pour l'**A**érodynamique et l'**É**nergétique).

1.4.3. Démarche d'étude

Les NIDA perforés sont modélisables par des résonateurs de Helmholtz, structures résonantes constituées d'un col et d'une cavité. La première étape de notre démarche a donc consisté à choisir une géométrie de résonateur représentative d'une cellule de NIDA perforé industriel classique. Un résonateur cylindrique a été choisi ; ses dimensions (col de 0.4 mm de rayon et de 0.8 mm d'épaisseur ; cavité de 3 mm de rayon et de 15 mm de profondeur) sont justifiées dans le chapitre 2. Un modèle analytique d'impédance, valable *a priori* dans le domaine de l'acoustique linéaire, a alors été sélectionné.

La seconde étape, qui fait l'objet du chapitre 3, a consisté à simuler la réponse de ce résonateur à des excitations sonores de faible intensité, émises d'abord en incidence normale puis en incidence rasante, pour des fréquences variant entre 1 000 et 5 000 Hz. Des simulations numériques « directes » (DNS, « **D**irect **N**umerical **S**imulations ») 3D, basées sur la résolution des équations de Navier-Stokes compressibles dans l'ensemble du domaine de calcul, ont été effectuées. Pour l'incidence normale, des simulations 2D axisymétriques ont également été menées. Les mécanismes de dissipation du résonateur ont ainsi été caractérisés et leur contribution respective dans l'absorption globale a été évaluée. Son impédance a alors été estimée et le spectre fréquentiel obtenu a été comparé aux prévisions analytiques, dans un souci de validation mutuelle. En outre, l'influence de l'incidence des ondes sur les propriétés acoustiques du résonateur a été étudiée, afin de préciser la notion de « réaction localisée ».

La troisième étape de la démarche, dont le chapitre 4 rend compte, a consisté en l'étude des non-linéarités liées à une augmentation de niveau de pression sonore (SPL, « **S**ound **P**ressure **L**evel »). L'évolution, en fonction du SPL (de 75 à 155 dB), de la nature des mécanismes de dissipation du résonateur et de leur efficacité relative a été étudiée. Dans ce cadre, des simulations 3D supplémentaires, de type Euler, ont été effectuées. Des conclusions inédites, remettant parfois en cause certains résultats de la littérature, ont alors été avancées. Des courbes d'impédance en fonction du SPL (ou du nombre de Reynolds dans le col) ont pu être tracées. La non-validité du modèle analytique initialement choisi a été confirmée et la pertinence des corrections empiriques non-linéaires existantes a été discutée. De même qu'à faible SPL, l'influence de l'incidence des ondes sonores a été étudiée.

Ces trois étapes ont finalement permis de considérer le cas le plus complexe (le plus proche de la réalité) d'une excitation aéroacoustique résultant du couplage entre des ondes sonores et un écoulement de nombre de Mach égal à 0.1. Les modifications, engendrées par l'ajout de l'écoulement, sur les mécanismes d'absorption et sur l'impédance du résonateur ont été évaluées. Les résultats obtenus ont alors été confrontés à des modèles empiriques de la littérature puis à des mesures LDV faites à l'ONERA pour la même géométrie de résonateur.

Pour chaque configuration d'étude, les propriétés acoustiques du résonateur ont été évaluées par deux types d'approches :

- les approches « globales », basées sur l'exploitation des champs acoustiques en amont et en aval du résonateur, suffisamment loin de la zone perturbée par l'absorption ;
- les approches « locales », qui reposent au contraire sur l'exploitation des champs acoustiques de pression et de vitesse normale au niveau de la section d'entrée du col du résonateur.

L'apport de ces approches et leur complémentarité sont discutées tout au long de ce mémoire.

– Chapitre 2 –

CHOIX D’UNE MODÉLISATION ANALYTIQUE DE L’ABSORPTION D’UN NIDA PERFORÉ

L’objet de ce chapitre est de présenter la structure « résonateur de Helmholtz » ainsi que les différentes modélisations analytiques (mécanique et acoustique) de ses propriétés d’absorption quand elle est impactée par des ondes sonores. L’importance relative de ses mécanismes de dissipation est notamment discutée. Une géométrie représentative des NIDA perforés industriels est alors choisie et un modèle d’impédance adapté est sélectionné. Son domaine de validité est finalement discuté.

Dans l’ensemble de ce chapitre, l’intensité des ondes sonores qui impactent le résonateur de Helmholtz est supposée suffisamment faible pour que les conditions de l’acoustique linéaire soient vérifiées : les champs perturbés de pression, masse volumique et température (p' , ρ' , T') sont supposés négligeables devant les champs atmosphériques de l’air au repos (P_0 , ρ_0 , T_0) et le champ perturbé de vitesse v' est négligeable devant la vitesse du son c_0 . On reste donc dans le cadre de l’absorption linéaire, par opposition au cas où l’excitation acoustique atteint des niveaux sonores plus élevés et/ou est couplée à un écoulement d’air.

SOMMAIRE

2.1. Modélisation mécanique d’un résonateur de Helmholtz	15
2.1.1. Définition d’un résonateur de Helmholtz	15
2.1.2. L’analogie système « masse – ressort – amortisseur » forcé	15
2.1.3. Les corrections de col	16
2.2. Modélisation acoustique d’un résonateur de Helmholtz	19
2.2.1. L’impédance acoustique	19
2.2.2. Réactance	20
2.2.3. Résistance de rayonnement	21
2.2.4. Résistance visco-thermique	22
2.2.4.1. Approche couplée	22
2.2.4.2. Approche découplée	23
2.2.4.3. Importances relatives des effets visqueux et thermiques	26
2.2.5. Fréquence de résonance	27
2.3. Modélisation de l’absorption du NIDA perforé	28
2.3.1. Choix d’une géométrie représentative et d’une correction de col	28
2.3.2. Impédance et admittance réduite	29
2.3.3. Mise en évidence de la prédominance de la dissipation visqueuse	30
2.3.4. Domaines de validité de la modélisation	31

2.1. Modélisation mécanique d’un résonateur de Helmholtz

2.1.1. Définition d’un résonateur de Helmholtz

À l’origine, le résonateur de Helmholtz, inventé dans les années 1850 par Hermann von Helmholtz, est une sphère creuse en laiton percée de deux ouvertures diamétralement opposées (Figure 2.1) : un petit conduit au sommet de la sphère et un trou plus large à sa base. En écoutant un son complexe à travers plusieurs résonateurs de dimensions différentes (donc associés à des fréquences fondamentales spécifiques correspondant aux notes de l’échelle musicale), il était possible d’en faire l’analyse, c’est-à-dire de noter l’importance relative de telle ou telle tonalité.



Figure 2. 1 - Premiers résonateurs de Helmholtz.

Aujourd’hui, un résonateur de Helmholtz désigne une cavité vide fermée à sa base et couplée à l’extérieur par une ouverture (trou, fente ou tube) en son sommet [Hersh 1993]. Un résonateur de Helmholtz de section hexagonale et d’ouverture cylindrique peut donc être vu comme un modèle simplifié pour une cellule isolée de plaque NIDA.

2.1.2. L’analogie système « masse – ressort – amortisseur » forcé

La réponse de cette structure résonante à une excitation acoustique peut être approchée qualitativement : la perturbation extérieure créée par le son incident met en mouvement un petit volume d’air dans le col qui engendre une surpression dans la cavité ; la cavité en surpression se vide de son air en générant un écoulement en sens inverse ; elle se retrouve alors en dépression et se remplit à nouveau d’air, et ainsi de suite. Le col voit donc passer des écoulements alternativement dans un sens puis dans l’autre, à la fréquence de résonance du résonateur.

Ce comportement peut être assimilé à celui d’un système oscillant mécanique {masse – ressort – amortisseur} forcé, à condition de faire les hypothèses suivantes :

- toutes les dimensions du résonateur sont négligeables devant la longueur d’onde associée à la fréquence de l’excitation acoustique incidente (supposée ici harmonique),
- l’air mis en mouvement dans le col est incompressible.

Dès lors, le col du résonateur est assimilable à une masse m_{col} , sa cavité à un ressort de raideur $k_{\text{cavité}}$ du fait de sa compressibilité et ses effets dissipatifs représentés par un coefficient d’amortissement $C_{\text{amortissement}}$ [Morse 1948] :

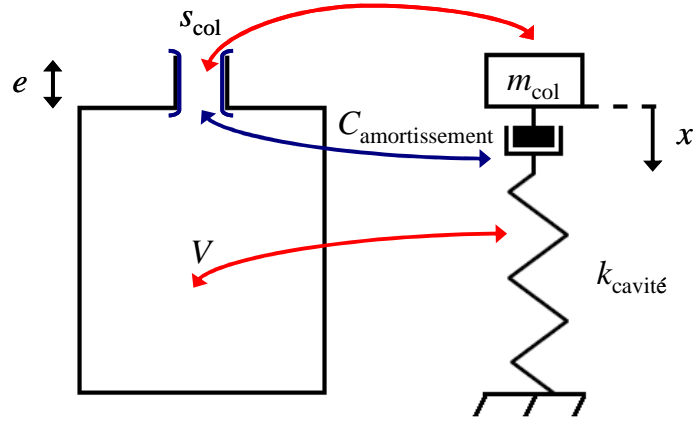


Figure 2. 2 - Modélisation d'un résonateur de Helmholtz par un système {masse – ressort – amortisseur}.

L'équation du mouvement de l'air dans le col du résonateur (équation (2.1)) introduit un taux d'amortissement sans dimension $\zeta_{\text{méca}}$ (équation (2.2)) et une fréquence de résonance $f_{\text{Hméca}}$ dite « fréquence de Helmholtz » (équation (2.3)) :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\zeta_{\text{méca}}\omega_{\text{Hméca}}\frac{dx}{dt} + \omega_{\text{Hméca}}^2x = \frac{F_{\text{ac}}\sin(\omega_{\text{ac}}t + \varphi_{\text{ac}})}{m_{\text{col}}} \quad (2.1)$$

$$\zeta_{\text{méca}} = \frac{C_{\text{amortissement}}}{2\sqrt{k_{\text{cavité}}m_{\text{col}}}} = \frac{1}{2} \frac{R_{\text{col}}}{\rho_0 c_0} \sqrt{\frac{V}{s_{\text{col}}e}} \quad (2.2)$$

$$f_{\text{Hméca}} = \frac{\omega_{\text{Hméca}}}{2\pi} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{s_{\text{col}}}{Ve}} \quad (2.3)$$

ρ_0 est la masse volumique de l'air au repos ; c_0 la vitesse du son dans l'air au repos.

s_{col} et e sont respectivement la section et l'épaisseur du col du résonateur ; V est le volume de sa cavité.

F_{ac} , ω_{ac} et φ_{ac} sont respectivement l'amplitude, la pulsation et la phase de la force extérieure sinusoïdale modélisant l'excitation acoustique.

Le taux d'amortissement est proportionnel à la résistance R_{col} que rencontre le flux d'air lorsqu'il passe périodiquement à travers le col. Cette résistance, liée aux frottements de l'écoulement le long des parois du col sera précisée dans le paragraphe 2.2.

La dépendance entre les caractéristiques géométriques du résonateur et sa fréquence de résonance apparaît clairement : une fréquence de résonance basse correspond à une cavité de volume important munie d'un col épais mais de petite section.

2.1.3. Les corrections de col

Plusieurs auteurs ont observé des différences significatives entre les fréquences de Helmholtz calculées selon l'équation (2.3) et les fréquences de résonance mesurées expérimentalement [Ingard 1953, Bigg 1982, Chanaud 1994, Chanaud 1997]. Selon la géométrie de résonateur considérée, des erreurs de 40% ont même été constatées. Leur principale origine est de nature inertielle : si l'excitation acoustique perturbe les champs aérodynamiques à l'intérieur du col,

elle entraîne également des masses d’air non négligeables à ses extrémités. Il convient donc d’apporter une correction à son épaisseur e . Cette « correction de col » se décompose en une correction intérieure (côté cavité) et une correction extérieure (côté sortie du résonateur). La littérature fournit de nombreuses expressions [Ingard 1953, Morfey 1969, Alster 1972], dépendant notamment du type de trou et de sa géométrie (parallélépipédique, cylindrique, conique, prismatique, à section elliptique...). La plupart de ces corrections sont empiriques, issues de comparaisons avec des résultats expérimentaux, car leur calcul analytique est assez complexe [Ingard 1953]. On choisit ici de se limiter aux cols cylindriques, les plaques NIDA perforées utilisées dans l’industrie aéronautique ayant habituellement des perforations à section circulaire. Aucune hypothèse n’est faite pour l’instant sur la géométrie de la cavité.

Les différentes corrections de col étant notées Δe_i , l’expression de la fréquence de Helmholtz approchée par les modèles mécaniques, donnée par l’équation (2.3), se réécrit donc :

$$f_{\text{Hméca}} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{s_{\text{col}}}{V(e + \Delta e_i)}} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi r^2}{V(e + \Delta e_i)}} \quad (2.4)$$

r étant le rayon du col.

Certains auteurs font l’hypothèse que la correction intérieure et la correction extérieure sont égales, l’influence de la cavité du résonateur sur le champ aérodynamique autour de son col étant alors négligée. L’expression la plus classique est proposée par Rayleigh (équation 2.5) qui considère que les volumes perturbés aux deux extrémités du col peuvent être vus comme deux demi-sphères de rayon proche de celui du col et dont les centres coïncident avec ceux des sections d’entrée et de sortie du trou cylindrique [Rayleigh 1870, 1878] :

$$\Delta e_1 = \frac{8}{3\pi}r + \frac{8}{3\pi}r = \frac{16}{3\pi}r \approx 1.70r \quad (2.5)$$

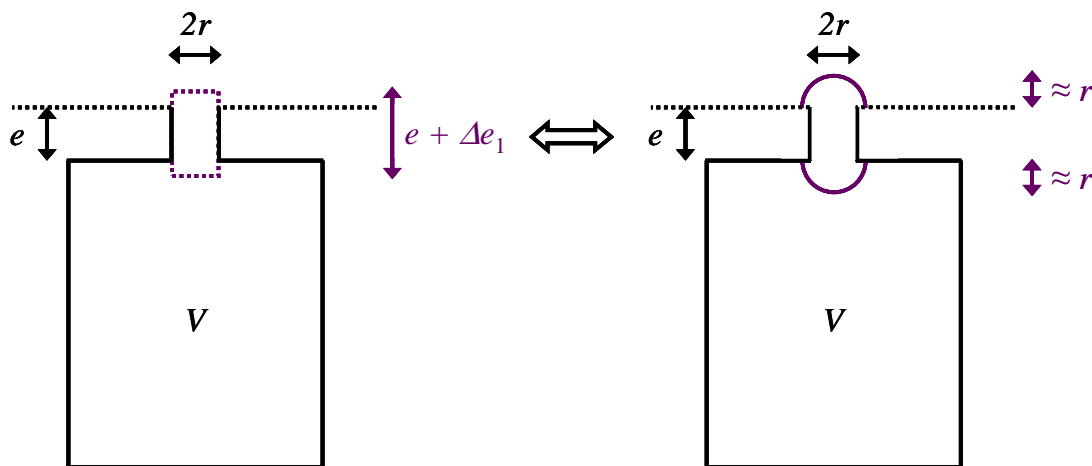


Figure 2.3 - Correction de col de Rayleigh.

Sous la condition que le périmètre de la section du col soit très faible devant la longueur d’onde acoustique λ , Morfey propose une correction assez proche de celle de Rayleigh, quoiqu’un peu inférieure [Morfey 1969] :

$$\Delta e_2 = \frac{\ln(4\pi)}{\pi}r + \frac{\ln(4\pi)}{\pi}r = \frac{2 \ln(4\pi)}{\pi}r \approx 1.61r \quad (2.6)$$

Cependant, le fait que l’écoulement soit confiné d’un côté et « libre » de l’autre suggère une perte de vitesse et d’inertie plus rapide du côté de la cavité que du côté de la sortie du résonateur [Kerschen 2004]. Les corrections de Rayleigh et de Morfey conduisent donc, *a priori*, à surestimer l’épaisseur de col équivalente.

Pour les résonateurs cylindriques (i.e. : le col *et* la cavité ont des sections circulaires), Ingard propose une expression différente [Ingard 1953] : s’il reprend la correction de Rayleigh pour l’extrémité externe du col, il en introduit une autre pour l’extrémité interne, ce qui l’amène à une nouvelle correction globale :

$$\Delta e_3 = \frac{8}{3\pi}r + \frac{8}{3\pi}r \left(1 - 1.25 \frac{r}{R}\right) = \frac{16}{3\pi}r \left(1 - 0.625 \frac{r}{R}\right) \quad (2.7)$$

Cette correction se retrouve chez plusieurs auteurs [Flynn 1990, Chanaud 1997]. À la différence de la correction de Rayleigh, celle-ci dépend de la géométrie de la cavité. Elle n’est toutefois valable que pour des rapports entre le rayon r du col et le rayon R de la cavité inférieurs ou égaux à 0.4. Comme attendu, la correction d’Ingard est plus faible que celle de Rayleigh.

Certains auteurs ont cherché à établir des corrections valables pour des rapports de rayons plus élevés. Mohring par exemple, après avoir relevé une erreur de 13% pour des résonateurs cylindriques de rapport de section égal à 0.5, a calculé une nouvelle correction de col en effectuant un développement limité de la correction classique de Rayleigh, à l’ordre 2 sur un paramètre lié à la racine carrée du rapport de rayons [Mohring 1999].

Panton étudie lui aussi des résonateurs cylindriques ; s’il préconise d’utiliser la correction de col d’Ingard, il établit une formule qu’il qualifie d’« améliorée », dont la particularité est qu’elle dépend de la profondeur D de la cavité [Panton 1975] :

$$\Delta e_4 = \frac{16}{3\pi}r \left(1 - 0.625 \frac{r}{R}\right) + \frac{1}{3}D \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad (2.8)$$

Elle n’est toutefois valable que si D est négligeable devant la longueur d’onde acoustique.

Pour des cols d’épaisseur plus grande que leur rayon, Pierce [Pierce 1981] propose d’utiliser un résultat établi par King [King 1936] dans le cadre d’une extrémité débouchant sur un espace infini ($0.82r$) pour la correction extérieure et un résultat de Levine [Levine 1948] valable dans le cadre d’une extrémité débouchant sur un espace non infini ($0.61r$) pour la correction intérieure :

$$\Delta e_5 \approx 0.82r + 0.61r \approx 1.43r \quad (2.9)$$

Cette correction, valable pour un produit $k \times r$ très faible devant 1 (k étant le nombre d’onde acoustique), suggère là encore une correction externe supérieure à la correction intérieure.

Citons enfin la correction de Gallas dont l’originalité est que la partie correspondant à la correction interne s’exprime exclusivement en fonction de l’épaisseur du col [Gallas 2003] :

$$\Delta e_6 = \frac{8}{3\pi}r + \frac{1}{3}e \quad (2.10)$$

Ce paragraphe illustre donc la difficulté à évaluer proprement l’épaisseur de col équivalente rendant au mieux compte de l’interaction acoustique / résonateur.

2.2. Modélisation acoustique d’un résonateur de Helmholtz

2.2.1. L’impédance acoustique

En toute généralité, l’impact d’une onde acoustique progressive sur un matériau perforé donne naissance à une onde transmise et à une onde réfléchie (régressive) qui, si l’excitation incidente est continue, forme avec la première un réseau d’ondes stationnaires. Les phénomènes liés à l’onde transmise sont complexes : compression / détente de l’air dans les cavités du matériau, dissipation en chaleur de l’énergie acoustique... Afin d’en traduire macroscopiquement les propriétés d’absorption, le matériau est associé à une condition limite d’impédance normale de surface [Delattre 2009]. Par définition, l’impédance normale de surface Z est le rapport entre la pression acoustique p' et la vitesse acoustique v'_n normale à la surface, la normale étant conventionnellement dirigée vers l’intérieur du matériau. La pénétration de l’onde dans le matériau induit un retard à la réflexion, ce déphasage dépendant *a priori* de la fréquence. L’impédance acoustique d’un matériau absorbant est donc nécessairement complexe. Sa partie réelle est la résistance ; sa partie imaginaire est la réactance. Elle s’exprime en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Dans le cas d’un résonateur de Helmholtz, la résistance est exclusivement liée à la résistance R_{col} qu’oppose le col à l’écoulement d’air. Elle peut être décomposée en deux contributions : une résistance visco-thermique $R_{\text{visc-th}}$ liée aux frottements visqueux et à la conduction thermique dans les couches limites qui se développent le long des parois du col, et une résistance de rayonnement R_{ray} liée à la diffraction de l’onde sonore à travers le col. La réactance du résonateur $X_{\text{réso}}$ peut être décomposée en une contribution liée au col X_{col} (dite « inertance acoustique ») et une autre due à la cavité $X_{\text{cavité}}$ (dite « capacitance acoustique »). L’impédance du résonateur $Z_{\text{réso}}$ peut donc s’écrire :

$$Z_{\text{réso}} = (R_{\text{visc-th}} + R_{\text{ray}}) + j(X_{\text{col}} + X_{\text{cavité}}) \quad \text{et} \quad z_{\text{réso}} = \frac{Z_{\text{réso}}}{\rho_0 c_0} \quad (2.11)$$

$z_{\text{réso}}$ étant l’impédance réduite (sans dimension), rapport entre l’impédance du résonateur et celle de l’air au repos $\rho_0 c_0$.

Le résonateur peut tout aussi bien être caractérisé par son admittance $Y_{\text{réso}}$, définie comme l’inverse de son impédance, et son admittance réduite (sans dimension) $y_{\text{réso}}$ (équation (2.12)). La partie réelle de l’admittance est la « conductance acoustique » ; sa partie imaginaire est la « susceptance acoustique ».

$$Y_{\text{réso}} = \frac{1}{Z_{\text{réso}}} = \frac{R_{\text{col}}}{R_{\text{col}}^2 + X_{\text{réso}}^2} - j \frac{X_{\text{réso}}}{R_{\text{col}}^2 + X_{\text{réso}}^2} \text{ et } y_{\text{réso}} = \rho_0 c_0 Y_{\text{réso}} \quad (2.12)$$

2.2.2. Réactance

L'objet de ce paragraphe est d'établir une expression de la réactance du résonateur $X_{\text{réso}}$. L'air dans le col du résonateur est supposé incompressible et les effets dissipatifs sont pour le moment négligés, c'est-à-dire qu'on ne tient pas compte de la résistance de col. On définit plusieurs sections (Figure 2.4) auxquelles sont associées une pression et une vitesse acoustiques : entrée du col (p'_1, v'_1), sortie du col (p'_2, v'_2), entrée de la cavité (p'_3, v'_3) et sortie de la cavité (p'_4, v'_4) [Ducourneau 1994]. Les vitesses acoustiques sont des vitesses normales aux sections, de direction l'axe du résonateur. La détermination de la réactance revient à exprimer le rapport entre la pression p'_1 et la vitesse v'_1 .

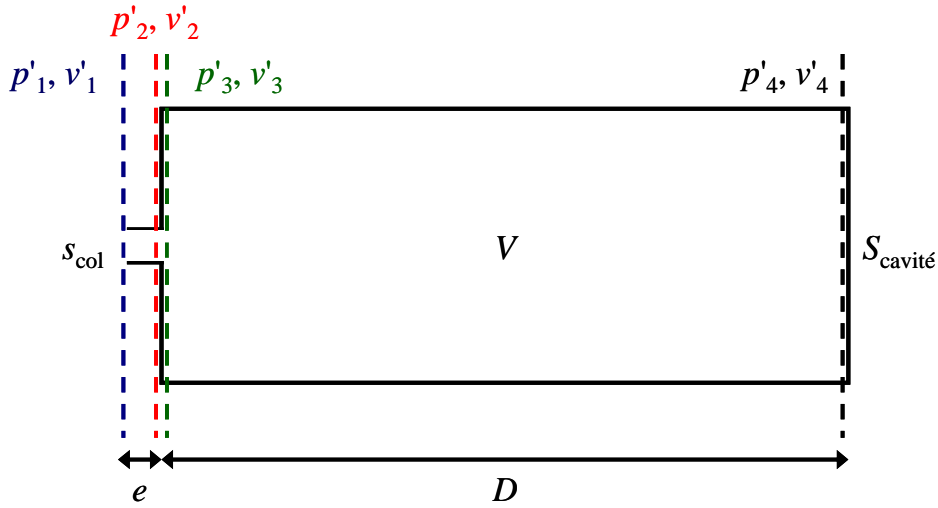


Figure 2. 4 - Notations utilisées pour le calcul de la réactance du résonateur de Helmholtz.

Les matrices de transfert entre les pressions et les débits volumiques d'entrée et de sortie, pour le col d'une part et pour la cavité d'autre part, s'écrivent :

$$Tr_{\text{col}} = \begin{pmatrix} \cos(ke) & -j \frac{\rho_0 c_0}{S_{\text{col}}} \sin(ke) \\ -j \frac{S_{\text{col}}}{\rho_0 c_0} \sin(ke) & \cos(ke) \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

$$Tr_{\text{cavité}} = \begin{pmatrix} \cos(kD) & -j \frac{\rho_0 c_0}{S_{\text{cavité}}} \sin(kD) \\ -j \frac{S_{\text{cavité}}}{\rho_0 c_0} \sin(kD) & \cos(kD) \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

L'hypothèse d'incompressibilité appliquée à l'interface entre le col et la cavité permet d'écrire la continuité des pressions et des débits volumiques ; de plus, la vitesse au fond de la cavité est supposée nulle (condition d'imperméabilité) :

$$\begin{cases} p'_3 = p'_2 \\ v'_2 S_{\text{col}} = v'_3 S_{\text{cavité}} \\ v'_4 = 0 \end{cases} \quad (2.15)$$

Le rapport entre la pression et la vitesse en entrée de col s’exprime ainsi en fonction des paramètres géométriques du résonateur :

$$\frac{p'_1}{v'_1} = \frac{-j\rho_0 c_0 \frac{S_{\text{col}}}{S_{\text{cavité}}} \cotan(kD) \cos(ke) + j\rho_0 c_0 \sin(ke)}{\frac{S_{\text{col}}}{S_{\text{cavité}}} \cotan(kD) \sin(ke) + \cos(ke)} \quad (2.16)$$

En assimilant le dénominateur à $\cos(ke)$, le produit $k \times e$ étant supposé négligeable devant 1, la simplification suivante est obtenue :

$$\frac{p'_1}{v'_1} = j \left(\rho_0 c_0 \tan(ke) - \rho_0 c_0 \frac{S_{\text{col}}}{S_{\text{cavité}}} \cotan(kD) \right) \quad (2.17)$$

Une contribution due au col et une contribution due à la cavité sont bien mises en évidence. En tenant compte de la correction de col Δe_i , la réactance du résonateur s’écrit finalement :

$$X_{\text{réso}} = X_{\text{col}} + X_{\text{cavité}} = \rho_0 c_0 \tan(k(e + \Delta e_i)) - \rho_0 c_0 \frac{S_{\text{col}}}{S_{\text{cavité}}} \cotan(kD) \quad (2.18)$$

La réactance de col et la réactance de cavité sont donc identifiées.

2.2.3. Résistance de rayonnement

Les ondes sonores incidentes, supposées planes, qui impactent le résonateur de Helmholtz sont diffractées au niveau du col, ce qui se traduit localement par la naissance d’ondes sphériques évanescentes de part et d’autre. Leur amplitude décroît exponentiellement sur une faible distance et les ondes retrouvent leur caractère propagatif plan (Figure 2.5). C’est ce phénomène de rayonnement qui est à l’origine de la perturbation de l’écoulement autour du col du résonateur, et par conséquent de la nécessité des corrections de col.

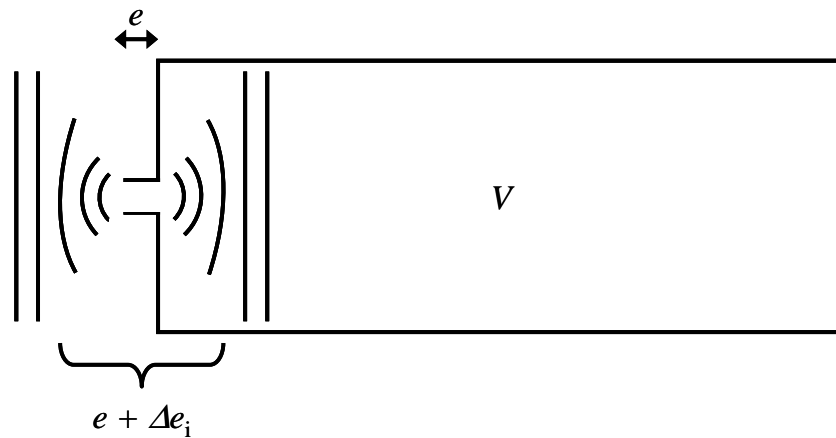


Figure 2.5 - Rayonnement acoustique et correction de col.

Dans sa théorie de la diffraction, Kirchhoff établit la résistance de rayonnement d’un piston circulaire plan encastré de rayon r [Ingard 2009] :

$$R_{\text{ray}} = \rho_0 c_0 \left(1 - \frac{J_1(2kr)}{kr} \right) \quad (2.19)$$

avec J_1 la fonction de Bessel de 1^{ère} espèce d’ordre 1.

Cependant, une des hypothèses essentielles de la théorie de la diffraction de Kirchhoff est que l’objet diffractant est de dimension comparable à la longueur d’onde de l’excitation, ce qui n’est pas le cas d’un col de résonateur de Helmholtz. Les perforations de la plaque NIDA perforée donnée en exemple au chapitre 1 ont un rayon de 0.5 mm ; or, pour des fréquences comprises entre 1 000 et 5 000 Hz (domaine d’étude classique en acoustique), les longueurs d’onde associées varient de 68 à 340 mm. La théorie de Kirchhoff semble donc peu adaptée [Bethe 1944]. Spence montre en outre que dans le cas d’un col de petites dimensions, cette expression surestime l’énergie acoustique transmise (i.e. : sous-estime la résistance de rayonnement) et propose une théorie permettant le calcul exact en coordonnées sphéroïdales aplaties [Spence 1948] de la diffraction d’ondes sonores planes par des ouvertures circulaires infiniment fines. En définissant la résistance de rayonnement à partir du rapport entre la puissance acoustique transmise par l’ouverture et la puissance acoustique de l’onde incidente, en négligeant tout frottement visqueux ou thermique, il obtient un résultat qui s’avère être environ 2.5 fois supérieur à celui issu de la théorie classique de Kirchhoff :

$$R_{\text{ray}} \approx \frac{4}{\pi} \rho_0 c_0 (kr)^2 \quad (2.20)$$

Une relation de proportionnalité entre la résistance de rayonnement et le carré de la fréquence acoustique est mise en évidence.

Notons que ces expressions ont été établies pour des trous d’épaisseur quasi-nulle et qu’elles ne sont donc applicables, en toute rigueur, qu’à des résonateurs dont l’épaisseur de col est négligeable devant la longueur d’onde acoustique.

2.2.4. Résistance visco-thermique

2.2.4.1. Approche couplée

La dissipation de l’air à l’intérieur du col du résonateur s’apparente à un problème de mécanique des fluides visco-thermique, couplant les équations de Navier-Stokes aux équations de conduction de la chaleur.

Qualitativement, la perturbation acoustique peut être vue comme la superposition de trois modes : le mode acoustique, caractérisé par la longueur d’onde acoustique λ ; le mode de vorticité, caractérisé par une épaisseur de couche limite visqueuse δ_{visc} ; le mode d’entropie, caractérisé par une épaisseur de couche limite thermique δ_{th} [Cremer 1948]. La vitesse « aéro-thermo-acoustique » de l’écoulement peut, en outre, se décomposer en trois contributions respectivement liées à l’acoustique, à la vorticité et à l’entropie [Wu 1956]. Les

modes de vorticité et d’entropie sont associés à des relations de dispersion faisant intervenir des nombres d’onde k_{vor} et k_{ent} dont les parties imaginaires sont généralement très supérieures au nombre d’onde acoustique k , ce qui indique que les effets de vorticité et d’entropie s’atténuent très rapidement quand on s’éloigne de la paroi du col [Pierce 1981]. Dès lors, la couche limite qui est crée dans le col au passage des ondes acoustiques est une couche dans laquelle deux effets dissipatifs coexistent : l’effet de viscosité, lié à la vitesse tourbillonnaire non nulle de l’air sur une épaisseur δ_{visc} , et l’effet de conduction thermique, lié à la vitesse laminaire entropique non nulle sur une épaisseur δ_{th} .

La résolution exacte du problème de la propagation dans un pore de section circulaire a été proposée par Kirchhoff, puis reprise par Rayleigh. Les équations de Navier-Stokes, de continuité de la masse, de conduction de la chaleur et d’état d’un gaz sont linéarisées puis r solv es pour un écoulement d’air compressible. Une pression et une vitesse normale moyennées sur la section du pore sont obtenues et il est donc possible d’en déduire une impédance. Cependant, la solution analytique obtenue, valable quelle que soit la fréquence acoustique, est difficilement interprétable car les quantités physiquement pertinentes n’apparaissent pas clairement. La relation de dispersion ne peut d’ailleurs s’obtenir que numériquement [Tijdeman 1975]. C’est pourquoi plusieurs auteurs ont cherché à simplifier le problème dans l’idée d’établir des solutions, certes approchées, mais plus applicables : le paragraphe suivant revient sur l’approche proposée par Zwikker et Kosten [Zwikker 1949], basée sur le découplage des effets visqueux et thermiques.

2.2.4.2. Approche découplée

Zwikker et Kosten considèrent les aspects thermiques de manière totalement découplée des aspects visqueux. Cette approche a été solidement validée *a posteriori* par Kergomard dans sa thèse, puis par Stinson [Kergomard 1981, Stinson 1991].

L’idée est de redéfinir l’impédance du col (sans tenir compte de la cavité) en fonction d’une masse volumique ρ' et d’un module de compressibilité isentropique K' complexes et dépendant de la fréquence d’excitation acoustique :

$$Z_{\text{visc-th}} = -j\sqrt{\rho'(\omega) K'(\omega)} \tan \left(\omega \sqrt{\frac{\rho'(\omega)}{K'(\omega)}} (e + \Delta e_i) \right) \quad (2.21)$$

Cette formulation met en évidence la célérité $\sqrt{\frac{K'(\omega)}{\rho'(\omega)}}$ et l’impédance $\sqrt{\rho'(\omega) K'(\omega)}$ de l’air dans le matériau, *a priori* respectivement différentes, quoique proches, des valeurs caractéristiques c_0 et $\rho_0 c_0$.

Le problème visqueux sans échange thermique est traité dans l’hypothèse d’incompressibilité dans le col cylindrique du résonateur. La pression est supposée uniforme sur la section du col et, dans un repère cylindrique (\tilde{r}, θ, x) l’axe du col étant selon x , la vitesse s’écrit :

$$\vec{v}' = v'(\tilde{r}) \vec{u}_x \quad (2.22)$$

L'équation de Navier Stokes linéarisée projetée sur l'axe x s'écrit :

$$\rho_0 \frac{\partial v'}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + \mu \Delta_{\tilde{r}} v' \quad (2.23)$$

avec μ la viscosité dynamique de l'air.

Cette équation peut se réécrire sous la forme d'une équation de Helmholtz, en introduisant le nombre d'onde de vortacité k_{vor} défini à partir de la viscosité cinématique ν de l'air :

$$\Delta_{\tilde{r}} v' + k_{\text{vor}}^2 v' = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p'}{\partial x} \text{ avec } k_{\text{vor}}^2 = j \frac{\omega}{\nu} \quad (2.24)$$

De cette relation de dispersion, se déduit l'épaisseur de couche limite visqueuse δ_{visc} définie comme l'inverse de la partie imaginaire de k_{vor} [Pierce 1981] :

$$\delta_{\text{visc}} = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} = \sqrt{\frac{\nu}{\pi f}} \quad (2.25)$$

Dans cette couche limite, la vitesse acoustique varie avec un fort gradient, de 0 sur la paroi jusqu'à une valeur maximale, avant de redescendre vers la valeur moyenne correspondant à la vitesse au centre du col [Lavielle 2006]. L'équation (2.25) fait apparaître le fait que son épaisseur est d'autant plus faible que la fréquence acoustique f est élevée : dans le domaine fréquentiel [1 000 - 5 000] Hz, δ_{visc} varie de 0.069 mm à 0.031 mm.

La résolution de l'équation (2.24) donne un champ de vitesse qui s'exprime à l'aide des fonctions de Bessel de 1^{ère} espèce d'ordre 0 (équation (2.26)), ce qui peut se réécrire en une équation d'Euler (équation (2.27)) définie pour une vitesse moyenne (équation (2.28)) et une masse volumique complexe (équation (2.29)) dépendant de la fréquence :

$$v'(\tilde{r}) = \frac{1}{j\omega\rho_0} \left(1 - \frac{J_0(k_{\text{vor}}\tilde{r})}{J_0(k_{\text{vor}}r)} \right) \frac{\partial p'}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0 c_0} \left(1 - \frac{J_0(k_{\text{vor}}\tilde{r})}{J_0(k_{\text{vor}}r)} \right) p' \quad (2.26)$$

$$\rho'(\omega) \frac{\partial}{\partial t} \langle v'(\tilde{r}) \rangle_{s_{\text{col}}} = -\frac{\partial p'}{\partial x} \quad (2.27)$$

$$\langle v'(\tilde{r}) \rangle_{s_{\text{col}}} = \frac{1}{j\omega\rho_0} \left(1 - \left\langle \frac{J_0(k_{\text{vor}}\tilde{r})}{J_0(k_{\text{vor}}r)} \right\rangle_{s_{\text{col}}} \right) \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (2.28)$$

$$\rho'(\omega) = \frac{\rho_0}{1 - \frac{2}{k_{\text{vor}} r} \frac{J_1(k_{\text{vor}}r)}{J_0(k_{\text{vor}}r)}} \quad (2.29)$$

Le problème thermique sans effet visqueux se traite de manière analogue, à partir cette fois de l’équation linéarisée de la conduction de la chaleur :

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T'}{\partial t} - \frac{\partial p'}{\partial t} = \kappa_{th} \Delta_{\tilde{r}} T' \quad (2.30)$$

avec T' la perturbation de température (dont on fait l’hypothèse qu’elle ne dépend que de \tilde{r}), c_p la capacité thermique massique à pression constante et κ_{th} la conductivité thermique.

Cette équation peut, elle aussi, se mettre sous la forme d’une équation de Helmholtz, en introduisant le nombre d’onde entropique k_{ent} défini à partir de la diffusivité thermique α_{th} :

$$\Delta_{\tilde{r}} T' + k_{ent}^2 T' = \frac{1}{\kappa_{th}} \frac{\partial p'}{\partial t} \text{ avec } k_{ent}^2 = j \frac{\omega \rho_0 c_p}{\kappa_{th}} = j \frac{\omega}{\alpha_{th}} \quad (2.31)$$

De cette relation de dispersion, se déduit l’épaisseur de couche limite thermique δ_{th} :

$$\delta_{th} = \sqrt{\frac{2\alpha_{th}}{\omega}} \quad (2.32)$$

On obtient une expression analogue à celle qu’on avait pour l’épaisseur de couche limite visqueuse (équation (2.25)). Comme pour la couche limite visqueuse, on note une dépendance de l’épaisseur de couche limite thermique en l’inverse de la racine carrée de la fréquence d’excitation acoustique. Le rapport des deux épaisseurs de couches limites est une constante égale à la racine carrée du nombre de Prandtl Pr :

$$\frac{\delta_{visc}}{\delta_{th}} = \sqrt{\frac{\nu}{\alpha_{th}}} = \sqrt{Pr} \quad (2.33)$$

Pour l’air à 20°C, $\nu \approx 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ et $\alpha_{th} \approx 2.0 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$: le nombre de Prandtl vaut 0.75 et la couche limite thermique est donc environ 1.15 fois plus épaisse que la couche limite visqueuse, indépendamment de la fréquence d’excitation acoustique.

La résolution de l’équation (2.31) donne un champ de température équivalent au champ de vitesse visqueux (équation (2.26)) :

$$T'(\tilde{r}) = \frac{1}{\rho_0 c_p} \left(1 - \frac{J_0(k_{ent}\tilde{r})}{J_0(k_{ent}r)} \right) p' \quad (2.34)$$

À partir de cette expression de la température et des relations thermodynamiques rappelées par l’équation (2.35), la masse volumique moyennée et le module de compressibilité recherché sont définis [Allard 1994] :

$$\rho' = \frac{1}{c_0^2} p' - \frac{\rho_0 \beta T_0}{c_p} s' \quad T' = \frac{\beta T_0}{\rho_0 c_p} p' + \frac{T_0}{c_p} s' \quad \beta = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial T'} \right)_p \quad p' = \frac{1}{\frac{T_0}{c_0^2} + \frac{1}{c_p}} (\rho_0 T' + T_0 \rho') \quad (2.35)$$

s étant l'entropie massique et β le coefficient de dilatation à pression constante.

$$\langle \rho' \rangle_{s_{col}} = \rho_0 \left(\frac{p'}{P_0} - \frac{\langle T' \rangle_{s_{col}}}{T_0} \right) \quad (2.36)$$

$$K'(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left(1 - \frac{2}{k_{ent} r} \frac{J_1(k_{ent} r)}{J_0(k_{ent} r)} \right)} = \frac{K_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left(1 - \frac{2}{k_{ent} r} \frac{J_1(k_{ent} r)}{J_0(k_{ent} r)} \right)} \quad (2.37)$$

L'impédance de col définie par l'équation (2.21) s'obtient alors à partir de la masse volumique et du module de compressibilité isentropique donnés respectivement par les équations (2.29) et (2.37). Sa partie réelle correspond à la résistance visco-thermique $R_{visc-th}$.

D'autres auteurs ont proposé des résolutions approchées de ce problème visco-thermique : Caussé assimile le col du résonateur à une ligne de transmission électrique se caractérisant par une impédance série linéique et une admittance parallèle linéique [Caussé 1984] ; Bruneau résout les équations de Kirchhoff pour des conduits de faible diamètre en faisant les hypothèses que la pression est uniforme sur la section des conduits et que la vitesse n'a qu'une composante axiale, qui varie selon l'axe radial [Bruneau 1998, Dupont 2002].

2.2.4.3. Importances relatives des effets visqueux et thermiques

Une manière simplifiée d'aborder le problème de la compétition entre les effets thermiques et les effets visqueux est de définir une impédance visqueuse de col Z_{visc} (les effets thermiques étant négligés) et une impédance thermique de col Z_{th} (les effets visqueux étant négligés) à partir de l'expression de l'impédance visco-thermique $Z_{visc-th}$, donnée dans le paragraphe précédent par l'équation (2.21) [Cerezo 2005] :

$$Z_{visc} = -j \sqrt{\rho'(\omega) K_0} \tan \left(\omega \sqrt{\frac{\rho'(\omega)}{K_0}} (e + \Delta e_i) \right) \quad (2.38)$$

$$Z_{th} = -j \sqrt{\rho_0 K'(\omega)} \tan \left(\omega \sqrt{\frac{\rho_0}{K'(\omega)}} (e + \Delta e_i) \right) \quad (2.39)$$

Pour une épaisseur et une correction de col données, le rapport entre la résistance visqueuse et la résistance thermique peut être évalué.

Ingard préfère considérer le rapport entre la puissance acoustique absorbée par viscosité W_{visc} (définie à partir de la vitesse quadratique moyenne et de l'impédance visqueuse linéique dans le col $Z_{l\,visc}$) et la puissance acoustique absorbée par conduction thermique W_{th} (définie à partir de la pression quadratique moyenne et de l'impédance thermique linéique dans le col $Z_{l\,th}$) :

$$\frac{W_{visc}}{W_{th}} = \frac{\frac{1}{2} Re(Z_{l\,visc}) (e + \Delta e_i) \iint_{s_{col}} \overline{v'^2} ds}{\frac{1}{2} Re\left(\frac{1}{Z_{l\,th}}\right) (e + \Delta e_i) \iint_{s_{col}} \overline{p'^2} ds} \quad (2.40)$$

Il convient d’évaluer rigoureusement les moyennes quadratiques et spatiales de la pression et de la vitesse dans le col pour avoir accès à ce rapport qui, là encore, dépend de la géométrie du résonateur. Qualitativement, Ingard précise toutefois que dans le col d’un résonateur de Helmholtz standard, la vitesse joue un rôle bien plus important que la pression pour ce qui est de la dissipation globale, ce qui suggère que la puissance absorbée par conduction thermique est nettement inférieure à la puissance absorbée par viscosité [Ingard 1953]. Cette conclusion est en accord avec les travaux de Nielsen [Nielsen 1949].

Dans le paragraphe 2.3.3 de ce mémoire, une géométrie de résonateur étant fixée, il sera effectivement vérifié que les effets thermiques peuvent raisonnablement être négligés.

2.2.5. Fréquence de résonance

La fréquence de résonance du résonateur est définie comme la fréquence qui annule sa réactance. D’après l’équation (2.18), f_H est donc solution de l’équation suivante :

$$\tan\left(\frac{2\pi(e + \Delta e_1)}{c_0} f_H\right) \tan\left(\frac{2\pi D}{c_0} f_H\right) = \frac{s_{\text{col}}}{S_{\text{cavité}}} \quad (2.41)$$

Les dimensions du résonateur étant négligeables devant la longueur d’onde acoustique, les tangentes peuvent être assimilées à leur argument et on retrouve pour f_H la même formule approchée que celle obtenue par la modélisation mécanique (équation (2.4)) :

$$f_H \approx \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{s_{\text{col}}}{S_{\text{cavité}} D (e + \Delta e_1)}} = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{s_{\text{col}}}{V (e + \Delta e_1)}} \quad (2.42)$$

La détermination la plus exacte possible de la fréquence de Helmholtz est un sujet sur lequel plusieurs auteurs se sont penchés. Alster a par exemple proposé une formule semi-empirique dépendant de nombreux paramètres géométriques (section, épaisseur, volume du col ; section, profondeur, volume de la cavité), valable pour tout type de résonateur [Alster 1972] :

$$f_H = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{s_{\text{col}}}{1.21 (V + s_{\text{col}} e) [C_1 (C_2 + F) + 0.51r]}} \quad (2.43)$$

$$C_1 = \frac{V}{V + s_{\text{col}} (e + 0.51r)} \frac{D}{D + e + 0.51r} \quad (2.44)$$

$$C_2 = (e + 0.51r) \left[1 + \frac{1}{2} \frac{e + 0.51r}{D} \left(1 + \frac{s_{\text{col}} [3D + 2(e + 0.51r)]}{3V} \right) \right] \quad (2.45)$$

$$F = \frac{1}{3} \left(\frac{r}{R} \right)^2 D \quad (2.46)$$

C_1 et C_2 sont des constantes sans dimension ; F est un facteur de forme homogène à une longueur. Leurs expressions sont données ici dans le cas d’un résonateur cylindrique.

2.3. Modélisation de l’absorption du NIDA perforé

2.3.1. Choix d’une géométrie représentative et d’une correction de col

Les expressions établies dans le paragraphe précédent tendent à montrer que l’essentiel de la dissipation acoustique d’un résonateur a lieu dans le col, dont les dimensions sont, à cet égard, essentielles. Pour rester proche des matériaux industriels et comparer les résultats de cette thèse à des résultats antérieurs [Tam 2000, 2001, 2005], un col cylindrique de 0.4 mm de rayon et de 0.8 mm d’épaisseur est choisi pour notre résonateur.

Les dimensions de la cavité n’ont d’effet que sur la réactance, c’est-à-dire sur la fréquence de résonance. Les formules approchées de cette fréquence suggèrent en outre que c’est le volume de la cavité, plus que sa forme, qui importe ; de plus, l’expression exacte de la réactance montre qu’à profondeur de cavité fixée, seule la surface de la section de la cavité importe. Ainsi, la forme habituellement hexagonale de la section des cavités de NIDA n’apparaît pas cruciale. En prévision des calculs effectués pour des excitations acoustiques en incidence normale, un résonateur cylindrique est choisi, afin de pouvoir limiter les temps de calculs en menant, si la physique s’y prête, des simulations numériques 2D axisymétriques. Pour la plaque NIDA industrielle du chapitre 1, le rapport σ entre la section d’une perforation et celle de la cavité est de l’ordre de 2%. Pour obtenir un rapport équivalent, on fixe le rayon de la cavité de notre résonateur modèle à 3 mm. La profondeur de la cavité est finalement choisie égale à 15 mm, ce qui donne une fréquence de Helmholtz de l’ordre de 1 500 Hz d’après la formule approchée de l’équation (2.42) selon la correction de col utilisée (Tableau 2.1).

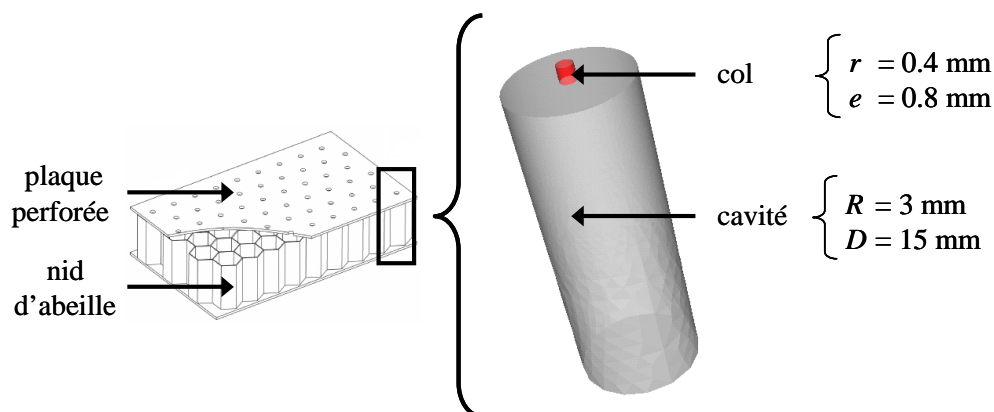


Figure 2. 6 - Modélisation d’une cellule NIDA perforée par un résonateur de Helmholtz cylindrique.

Le Tableau 2.1 souligne la nécessité de l’utilisation d’une correction de col : sans correction, la résonance est prédite à 2 000 Hz alors qu’avec correction, elle est prédite dans un domaine compris entre 1 500 et 1 600 Hz. La difficulté de donner la fréquence de résonance avec précision est également mise en évidence : d’une correction à l’autre, des écarts relatifs allant jusqu’à 10% sont relevés.

D’un point de vue de leur validité, toutes les corrections sont applicables à la géométrie retenue : dans le domaine fréquentiel [1 000 - 5 000] Hz, le produit $k \times r$, compris entre 0.007 et 0.04, reste très inférieur à 1 ; le rayon du col est inférieur à son épaisseur ; le rapport entre le rayon du col et celui de la cavité est d’environ 0.13, donc inférieur à 0.4. Dans la suite du mémoire, les corrections d’Ingard et de Panton, corrections spécifiquement adaptées aux résonateurs cylindriques, sont retenues.

	domaine de validité	correction de col (mm)	fréquence de Helmholtz approchée (Hz)
-	-	0	2 083
Rayleigh (Δe_1)	$kr \ll 1$	0.68 ($\approx 1.70 r$)	1 532
Morfey (Δe_2)	$kr \ll 1$	0.64 ($\approx 1.60 r$)	1 550
Ingard (Δe_3)	$kr \ll 1 \ \& \ r \leq 0.4 R$	0.62 ($\approx 1.55 r$)	1 562
Panton (Δe_4)	$kr \ll 1 \ \& \ r \leq 0.4 R$	0.71 ($\approx 1.78 r$)	1 515
Pierce (Δe_5)	$kr \ll 1 \ \& \ r \leq e$	0.57 ($\approx 1.43 r$)	1 590
Gallas (Δe_6)	$kr \ll 1$	0.61 ($\approx 1.53 r$)	1 571
Alster	-	-	1 505

Tableau 2.1 - Approximations des fréquences de Helmholtz pour différentes corrections de col.

Comme précisé dans le paragraphe 2.1.1, ce modèle de résonateur est un modèle simplifié : on ne considère en fait qu’une cellule de NIDA perforé, qui plus est isolée, c’est-à-dire qu’on néglige les éventuelles interactions entre perforations voisines. Les défauts de fabrication, qui conduisent par exemple à des cas de trous excentrés ou partiellement obstrués, ne sont pas non plus pris en compte.

Notons enfin que l’appellation « résonateur de Helmholtz » pour la géométrie retenue peut être discutable : dans le domaine fréquentiel [1 000 - 5 000] Hz, le rapport entre la profondeur de cavité et la longueur d’onde varie entre 0.04 et 0.22 et n’est donc pas systématiquement négligeable devant 1. Cependant, la validité du modèle (reposant sur les hypothèses $kr \ll 1$ et $ke \ll 1$) n’est pas remise en cause.

2.3.2. Impédance et admittance réduite

Les spectres fréquentiels de l’impédance (Figure 2.7) et de l’admittance réduite (Figure 2.8) sont tracés, avec les corrections de col d’Ingard et de Panton, et sans correction. Les courbes obtenues avec corrections sont très proches les unes des autres et les écarts observés avec celles sans correction confirment la nécessité de prendre en compte une correction de col. L’annulation de la réactance donne une fréquence de résonance « exacte » de 1 514 Hz avec la correction d’Ingard et de 1 472 Hz avec celle de Panton. Ces valeurs sont cohérentes avec la formulation d’Alster qui prévoit une résonance à 1 505 Hz (Tableau 2.1). Nos choix de corrections de col sont donc confortés.

Visuellement, la fréquence de résonance se repère plus facilement lorsque l’on considère l’admittance réduite car elle coïncide non seulement avec l’annulation de sa partie imaginaire, mais aussi avec le maximum de sa partie réelle. C’est pourquoi, les spectres fréquentiels seront préférentiellement tracés en admittance réduite plutôt qu’en impédance dans la suite du mémoire.

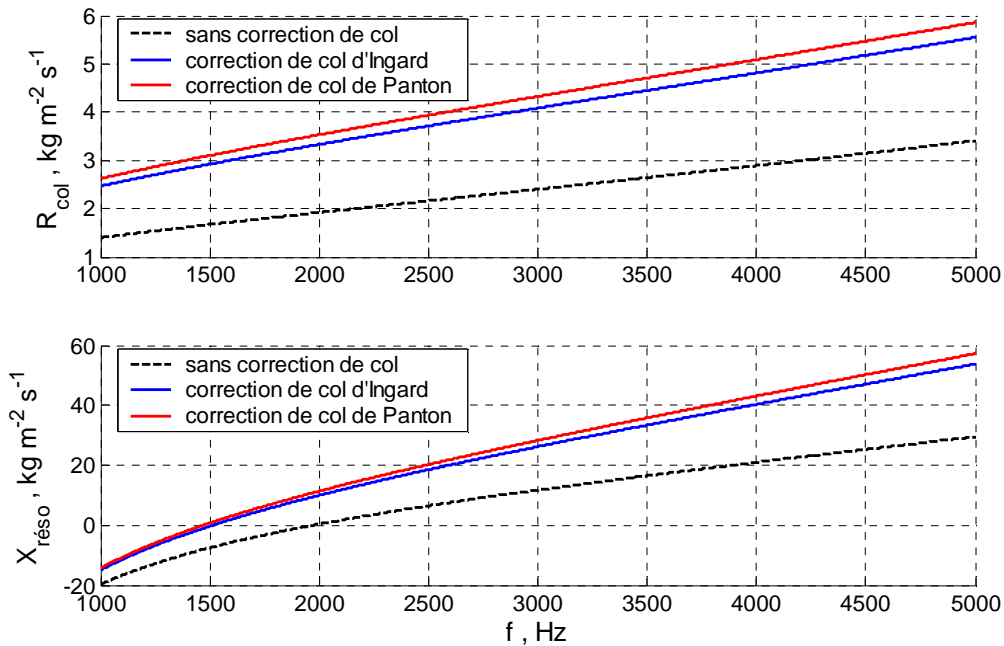


Figure 2. 7 - Résistance et réactance du résonateur avec et sans correction de col.

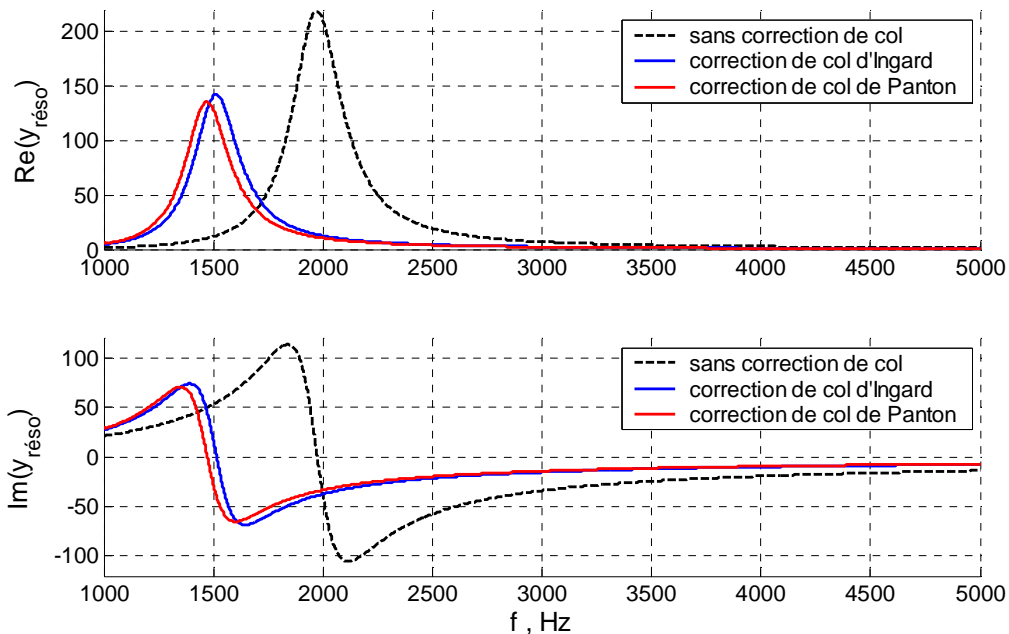


Figure 2. 8 - Partie réelle et partie imaginaire de l'admittance réduite du résonateur avec et sans correction de col.

2.3.3. Mise en évidence de la prédominance de la dissipation visqueuse

L'objet de ce paragraphe est d'évaluer l'importance relative des effets dissipatifs par viscosité, par conduction thermique et par rayonnement.

La résistance visqueuse, la résistance thermique et la résistance de rayonnement sont calculées à partir des équations (2.38), (2.39) et (2.20). La Figure 2.9 illustre la prédominance de la résistance visqueuse, particulièrement aux « basses » fréquences (facteur 80 à 1 000 Hz ;

facteur 40 autour de la résonance). Par ailleurs, quelle que soit la fréquence considérée, les valeurs de résistance thermique et de résistance de rayonnement sont très proches. Il s’ensuit que les courbes d’admittance réduite (tracées avec la correction d’Ingard uniquement, par souci de clarté) restent quasi-inchangées que l’on prenne en compte ou non la thermique et le rayonnement. La part de dissipation visqueuse dans l’absorption totale du résonateur est si prédominante que les courbes donnent l’impression d’être parfaitement superposées.

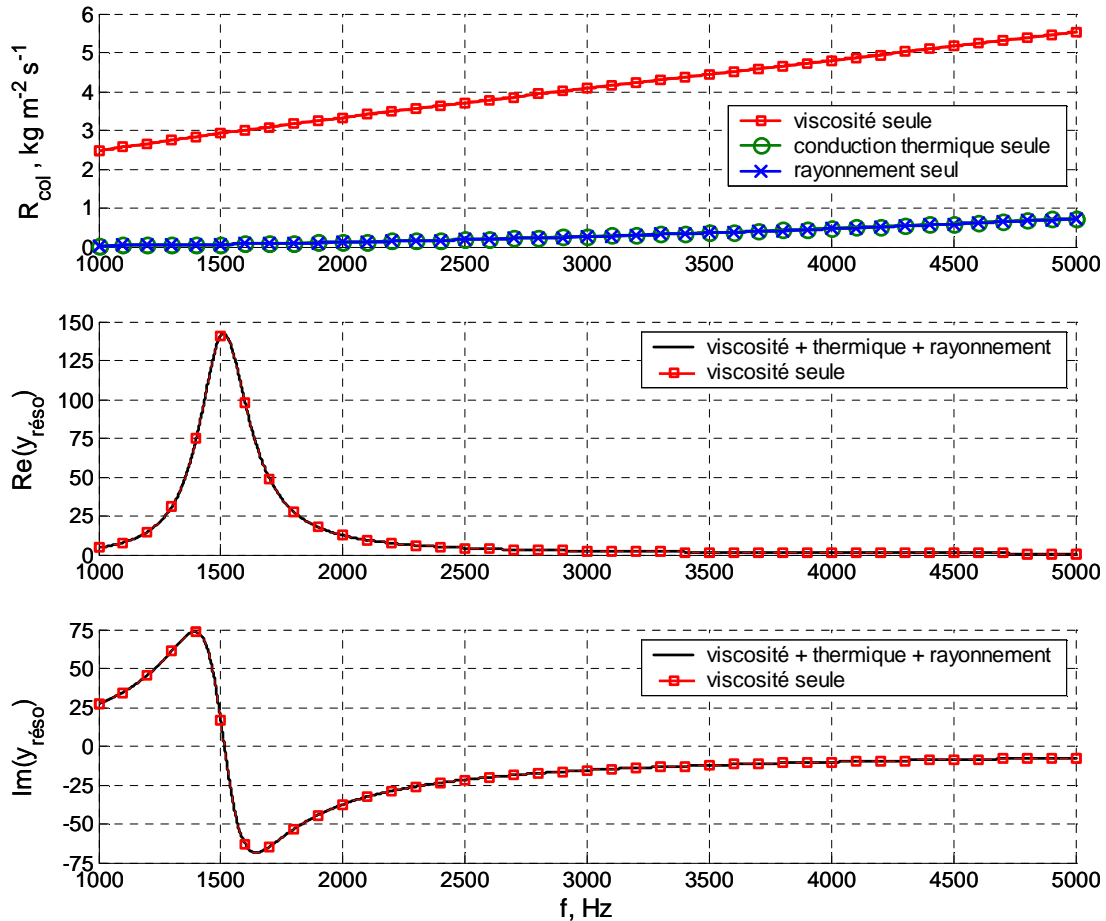


Figure 2. 9 - Importances relatives des effets liés à la viscosité, à la conduction thermique et au rayonnement.

On vérifie donc que pour notre géométrie de résonateur :

absorption visqueuse \gg absorption thermique \approx absorption par rayonnement

2.3.4. Domaines de validité de la modélisation

Le modèle de résonateur de Helmholtz n’est théoriquement valable que pour une plaque NIDA dont chaque cavité est percée d’un unique trou, soit un taux de perforation très faible, inférieur à ceux des panneaux absorbants classiquement utilisés dans l’industrie. Le fait d’avoir choisi un col de 0.8 mm de diamètre, en dépit des éventuelles difficultés numériques qui en résultent, marque cependant la volonté de se rapprocher d’un matériau réel.

De plus, le fait de ne considérer qu’un unique résonateur nous impose de négliger, au moins dans un premier temps, les éventuelles interactions entre perforations voisines. Les résultats

présentés dans le chapitre 6 du mémoire, sous la forme de perspectives de travail, permettront d’initier une discussion sur la nécessité ou non de considérer plusieurs résonateurs.

Le modèle d’impédance proposé n’est, quant à lui, valable que si les niveaux sonores des excitations acoustiques et les amplitudes des perturbations aérodynamiques autour du col du résonateur sont suffisamment faibles pour que les conditions de l’acoustique linéaire soient vérifiées. On commencera donc par simuler la réponse du résonateur à faible niveau afin de valider nos calculs et la modélisation (chapitre 3), avant de considérer des non-linéarités dues à des niveaux plus élevés (chapitre 4) ou à la présence d’un écoulement (chapitre 5).

Un autre paramètre sera enfin étudié : l’incidence de l’onde acoustique. L’approche la plus répandue dans la littérature est de considérer les résonateurs de Helmholtz comme des matériaux à réaction localisée, et donc de postuler la conservation de leur impédance quelle que soit l’incidence du son [**Brillouin 1949**]. Les simulations numériques seront donc menées en incidence normale *et* en incidence rasante, afin que ce postulat puisse être discuté.

– Chapitre 3 –

SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'ABSORPTION DU NIDA PERFORÉ À FAIBLE INTENSITÉ SONORE

L'objet de ce chapitre est d'évaluer numériquement les propriétés d'absorption acoustique du résonateur lorsqu'il est excité par des ondes sonores de faible intensité.

Le paramétrage numérique du code CEDRE pour la simulation de l'acoustique est explicité puis validé sur des géométries simples. Les mécanismes de dissipation du résonateur sont mis en évidence, d'abord dans le cas où les ondes sonores sont émises en incidence normale, puis dans le cas où elles ont une incidence rasante.

L'impédance du résonateur est alors évaluée par des méthodes dites « globales » (c'est-à-dire ne nécessitant pas la connaissance des champs aérodynamiques dans la région du col). Les résultats obtenus sont comparés aux prédictions analytiques du chapitre 2 et l'influence de l'incidence de l'excitation acoustique est étudiée.

Des approches locales, au niveau du col, sont alors proposées pour mieux quantifier l'effet de l'incidence sur l'impédance du résonateur et pour isoler la contribution du mécanisme de dissipation visqueuse par rapport à l'absorption totale.

SOMMAIRE

3.1. Choix des géométries d'étude	35
3.2. Paramétrage numérique	36
3.2.1. Présentation de la chaîne de calculs	36
3.2.2. Simulations Navier-Stokes directes (« DNS »)	37
3.2.3. Conditions aux limites, maillages et schémas temporels	39
3.2.4. Validation en conduit simple	42
3.2.4.1. Démarche de validation	42
3.2.4.2. Simulation 2D axisymétrique explicite	44
3.2.4.3. Simulation 3D implicite	45
3.3. Mécanismes de dissipation du résonateur	46
3.3.1. Mise en évidence en incidence normale	46
3.3.2. Influence de l'incidence de l'excitation sonore	49
3.4. Évaluation « globale » des propriétés d'absorption du résonateur	50
3.4.1. Évaluation en incidence normale	51
3.4.2. Évaluation en incidence rasante	57
3.4.3. Validation des méthodes d'évaluation utilisées	59
3.5. Évaluation « locale » des propriétés d'absorption du résonateur	62
3.5.1. Approches locales de l'admittance	62
3.5.2. Évaluation de la part d'absorption due aux frottements visqueux	66

3.1. Choix des géométries d'étude

Deux géométries d'étude sont sélectionnées : la première pour une excitation acoustique d'incidence normale (Figure 3.1) ; la seconde pour une excitation acoustique d'incidence rasante (Figure 3.2). On rappelle que la géométrie du résonateur est fixée : son col est un cylindre de 0.4 mm de rayon et 0.8 mm d'épaisseur ; sa cavité est elle aussi cylindrique, de rayon 3 mm et de profondeur 15 mm.

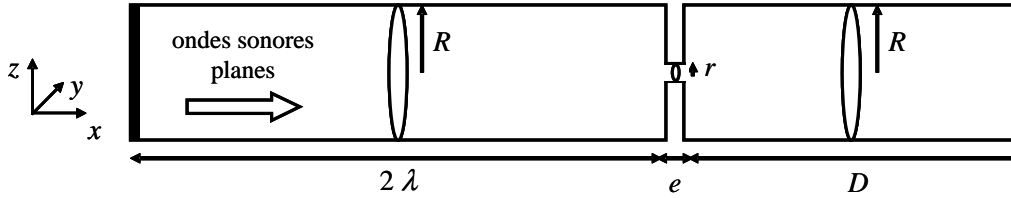


Figure 3. 1 - Géométrie pour l'étude de la réponse du résonateur à des ondes sonores normales.

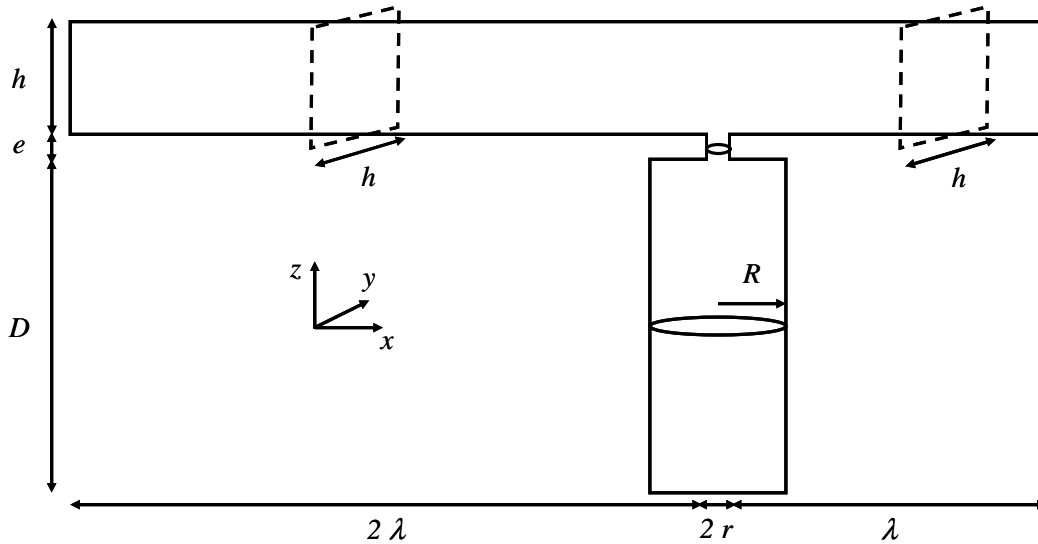


Figure 3. 2 - Géométrie pour l'étude de la réponse du résonateur à des ondes sonores rasantes.

La première géométrie est un tube de Kundt (ou « à impédance ») classiquement utilisé en acoustique pour caractériser l'absorption des matériaux absorbants. Pour pouvoir mener des calculs 2D axisymétriques, on choisit une section de conduit circulaire, de même rayon R que celui de la cavité du résonateur. Ce choix assure que seul le mode plan se propage dans le conduit. En effet, pour un conduit cylindrique, le nombre d'onde transverse s'écrit :

$$k_{mn}^{(r)} = \frac{\chi_{mn}}{R} \quad (3.1)$$

m et n étant deux entiers naturels ($n \geq 1$) et χ_{mn} le $n^{\text{ième}}$ zéro de la dérivée de la fonction de Bessel J_m . Le zéro associé au premier mode acoustique non plan est $\chi_{11} = 1.841$; d'où la fréquence de coupure du conduit :

$$f_{11} = f_c = \frac{c_0 \chi_{11}}{2\pi R} \approx 33 \text{ kHz} \quad (3.2)$$

Nos fréquences d'étude, comprises entre 1 000 et 5 000 Hz, se situent nettement en dessous de la fréquence de coupure : l'hypothèse est donc faite qu'aucun autre mode que le mode plan ne se propage dans le conduit.

La longueur du conduit dépend quant à elle de l'excitation incidente : elle est prise égale à deux fois la longueur d'onde acoustique. Avant d'impacter le résonateur, les ondes sonores s'établissent donc dans le conduit de la même manière, quelle que soit la fréquence.

Dans le cas de l'incidence rasante, pour simplifier l'élaboration du maillage, la section du conduit est préférée carrée. Son côté h est fixé à 5 mm, de sorte que sa fréquence de coupure soit proche de celle du conduit cylindrique de la première géométrie :

$$f'_c = \frac{c_0}{2h} \approx 34 \text{ kHz} \quad (3.3)$$

Son entrée est positionnée à deux longueurs d'onde acoustiques du col du résonateur (pour les mêmes raisons qu'en incidence normale) et sa sortie est positionnée une longueur d'onde acoustique après le col (longueur jugée suffisante pour que l'onde sonore en sortie ne soit plus perturbée par les mécanismes de dissipation au niveau du résonateur).

3.2. Paramétrage numérique

3.2.1. Présentation de la chaîne de calculs

La Figure 3.3 présente les étapes suivies pour chaque simulation numérique effectuée dans le cadre de la thèse :

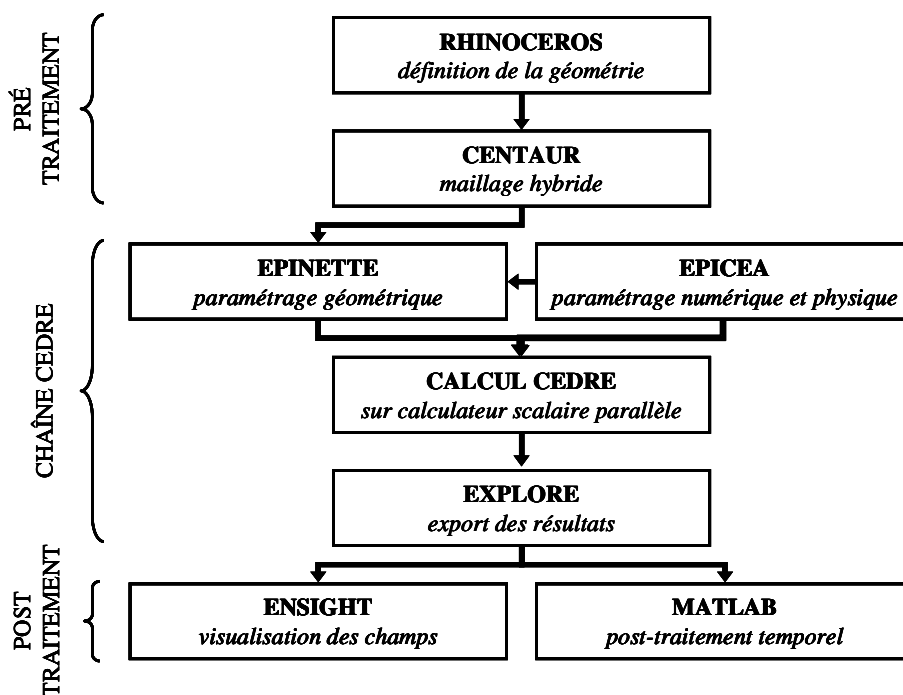


Figure 3.3 - Chaîne de calculs.

Les géométries sont définies et maillées sur les logiciels RHINOCEROS® et CENTAUR®. La particularité du mailleur CENTAUR® est de proposer des maillages tridimensionnels hybrides (ou mixtes) : certaines zones volumiques (en proche paroi par exemple) peuvent être maillées avec des éléments hexaédriques (propres à des maillages dits « structurés ») et d'autres zones volumiques (présentant des singularités géométriques par exemple) avec des éléments tétraédriques ou pyramidaux (propres à des maillages dits « non-structurés »).

La chaîne de calculs CEDRE (code CFD de l'ONERA) s'organise autour de trois ensembles : un pré-processeur géométrique (EPINETTE), le code CEDRE lui-même, et un outil de post-traitement (EXPLORE). Une interface graphique (EPICEA) permet de renseigner les données non géométriques souhaitées, telles que les modèles physiques, les schémas numériques spatiaux et temporels, les conditions initiales et aux limites.

- Le pré-processeur EPINETTE permet de découper la géométrie en macro-domaines en vue d'un calcul multi-processeurs. Il donne la possibilité de définir des sources acoustiques et des capteurs numériques dans le domaine de calcul.
- Le code CEDRE est muni de plusieurs solveurs. Pour nos simulations, seul le solveur CHARME, usuellement dédié au suivi de l'évolution d'un écoulement en phase gazeuse (laminaire ou turbulent, compressible ou non, inerte ou réactif), a été utilisé.
- L'interface EXPLORE donne accès aux grandeurs aérodynamiques volumiques et surfaciques, instantanées ou moyennées, à l'issue des calculs. Elle permet d'exporter les résultats sélectionnés sur des fichiers lisibles par différents logiciels du commerce : les visualisations présentées dans la suite du mémoire sont issues d'un post-traitement réalisé sur le logiciel ENSIGHT® ; l'exploitation des signaux temporels (moyennes, transformées de Fourier, lissages...) a été faite sur MATLAB®.

Les simulations ont été effectuées sur les calculateurs scalaires parallèles de l'ONERA Galibier (en service jusqu'en avril 2010) et Stelvio (en service depuis décembre 2009).

- Le cluster Galibier est constitué de 204 processeurs bi-cœurs Intel Itanium, chaque cœur disposant de 4 Go de mémoire. Les calculs ont été lancés sur 64 cœurs, par chaînage de jobs de 20^h maximum.
- Le cluster Stelvio est constitué de 768 processeurs quadri-cœurs Intel Nehalem-EP, chaque cœur disposant de 4.5 Go de mémoire. Les calculs ont été lancés sur 256 cœurs, par chaînage de jobs de 15^h maximum.

À titre de comparaison, des simulations tests ont été effectuées sur Galibier puis sur Stelvio : physiquement, les résultats obtenus se sont révélés similaires ; numériquement, un gain de 2.5 sur le temps CPU total a été constaté (à nombre de processeurs égal).

3.2.2. Simulations Navier-Stokes directes (« DNS »)

Les calculs CEDRE faits dans le cadre de ce travail de thèse sont des simulations numériques directes (DNS) : les équations de Navier-Stokes compressibles (conservation de la masse, de la quantité de mouvement et d'énergie), rappelées par les équations (3.4), (3.5) et (3.6), sont résolues dans l'ensemble du domaine de calcul. Les équations sont discrétisées en espace suivant une approche de type volumes finis, avec un schéma d'interpolation d'ordre 2 [Gatski 1993]. Les gradients d'états aérothermiques sont calculés au centre des cellules par

une méthode de type Green, les flux Euler sont calculés par un schéma FDS (« Flux Difference Splitting ») décentré de type Roe.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_j) = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho V_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_i V_j) + \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e_t) + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\rho e_t + P) V_j] = \sum_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} V_i) - \frac{\partial \dot{q}_j}{\partial x_j} \quad (3.6)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \quad (3.7)$$

$$\frac{\mu(T)}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (3.8)$$

$$\rho = \rho_0 \frac{T_0}{T} \quad (3.9)$$

$$T_0 = 273.15 \text{ K} ; \rho_0 = 1.293 \text{ kg m}^{-3} ; \mu_0 = 1.711 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1} ; S = 110.4 \text{ K} \quad (3.10)$$

$$\dot{q}_j = -\kappa_{th} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (3.11)$$

\vec{V} est le vecteur vitesse, P la pression, T la température, ρ la masse volumique, μ la viscosité dynamique, e_t l'énergie totale massique, $\vec{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses, \vec{q} le vecteur flux de chaleur et κ_{th} la conductivité thermique. Le tenseur des contraintes visqueuses est lié au tenseur des déformations par la relation donnée par l'équation (3.7). La viscosité dynamique est liée à la température par la loi de Sutherland rappelée par l'équation (3.8). Il en est de même pour la masse volumique (équation (3.9)). T_0 , ρ_0 et μ_0 sont la température, la masse volumique et la viscosité dynamique de l'air au repos ; S est la température de Sutherland (valeurs standard données par l'équation (3.10)). L'expression du vecteur flux de chaleur est donnée par la loi de Fourier (équation (3.11)).

Les sources acoustiques considérées sont, sauf mention contraire, des excitations continues, harmoniques (à une fréquence donnée f). Elles sont modélisées dans le code CEDRE par des sources externes volumiques, dites « géométriques », dont les caractéristiques sont spécifiées dans le module EPINETTE. Il s'agit de fonctions explicites de la position dans l'espace et du temps. La variation temporelle est choisie sinusoïdale (d'amplitude a_0 et de fréquence f) ; la distribution spatiale est un créneau à support parallélépipédique localisé en entrée de conduit au niveau de la première rangée de cellules de maillage :

$$S_{\text{acou}} = F_{\text{acou}}(t) G_{\text{acou}}(x, y, z) \quad (3.12)$$

$$F_{\text{acou}}(t) = a_0 \sin(2\pi f t) \quad (3.13)$$

$$G_{\text{acou}}(x, y, z) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 < x < x_{2^{\circ}\text{maille}} ; -\frac{h}{2} < y < \frac{h}{2} ; 0 < z < h \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.14)$$

Du point de vue des équations de Navier-Stokes, les sources acoustiques ajoutent un terme de débit massique \dot{m}_{acou} à l'équation de conservation de la masse et le terme de puissance associé $\dot{m}_{\text{acou}} c_v T$ à l'équation de conservation de l'énergie (c_v étant la capacité thermique massique à volume constant).

Au démarrage des simulations numériques, les champs aérodynamiques instantanés sont initialisés dans tout le domaine de calcul par les valeurs suivantes :

$$P_{\text{init}} = 101198 \text{ Pa} ; T_{\text{init}} = 288 \text{ K} ; \vec{V}_{\text{init}} = \vec{0} \quad (3.15)$$

soit : $\rho_{\text{init}} = 1.226 \text{ kg m}^{-3} ; \mu_{\text{init}} = 1.783 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$

À l'issue du calcul CEDRE, des champs fluctuants sont obtenus en retranchant ces valeurs initiales aux champs aérodynamiques globaux. Les perturbations acoustiques, supposées harmoniques, sont déduites de leurs coefficients de Fourier à la fréquence acoustique f .

3.2.3. Conditions aux limites, maillages et schémas temporels

Une condition de non-réflexion est imposée sur la paroi d'entrée du conduit, et, dans le cas de la géométrie en incidence rasante, sur sa paroi de sortie. Ces conditions aux limites, qui reposent sur une formulation améliorée des conditions LODI (« **L**ocal associated **O**ne-**D**imensional **I**nviscid problem ») ont été implémentées dans le code CEDRE par Savre dans le cadre de sa thèse [Savre 2010]. Les ondes réfléchies en entrée de conduit et transmises en sortie de conduit sont donc évacuées.

- Dans le cas de la géométrie en incidence normale, on s'attend donc à l'établissement d'un réseau d'ondes stationnaires dans le conduit, provenant de la superposition des ondes planes progressives incidentes générées par les sources acoustiques et des ondes planes régressives réfléchies par le résonateur.
- Dans le cas de la géométrie en incidence rasante, on s'attend à ce que la rupture d'impédance créée par le résonateur en paroi engendre des ondes transmises progressives à l'aval et des ondes réfléchies en amont qui formeront des ondes stationnaires avec les ondes incidentes en entrée de conduit.

Les autres parois du conduit et celles du résonateur sont définies imperméables, adhérentes, fixes et adiabatiques.

En zone proche des extrémités du conduit, des parois du col du résonateur, ainsi que du fond de sa cavité, le maillage est structuré : les cellules sont des hexaèdres. Dans tout le reste de la géométrie, des mailles tétraédriques et pyramidales sont utilisées. Les dimensions des cellules de maillage variant en fonction de la position dans la géométrie, le maillage a été élaboré selon la démarche suivante :

- L'essentiel de l'absorption acoustique étant attendue au niveau du col du résonateur (chapitre 2), il est apparu essentiel de mailler suffisamment finement dans le col pour que les couches limites acoustiques soient résolues. Dans le domaine fréquentiel étudié, l'épaisseur de couche limite minimale est de 0.07 mm, à 1 000 Hz. En prenant en compte les limitations numériques dues aux temps CPU, des éléments hexaédriques

de taille caractéristique égale à 0.015 mm ont été choisis pour mailler les parois du col (Figure 3.7), ce qui garantit au moins deux mailles par épaisseur de couche limite.

- À partir de cette taille de maille minimale, le pas de temps global d'intégration a été fixé. Deux schémas temporels ont été envisagés : le schéma Runge-Kutta 2 explicite et le schéma implicite d'ordre 1. Dans le premier cas, le CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) maximal toléré par CEDRE est de 0.5 (équation (3.16)), ce qui impose un pas de temps inférieur à $2 \cdot 10^{-8}$ s. Dans le second cas, l'expérience montre qu'un pas de temps de $5 \cdot 10^{-8}$ s est acceptable, le CFL pouvant dépasser 1.

$$CFL_{RK2} = \frac{c_0 \Delta t}{\Delta x} < 0.5 \Rightarrow \Delta t_{\max} = 0.5 \frac{\Delta x_{\min}}{c_0} \quad (3.16)$$

avec $\Delta x_{\min} = 0.015$ mm la taille caractéristique de la maille la plus fine dans le maillage.

Ces schémas temporels ont été testés sur des géométries simples : les principales conclusions tirées de ces calculs tests sont données dans le paragraphe suivant.

- Dans le conduit, afin de garantir la propagation des ondes sonores quel que soit le schéma sélectionné, la dimension moyenne de maille a été choisie égale à 0.8 mm, soit un nombre de points par longueur d'onde acoustique d'au moins 85.

Une fois la taille de maille minimale (0.015 mm) et la taille de maille maximale (0.8 mm) connues, le reste du maillage a pu être élaboré. Dans le résonateur, six zones cylindriques ou toriques co-axiales, progressivement déraffinées, ont été définies (Figure 3.4 et Tableau 3.1).

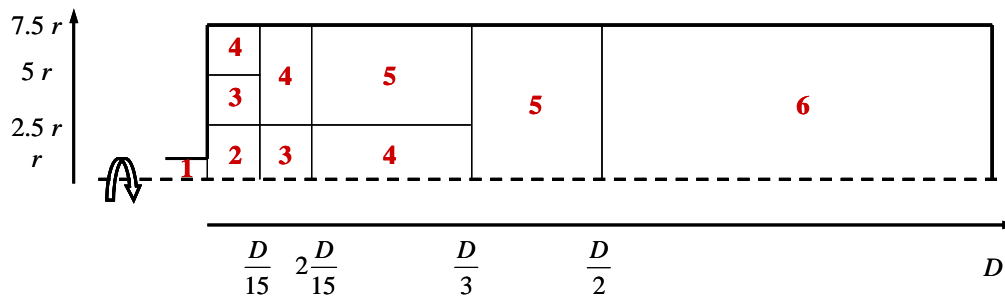


Figure 3. 4 - Maillage dans le résonateur.

Zone de maillage	Taille moyenne de maille (mm)
1	0.015
2	0.030
3	0.060
4	0.120
5	0.240
6	0.400

Tableau 3. 1 - Taille moyenne des éléments de maillage dans le résonateur.

Le maillage présenté ici est optimisé : le choix s'est fait après plusieurs essais de simulations numériques. Le maillage est adapté non seulement aux cas d'absorption par frottements visqueux dans le col, mais aussi aux cas d'absorption faisant intervenir des lâchés tourbillonnaires (chapitre 4), pour l'incidence normale *et* pour l'incidence rasante. La Figure 3.5 illustre le maillage obtenu en surface.

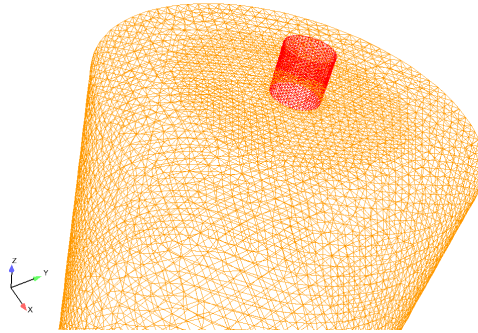


Figure 3.5 - Maillage surfacique du résonateur.

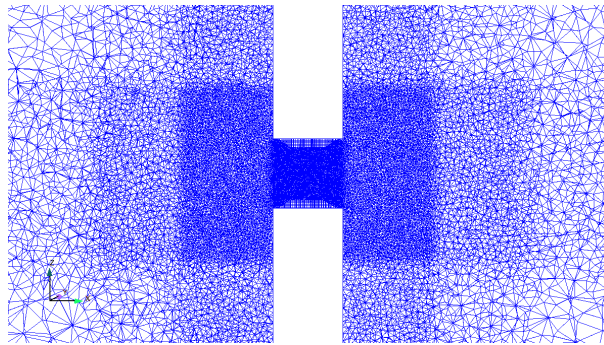


Figure 3.6 - Coupe transversale selon l'axe du résonateur du maillage volumique autour du col.

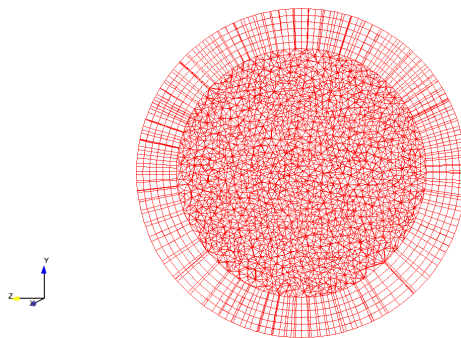


Figure 3.7 - Coupe transversale selon la normale à l'axe du résonateur du maillage volumique dans le col.

La Figure 3.6 propose une visualisation du maillage volumique autour du col : l'extérieur du résonateur est maillé de manière symétrique par rapport à son intérieur. En incidence normale, le nombre de mailles total maximum atteint est d'environ 3 millions à 1 000 Hz (fréquence pour laquelle la longueur du conduit est la plus grande). En incidence rasante, le conduit est plus long et le déraffinement du maillage est plus complexe car il doit se faire en amont *et* en aval. C'est pourquoi le nombre de mailles maximal atteint est un peu supérieur (environ 3.5 millions d'éléments).

Pour l'incidence normale uniquement, des maillages 2D axisymétriques ont été réalisés. Dans ce cas, une condition de symétrie de révolution est attribuée à l'axe du résonateur. Des instabilités numériques liées à cette condition aux limites ont été constatées : pour y pallier, il a été nécessaire de mailler en hexaèdres tout le long de l'axe de révolution (Figure 3.8). Bien qu'inférieur que pour les maillages 3D, le nombre maximal de cellules de maillage demeure donc assez élevé : 2 millions de mailles à 1 000 Hz.

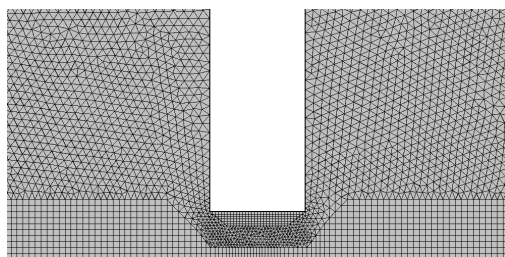


Figure 3. 8 - Maillage 2D axisymétrique autour du col du résonateur.

3.2.4. Validation en conduit simple

L'acoustique ne faisant pas partie des applications principales du code CEDRE, il était nécessaire, avant de simuler l'absorption du résonateur, de procéder à des calculs préalables permettant de valider les schémas spatio-temporels pour la propagation et la réflexion d'ondes acoustiques planes dans la configuration simple d'une conduite semi-infinie.

Un travail équivalent a déjà été effectué à l'ONERA, au DSNA, par Biancherin dans sa thèse, mais pour le code d'aérothermique, d'aérothermochimie et d'écoulements supersoniques réactifs MSD, ancêtre du code CEDRE [Biancherin 2003]. À partir de calculs 2D plans sur des conduits maillés en structuré, il recommandait d'avoir un CFL inférieur ou égal à 1 dans la direction de propagation de l'onde et de raffiner le maillage à raison de 15 mailles par longueur d'onde acoustique. Plus récemment, toujours à l'ONERA, au DEFA (Département Énergétique Fondamentale et Appliquée), Nicole a proposé une évaluation des performances acoustiques du code CEDRE dans des configurations académiques mono et bidimensionnelles [Nicole 2003]. Cette étude invitait à une certaine prudence quant à l'utilisation de maillages non-structurés, les amortissements numériques étant trouvés plus importants avec des mailles triangulaires qu'avec des mailles rectangulaires. Pour ce qui est de la discrétisation spatiale, l'amortissement numérique était considéré comme négligeable pour un raffinement de 100 mailles par longueur d'onde, les résultats étant satisfaisants à partir de 30 mailles par longueur d'onde à condition que seul le mode plan se propage. Enfin, le schéma explicite Runge-Kutta 2 s'avérait être environ 2.5 fois moins dissipatif que le schéma implicite d'ordre 1. Ces résultats ne reposent cependant que sur des simulations 2D, et ne testent ni la réflexion d'ondes sur une paroi fixe, ni la non-réflexion d'ondes sur une entrée de conduit.

3.2.4.1. Démarche de validation

Le conduit considéré est cylindrique de rayon 3 mm. La fréquence de l'excitation acoustique est choisie égale à 1 500 Hz, soit approximativement la fréquence de résonance du résonateur d'après le modèle analytique proposé au chapitre 2. La longueur du conduit est fixée à 500 mm. Le domaine de calcul correspond donc à celui de la Figure 3.1, sans le résonateur. L'entrée du conduit est non-réfléchissante ; ses autres parois sont adiabatiques. Le maillage

utilisé est équivalent à celui décrit dans le paragraphe précédent : l'entrée du conduit est maillée en structuré et le reste en non-structuré. La taille moyenne des mailles est 0.8 mm.

La durée d'émission de la source est prise égale à une période acoustique T . L'intensité sonore souhaitée est 75 dB. Rappelons que le SPL est lié au carré de la pression acoustique quadratique moyenne $\overline{p'^2}$ par les relations suivantes :

$$\overline{p'^2} = \frac{1}{T} \int_0^T p'^2(t) dt \tag{3.17}$$

$$SPL = 10 \log \left(\frac{\overline{p'^2}}{(2 \cdot 10^{-5})^2} \right) \tag{3.18}$$

Ce qui, pour une onde plane progressive harmonique d'amplitude P' , s'écrit :

$$\overline{p'^2} = \frac{P'^2}{2} \tag{3.19}$$

$$SPL = 20 \log \left(\frac{P'}{2\sqrt{2} \cdot 10^{-5}} \right) \tag{3.20}$$

Il s'ensuit que pour avoir un SPL de 75 dB, l'amplitude de la pression est fixée à 0.159 Pa.

Conformément à l'hypothèse d'onde plane, on considère que les signaux p' et v'_x sont homogènes dans une section donnée du conduit, ce qui est vérifié par les Figures 3.9 et 3.10 :

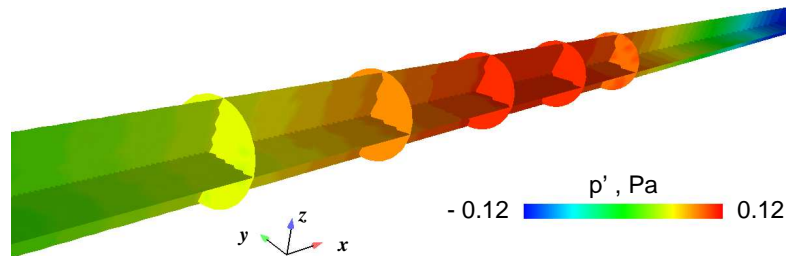


Figure 3.9 - Champs de pression en 5 sections du conduit, sur une longueur totale d'un quart de longueur d'onde acoustique. DNS 3D, pulse {1 500 Hz, 75 dB}.

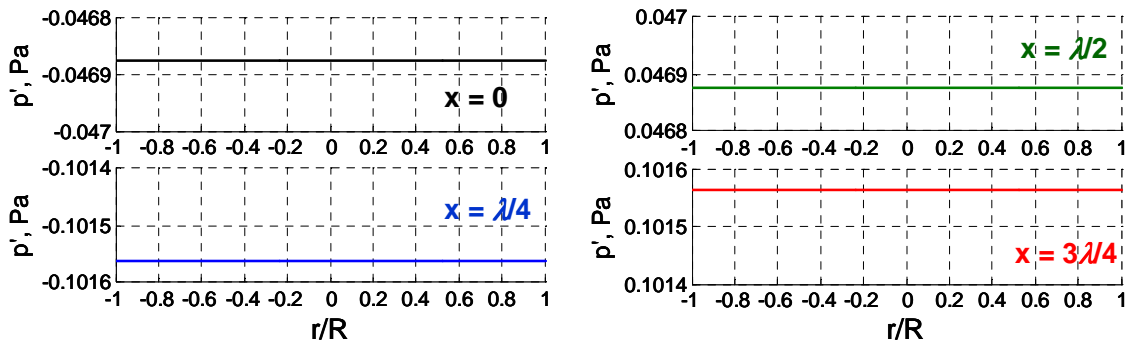


Figure 3.10 - Variation radiale de la pression acoustique dans quatre sections sur une longueur d'onde acoustique. DNS 3D, pulse {1 500 Hz, 75 dB}.

Deux capteurs numériques positionnés sur l'axe de révolution de la géométrie (en $x_1 = 50$ mm et $x_2 = 250$ mm) permettent de suivre l'évolution temporelle des signaux de pression et de vitesse axiale. L'intensité acoustique I_{ac} moyenne transportée par l'impulsion sonore est calculée selon l'équation (3.21), afin qu'un coefficient de transmission C_{tr} soit évalué (équation (3.22)) en x_1 et en x_2 avant et après réflexion (soit 4 points de mesure) :

$$I_{ac}(x) = \frac{1}{T} \int_0^T p'(x) v'_x(x) dt \quad (3.21)$$

$$C_{tr}(x) = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T p'(x) v'_x(x) dt}{\frac{1}{T} \int_0^T p'(x_1) v'_x(x_1) dt} \quad (3.22)$$

La dissipation de l'acoustique est alors déduite, son origine étant physique d'une part, en raison des frottements visqueux le long des parois rigides du conduit, et numérique d'autre part en raison de la dissipation des schémas spatiaux-temporels et du maillage utilisés.

Les deux paragraphes suivants présentent les résultats obtenus d'abord dans le cadre d'un calcul 2D axisymétrique, puis pour une simulation 3D. Le schéma en espace est d'ordre 2.

3.2.4.2. Simulation 2D axisymétrique explicite

Pour la simulation 2D axisymétrique, le schéma d'intégration temporel choisi est le schéma explicite Runge-Kutta 2, avec un pas de temps global de $2 \cdot 10^{-8}$ s (on se place dans les mêmes conditions que celles établies pour la géométrie avec résonateur).

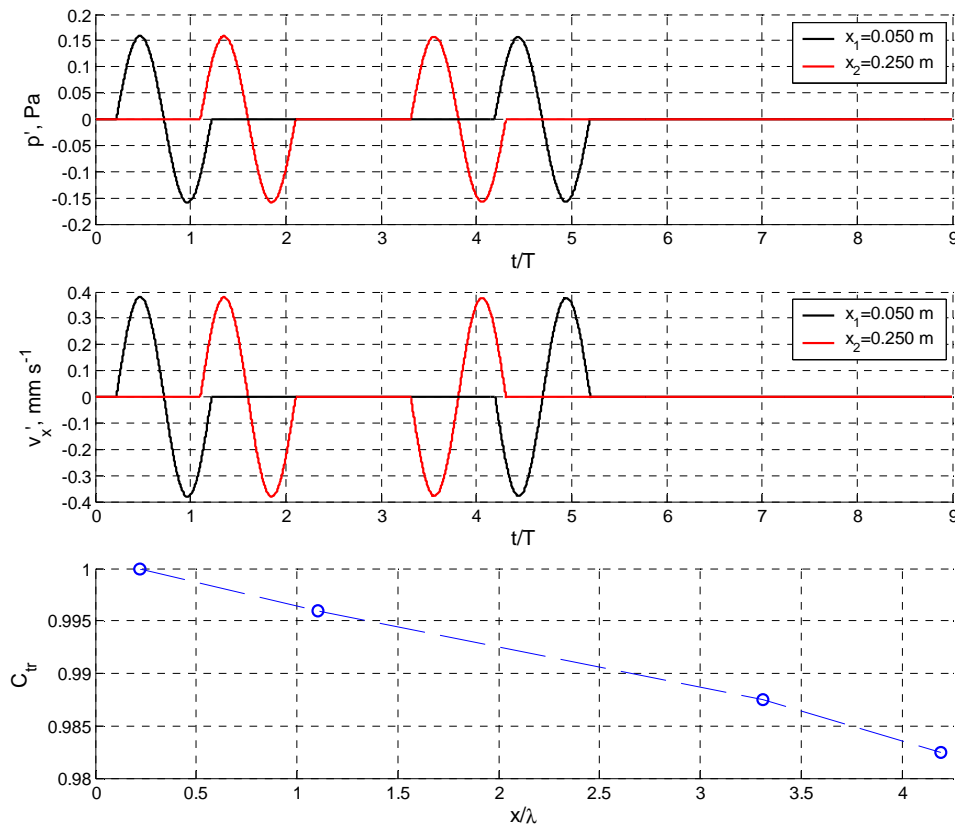


Figure 3. 11 - Dissipation de l'acoustique en conduit semi-infini. Calcul DNS 2D-axi, 1 500 Hz, 75 dB.

Douze périodes acoustiques sont simulées, ce qui équivaut à 0.008 s, soit 400 000 itérations. Le calcul, lancé sur 64 processeurs de Galibier, dure environ 1^h30. La Figure 3.11 rend compte des variations temporelles de la pression et de la vitesse axiale acoustiques, et de la variation spatiale du coefficient de transmission en intensité sonore. La condition de non-réflexion appliquée à l'entrée du conduit donne satisfaction, les valeurs des grandeurs fluctuantes étant nulles après le passage de l'impulsion sonore. D'autre part, les pertes en puissance sont évaluées à environ 2% pour une propagation sur quatre longueurs d'onde incluant une réflexion, ce qui correspond à une baisse en SPL d'environ 0.08 dB. Enfin, la décroissance du taux de transmission apparaît comme une fonction affine de la longueur de propagation, ne semblant pas accélérée par la réflexion, ce qui valide la condition aux limites de paroi imperméable fixe.

3.2.4.3. Simulation 3D implicite

Pour le calcul tridimensionnel équivalent, les simulations *avec* résonateur s'annonçant très coûteuses en temps CPU, on a souhaité tester le schéma implicite d'ordre 1 autorisant un pas de temps un peu moins faible ($5 \cdot 10^{-8}$ s).

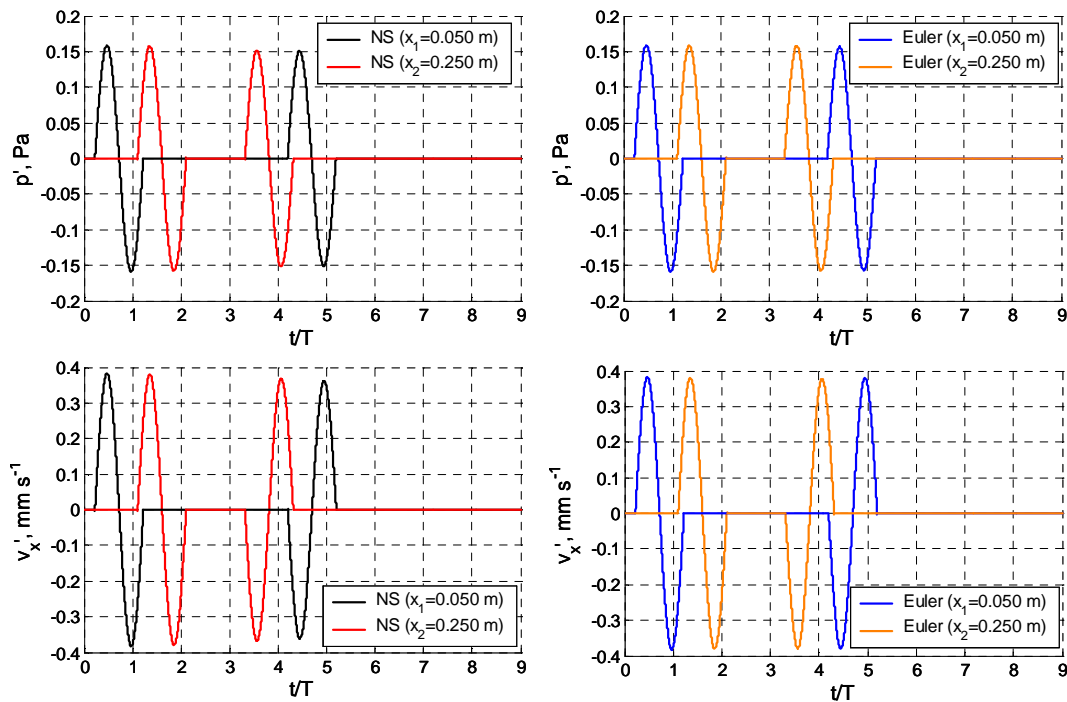


Figure 3. 12 - Propagation et réflexion d'une impulsion sonore en conduit semi-infini. Calculs 3D Navier-Stokes (*gauche*) et Euler (*droite*), 1500 Hz, 75 dB.

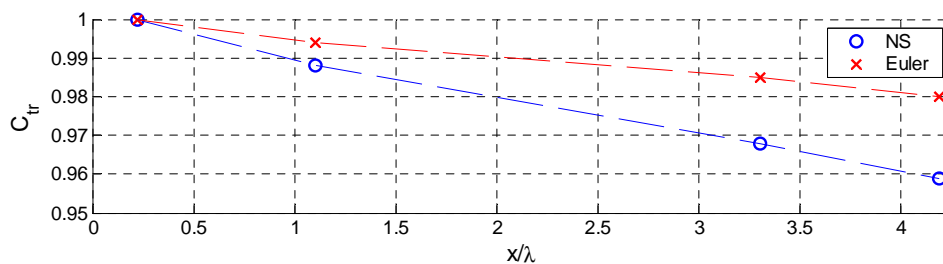


Figure 3. 13 - Dissipation de l'acoustique en conduit semi-infini. Calculs 3D Navier-Stokes et Euler, 1500 Hz, 75 dB.

160 000 itérations ont été effectuées sur 64 processeurs de Galibier, pendant 4^h.

Les conditions aux limites de non-réflexion et de parois imperméables fixes sont tout autant satisfaisantes que pour la simulation 2D-axi et les pertes en puissance, bien que plus importantes (4% au lieu de 2%), demeurent néanmoins acceptables (Figures 3.12 et 3.13).

Afin de différencier les pertes dues aux frottements visqueux le long des parois du conduit des pertes purement numériques, le calcul Euler équivalent (c'est-à-dire sans prise en compte de la viscosité) est mené. La dissipation trouvée étant de 2%, on peut conclure que les pertes trouvées avec le calcul complet Navier-Stokes sont à moitié dues aux schémas spatio-temporels de CEDRE et à moitié dues aux frottements visqueux en parois (Figure 3.13). Précisons que le calcul Euler 2D axisymétrique s'est révélé trop instable au niveau de l'axe de révolution pour être interprété.

On retiendra donc que la simulation numérique 2D axisymétrique avec un schéma d'intégration temporelle explicite Runge Kutta 2 est moins dissipative que la simulation numérique 3D avec un schéma d'intégration temporelle implicite d'ordre 1 (ce qui était assez prévisible). Cependant, le maillage utilisé est suffisamment raffiné pour limiter les pertes à un niveau jugé acceptable, même en 3D et en implicite.

3.3. Mécanismes de dissipation du résonateur

L'objet de cette partie est de mettre en évidence les perturbations des champs aéro-thermodynamiques dues à l'excitation acoustique au voisinage du résonateur. L'émission acoustique est désormais continue et le SPL retenu est 75 dB. À cette intensité sonore, l'amplitude de la surpression acoustique étant de 0.159 Pa, les conditions de l'acoustique linéaire sont supposées vérifiées. La modélisation analytique du chapitre 2 est donc *a priori* pertinente : le mécanisme d'absorption prépondérant attendu est le frottement visqueux dans le col du résonateur.

3.3.1. Mise en évidence en incidence normale

Comme l'illustre la Figure 3.14, les champs de vitesse axiale 3D et 2D axisymétriques sont similaires, ce qui suggère que la dissipation sonore à faible intensité sonore répond à un mécanisme essentiellement axisymétrique.

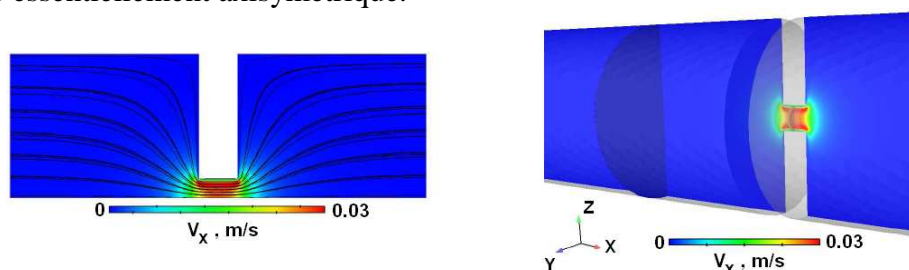


Figure 3.14 - Réponse du résonateur à une excitation sonore normale à 1 500 Hz, 75 dB. Comparaison entre un calcul 2D-axi (*gauche*) et 3D (*droite*).

Les valeurs de vitesse axiale sont très faibles ($\leq 0.03 \text{ m s}^{-1}$) : l'écoulement qui passe à travers le col du résonateur reste laminaire ; les lignes de champ associées sont régulières.

Le rayonnement acoustique provoqué par la diffraction de l'onde sonore par le col se manifeste par deux zones semblables à des demi-sphères de rayon équivalent à celui du col, comme le décrivait Rayleigh [Rayleigh 1870] : la nécessité des corrections de col introduites dans le chapitre 2 est donc confirmée. Le module du rotationnel instantané (Figure 3.15) souligne la présence de la couche limite visqueuse le long des parois du col prédite analytiquement. On note un frottement visqueux non négligeable le long des parois du conduit perpendiculaires à celles du col, non pris en compte par le modèle analytique.

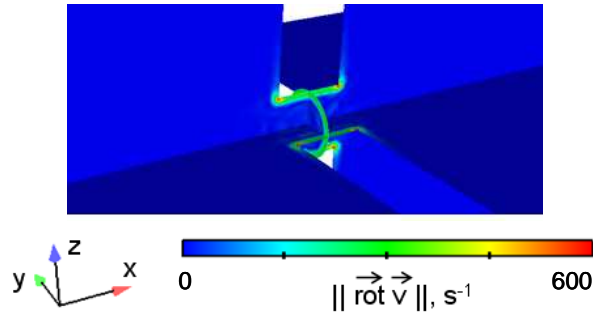


Figure 3.15 - Champ de vorticité dans le col. DNS 3D, 1 500 Hz, 75 dB.

La périodicité de l'écoulement est également vérifiée, le flux d'air pulsant à travers le col, à la période de l'excitation acoustique :

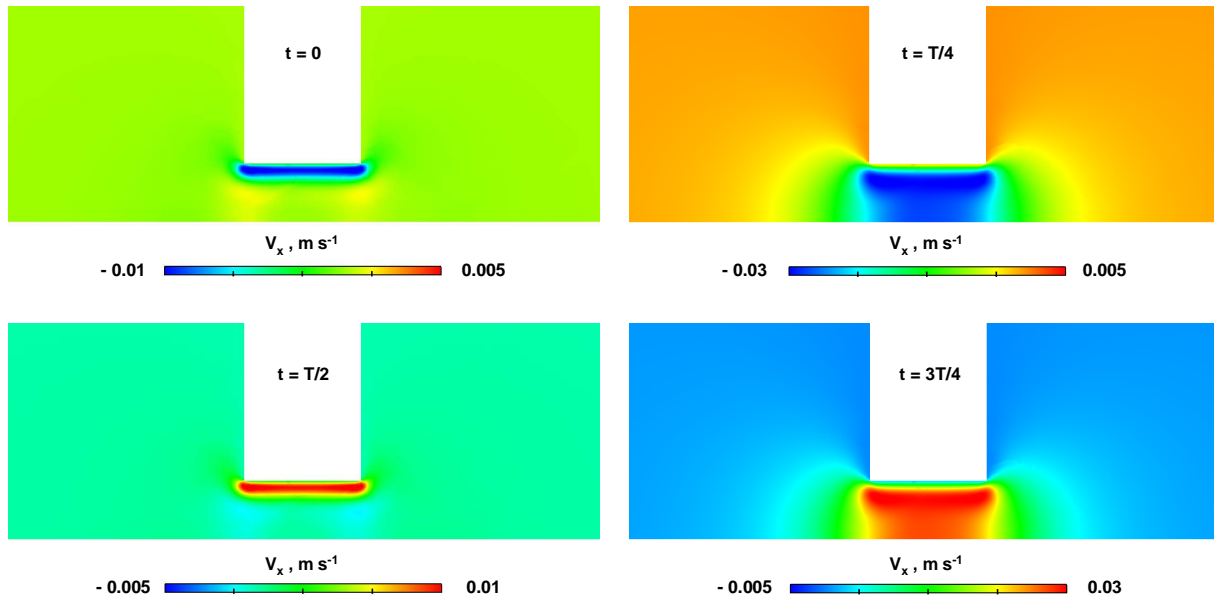


Figure 3.16 - Champ de vitesse axiale sur une période acoustique. DNS 2D-axi, 1 500 Hz, 75 dB.

Enfin, la conservation des débits volumiques moyens $\overline{D_v}$ autour du col du résonateur est vérifiée. Le Tableau 3.2 donne les moyennes temporelles des valeurs absolues des débits et vitesses débitantes associées v'_D calculées à partir de l'équation (3.23) en plusieurs sections de conduit et de col (S désignant ici la section du conduit ou celle du col).

$$\overline{|D_v|} = \frac{1}{T} \int_0^T D_v(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T \left(\iint_S |\vec{v}'_x(x)| \cdot \vec{ds} \right) dt = |v'_D| S \quad (3.23)$$

$\frac{x}{e}$	$\overline{ D_v }$, $\text{mm}^3 \text{s}^{-1}$	$\overline{ v'_D }$, mm s^{-1}
$-\frac{1}{2}$	7.1	0.25
0	7.0	13.9
$\frac{1}{2}$	7.1	14.2
1	7.0	13.9
$\frac{3}{2}$	7.1	0.25

Tableau 3. 2 - Débits volumiques et vitesses débitantes moyens autour du col à 1 500 Hz, 75 dB. DNS 3D. L'origine des abscisses des sections considérées est prise ici à l'entrée du col du résonateur.

La valeur du débit volumique restant quasi-constante, l'hypothèse d'incompressibilité faite dans le chapitre 2 pour l'établissement du modèle analytique est validée. À l'intérieur du col, les vitesses débitantes sont identiques d'une section à l'autre ; la section du conduit étant la même que la section de la cavité, il est cohérent de trouver des valeurs de vitesses débitantes égales entre elles.

Les évolutions temporelles sur une période acoustique des débits volumiques moyens évalués sur trois sections (à une demi-épaisseur de col de l'entrée, à mi-col et à une demi-épaisseur de col de la sortie) sont tracées sur la Figure 3.17 :

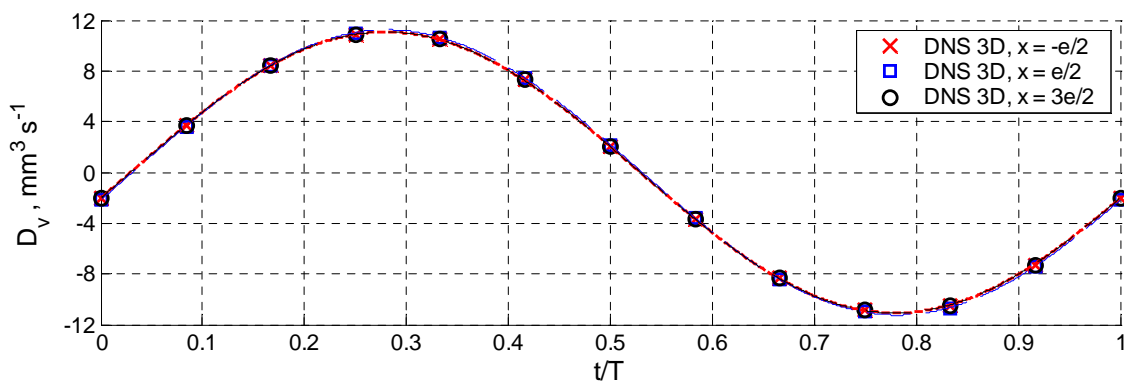


Figure 3. 17 - Évolutions temporelles des débits volumiques moyens calculés en trois sections autour du col, à 1 500 Hz, 75 dB. DNS 3D. L'origine des abscisses coïncide avec l'entrée du col.

Les courbes de lissage associées, d'équations de la forme $C_1 \sin(2\pi 1500 t + C_2)$ où C_1 et C_2 sont des constantes déterminées par la méthode des moindres carrés, coïncident parfaitement avec les valeurs brutes issues des simulations. Il est ainsi vérifié que les vitesses acoustiques axiales débitantes moyennes oscillent bien à la fréquence d'excitation. Des résultats quasi-identiques sont obtenus à partir des simulations numériques 2D axisymétriques.

3.3.2. Influence de l'incidence de l'excitation sonore

Le passage à l'incidence rasante ne semble pas affecter les mécanismes de dissipation : dans le col du résonateur, un flux d'air périodique (à la période de l'excitation acoustique), laminaire, axisymétrique, incompressible et dont le profil de vitesse présente une couche limite visqueuse le long des parois est retrouvé. La Figure 3.18 présente les champs de vitesse acoustique selon l'axe du résonateur, sur une période acoustique. La Figure 3.19 présente la norme du rotationnel de la vitesse dans le col à un instant donné. Ces champs sont semblables à ceux observés en incidence normale, ce qui tend à confirmer qualitativement la propriété de réaction localisée du résonateur introduite dans le chapitre 2.

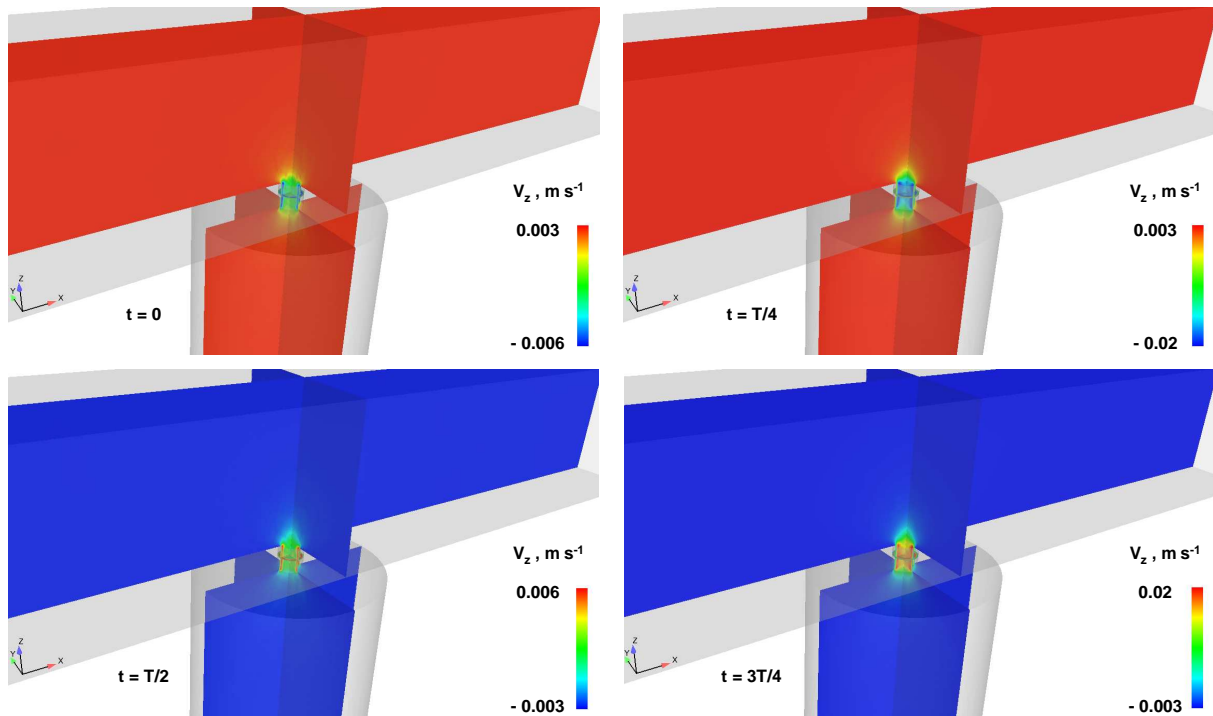


Figure 3.18 - Champ de vitesse axiale sur une période acoustique. DNS 3D, 1 500 Hz, 75 dB.

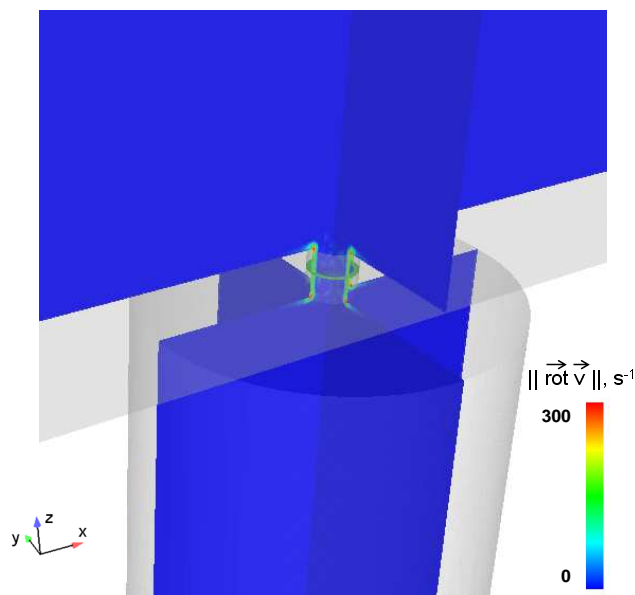


Figure 3.19 - Champ de vorticité dans le col. DNS 3D, 1 500 Hz, 75 dB.

On remarque toutefois que les échelles de valeurs diffèrent d'environ un facteur 2 d'une incidence à l'autre. Cette observation est confirmée par l'évaluation des débits volumiques moyens et des vitesses débitantes associées (Tableau 3.3 et Figure 3.20). Si l'hypothèse d'incompressibilité est toujours vérifiée pour l'incidence rasante (conservation des débits volumiques autour du col du résonateur), on note que les valeurs des débits sont inférieures à celles trouvées en incidence normale.

$\frac{z}{e}$	$ \overline{D_v} , \text{ mm}^3 \text{ s}^{-1}$	$ \overline{v'_D} , \text{ mm s}^{-1}$
$-\frac{3}{2}$	4.1	0.14
-1	4.2	8.4
$-\frac{1}{2}$	4.3	8.5
0	4.2	8.4
$\frac{1}{2}$	4.1	0.002

Tableau 3.3 - Débits volumiques et vitesses débitantes moyens autour du col à 1 500 Hz, 75 dB. DNS 3D. L'origine des ordonnées des sections considérées est prise ici à l'entrée du col du résonateur.

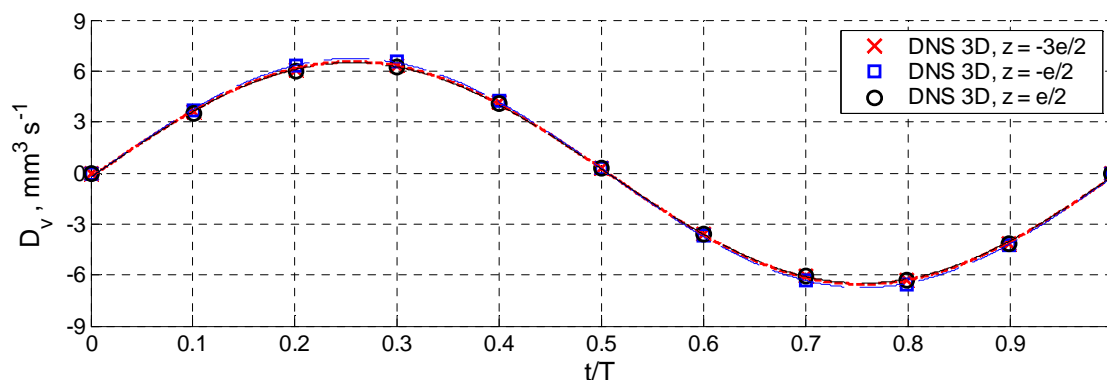


Figure 3.20 - Évolutions temporelles des débits volumiques moyens calculés en trois sections autour du col, à 1 500 Hz, 75 dB. DNS 3D. L'origine des ordonnées coïncide avec l'entrée du col.

Il est donc nécessaire de préciser la notion de réaction localisée en évaluant quantitativement les propriétés acoustiques du résonateur et leur éventuelle conservation : c'est ce qui fait l'objet des paragraphes 3.4 et 3.5.

3.4. Évaluation « globale » des propriétés d'absorption du résonateur

L'objet de cette partie est de proposer une évaluation globale de l'absorption du résonateur à partir des champs acoustiques relevés hors des régions perturbées par les mécanismes de dissipation du résonateur, c'est-à-dire suffisamment loin de son col, au moyen de capteurs numériques positionnés en entrée et en sortie de conduit.

3.4.1. Évaluation en incidence normale

En tube de Kundt, la méthode de la fonction de transfert entre deux microphones est la technique la plus couramment utilisée pour la caractérisation expérimentale d'un matériau absorbant [Lévy 2001]. Deux capteurs, placés en entrée de conduit aux abscisses x_m et x_n ($x_n > x_m$), donnent l'évolution temporelle des signaux de pression acoustique. Une fois les ondes stationnaires établies dans le conduit, la méthode consiste à évaluer le rapport d'amplitudes et le déphasage entre les deux signaux pour définir une fonction de transfert h_{mn} (équation (3.24)). De cette fonction de transfert, sont déduits un coefficient de réflexion C_r et un coefficient d'absorption α (équations (3.25) et (3.27)), puis, à partir du rapport de sections entre le conduit et le col, l'admittance réduite $y_{rés0}$ du résonateur (équation (3.28)) :

$$h_{mn} = \left| \frac{P'_n}{P'_m} \right| e^{j(\varphi_n - \varphi_m)} \quad (3.24)$$

$$C_r = e^{2jkl_m} \frac{e^{-jks_{mn}} - h_{mn}}{h_{mn} - e^{jks_{mn}}} \quad (3.25)$$

$$l_m = x_0 - x_m \text{ et } s_{mn} = x_n - x_m \quad (3.26)$$

$$\alpha = 1 - |C_r|^2 \quad (3.27)$$

$$y_{rés0} = \frac{S_{conduit}}{S_{col}} \frac{1 - C_r}{1 + C_r} \quad (3.28)$$

P'_m et P'_n sont les amplitudes des pressions stationnaires ; φ_m et φ_n leurs phases respectives. x_0 est l'abscisse de l'entrée du col du résonateur.

La même démarche peut être suivie pour les signaux de vitesses acoustiques. Une fonction de transfert H_{mn} est alors obtenue, et le coefficient de réflexion est déduit :

$$H_{mn} = \left| \frac{V'_n}{V'_m} \right| e^{j(\Phi_n - \Phi_m)} \quad (3.29)$$

$$C_r = e^{2jkl_{mn}} \frac{e^{-jks_{mn}} - H_{mn}}{e^{jks_{mn}} - H_{mn}} \quad (3.30)$$

V'_m et V'_n sont les amplitudes des vitesses stationnaires ; Φ_m et Φ_n leurs phases respectives.

Plusieurs auteurs ont constaté expérimentalement que les résultats obtenus par cette technique pouvaient varier en fonction du couple de microphones utilisés. Afin de garantir la validité de la méthode, deux principaux critères doivent être respectés [Chu 1988] :

- la position d'un des deux capteurs doit être proche d'un nœud de pression (ou de vitesse, selon la grandeur considérée) ;
- la distance entre les deux capteurs doit être inférieure à la demi-longueur d'onde acoustique, sans être trop faible pour autant car si s_{mn} tend vers 0, les fonctions de transfert tendent vers 1 et les formules du coefficient de réflexion données par les équations (3.25) et (3.30) deviennent des formes indéterminées.

Un autre moyen d'accéder au coefficient d'absorption α du résonateur en tube de Kundt est de procéder à un bilan de flux d'intensité acoustique en entrée de conduit. Les pressions et vitesses axiales acoustiques réfléchies p'_r et v'_{xr} sont calculées en retranchant les grandeurs incidentes (indice « i ») aux grandeurs stationnaires (indice « s ») :

$$\begin{cases} p'_r = p'_s - p'_i \\ v'_{xr} = v'_{xs} - v'_{xi} \end{cases} \quad (3.31)$$

Le flux sonore incident et le flux sonore réfléchi sont moyennés temporellement sur un nombre entier n de périodes acoustiques et le coefficient d'absorption est déduit :

$$\alpha = 1 - \frac{\frac{1}{nT} \int_0^{nT} \left(\frac{1}{S_{\text{conduit}}} \iint_{S_{\text{conduit}}} -p'_r v'_{xr} ds \right) dt}{\frac{1}{nT} \int_0^{nT} \left(\frac{1}{S_{\text{conduit}}} \iint_{S_{\text{conduit}}} p'_i v'_{xi} ds \right) dt} \quad (3.32)$$

S'il ne donne pas accès à l'impédance du résonateur, ce bilan d'énergie permet néanmoins de vérifier les valeurs de α trouvées par la méthode de la fonction de transfert.

Ces techniques d'évaluation globale des propriétés d'absorption du résonateur sont mises en œuvre dans le cadre de simulations numériques 3D et 2D axisymétriques, à faible niveau sonore (un SPL de 75 dB est retenu) et pour plusieurs fréquences variant de 1 000 à 5000 Hz. Les résultats sont comparés au spectre d'admittance réduite donné par le modèle analytique introduit au chapitre 2 et aux coefficients d'absorption associés (équation (3.33)).

$$\alpha = 1 - \left| \frac{1 - \frac{s_{\text{col}}}{S_{\text{conduit}}} y_{\text{réso}}}{1 + \frac{s_{\text{col}}}{S_{\text{conduit}}} y_{\text{réso}}} \right|^2 \quad (3.33)$$

Les spectres en admittance réduite sont tracés sur les Figures 3.21 à 3.24 :

- Les résultats obtenus par la technique de la fonction de transfert entre deux capteurs sont identiques que l'on considère les signaux de pressions ou de vitesses.
- L'accord DNS / modèle est meilleur avec la correction de col de Panton, en particulier pour la partie imaginaire de l'admittance réduite.
- Pour la majorité des fréquences, les valeurs numériques 3D sont très proches des valeurs 2D axisymétriques et des valeurs analytiques. Le caractère axisymétrique de l'absorption du résonateur semble se confirmer. Cependant, autour de la fréquence de résonance, seuls les calculs 2D axisymétriques reproduisent de manière satisfaisante la forme analytique « piquée » de la partie réelle de l'admittance réduite.

Pour ce qui est des coefficients d'absorption (Figures 3.25 et 3.26), une excellente cohérence est trouvée entre les différentes méthodes de calcul (fonction de transfert en pressions, fonction de transfert en vitesses, rapport entre les flux d'intensité sonore réfléchis et incidents). L'ensemble des valeurs numériques est globalement en bon accord avec les prévisions analytiques. Un seul écart significatif est relevé : il concerne la valeur 2D axisymétrique trouvée à 1 000 Hz. En revanche, le pic d'absorption est cette fois bien reproduit, contrairement à ce qui était observé pour l'admittance réduite.

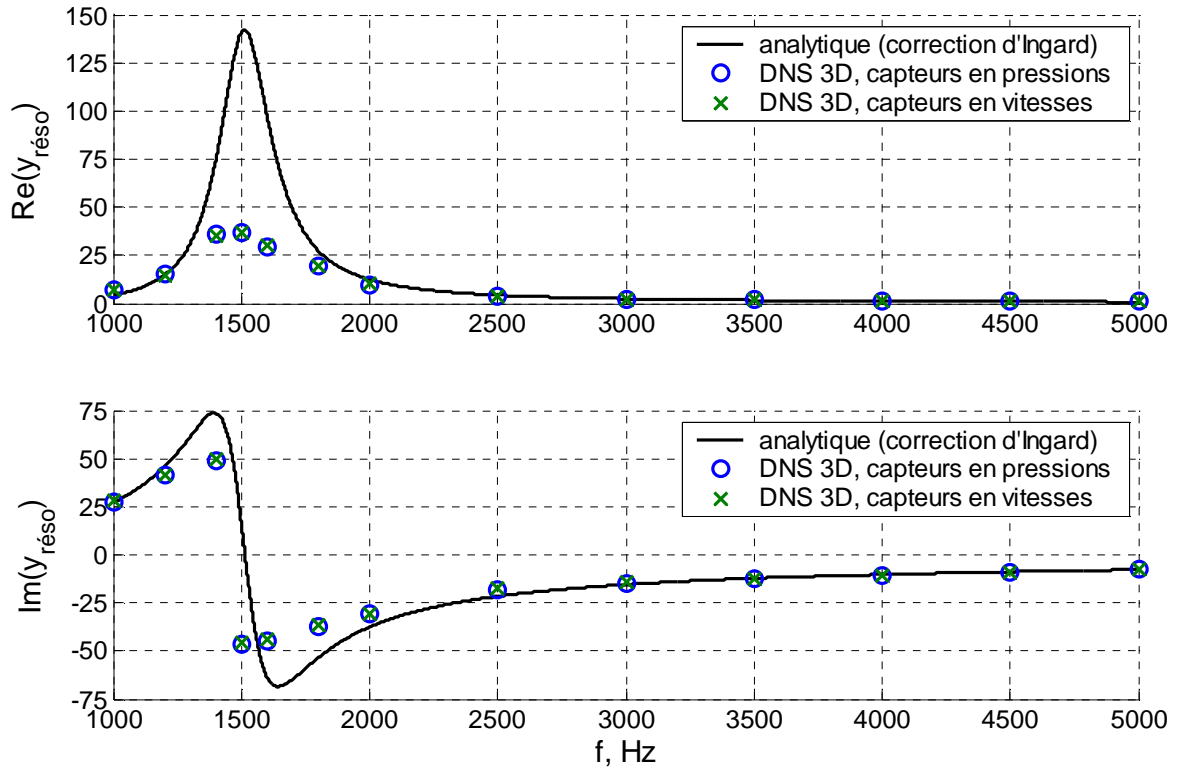


Figure 3. 21 - Admittances réduites calculées par la méthode de la fonction de transfert, à partir des signaux de pressions et de vitesses 3D à 75 dB. Confrontation au modèle analytique (Ingard).

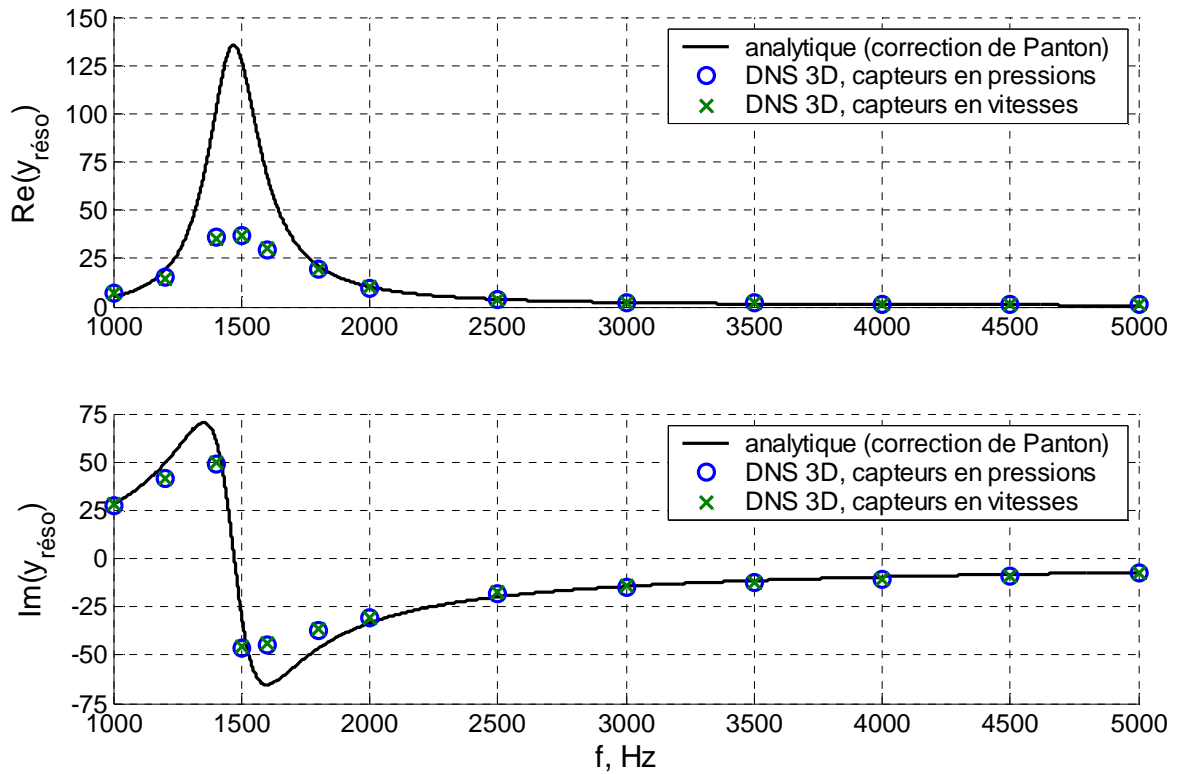


Figure 3. 22 - Admittances réduites calculées par la méthode de la fonction de transfert, à partir des signaux de pressions et de vitesses 3D à 75 dB. Confrontation au modèle analytique (Panton).

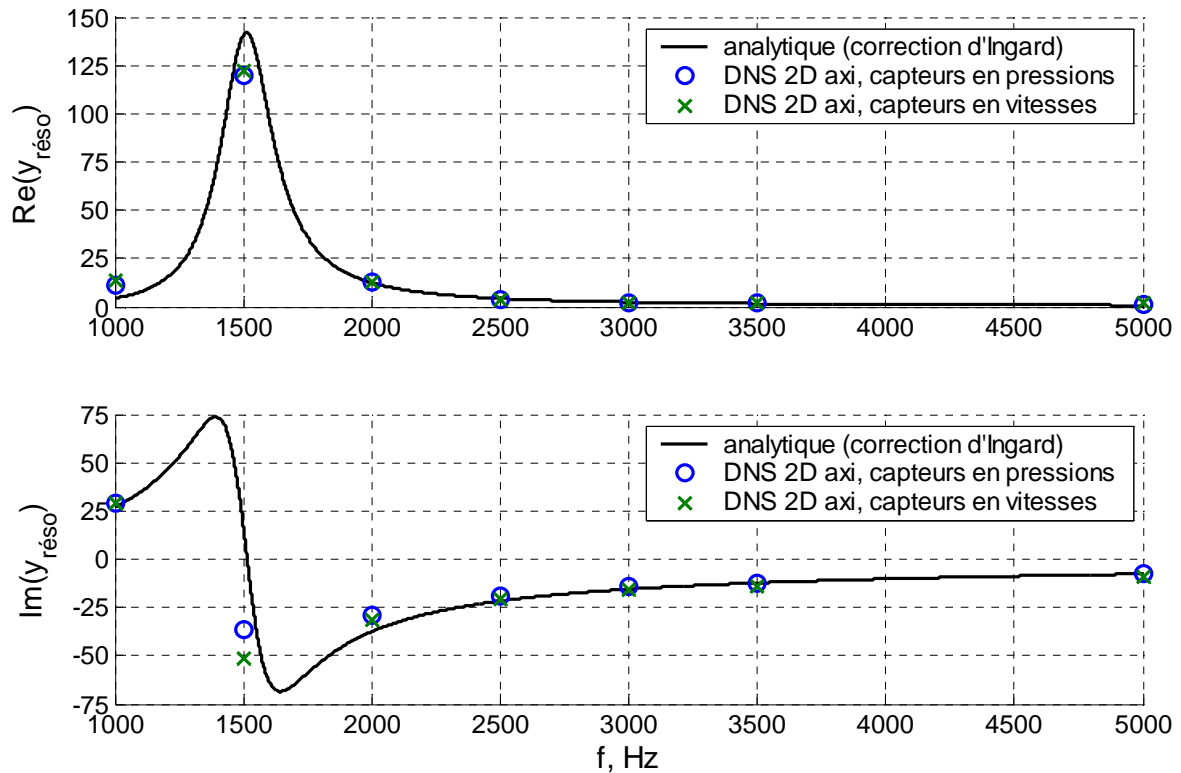


Figure 3. 23 - Admittances réduites calculées par la méthode de la fonction de transfert, à partir des signaux de pressions et de vitesses 2D-axi à 75 dB. Confrontation au modèle analytique (Ingard).

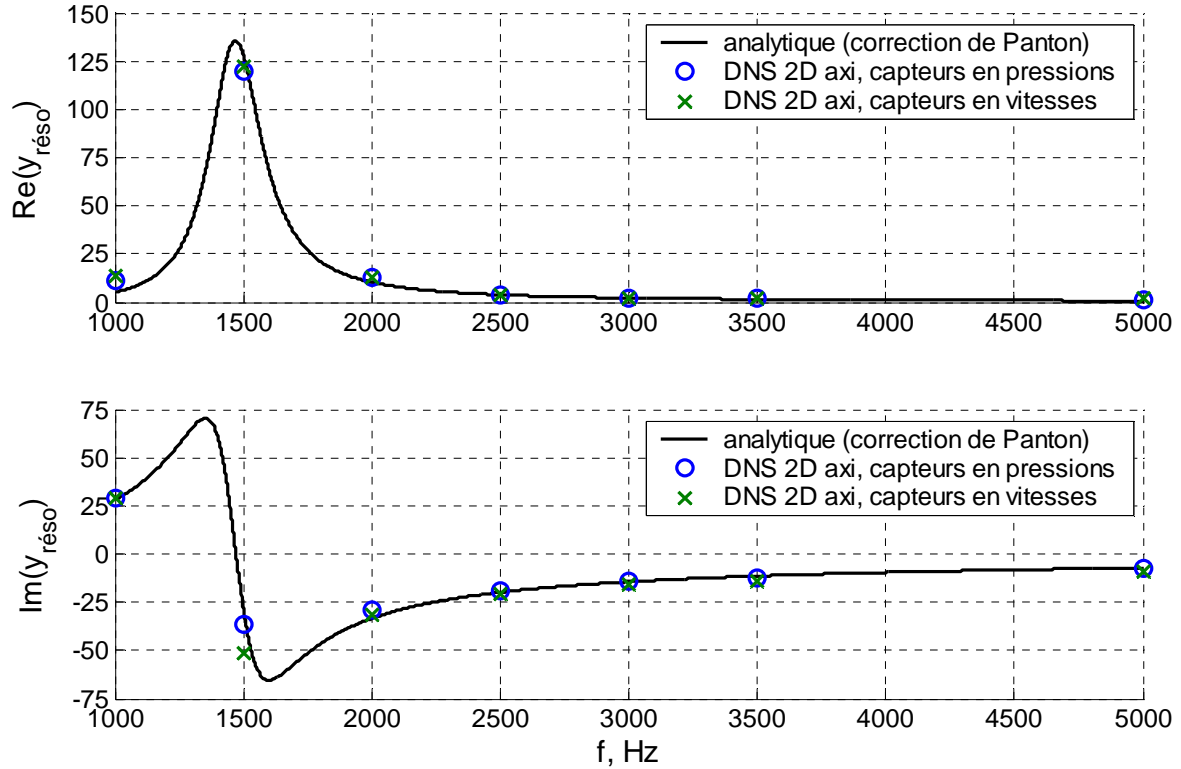


Figure 3. 24 - Admittances réduites calculées par la méthode de la fonction de transfert, à partir des signaux de pressions et de vitesses 2D-axi à 75 dB. Confrontation au modèle analytique (Panton).

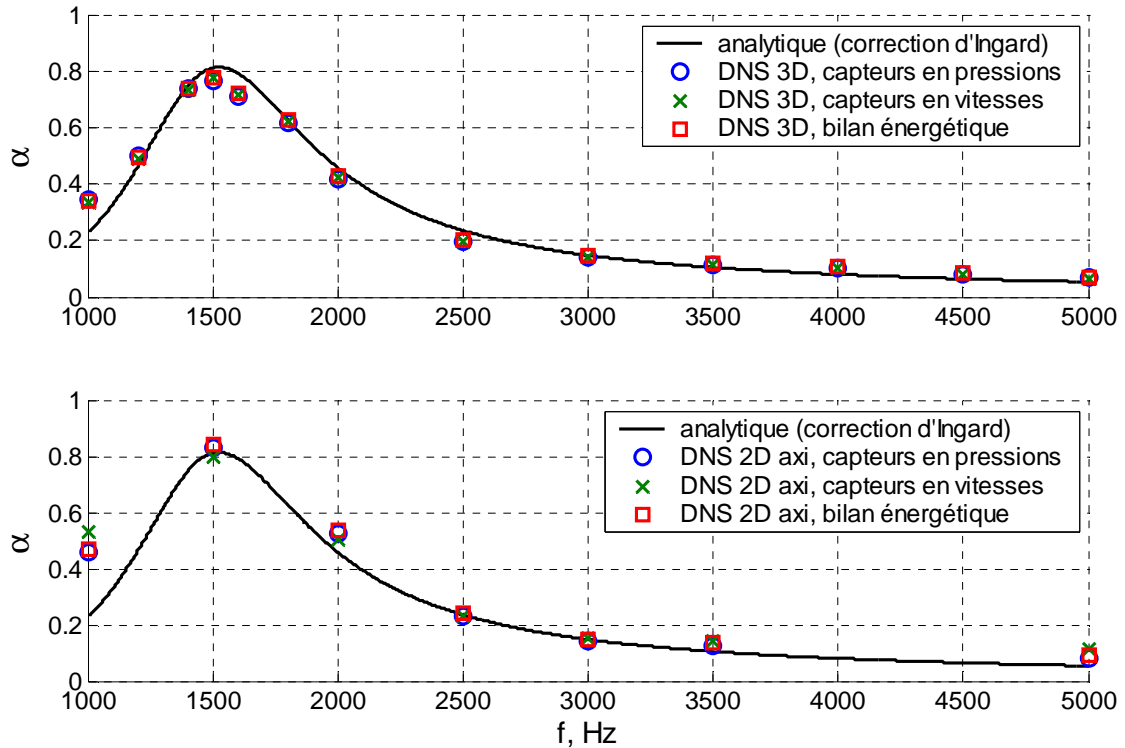


Figure 3. 25 - Coefficients d'absorption calculés par la méthode de la fonction de transfert entre deux capteurs et par la méthode des bilans de flux d'intensité acoustique. Confrontations entre le modèle analytique (Ingard) et les calculs 3D (*en haut*) et les calculs 2D-axi (*en bas*) à 75 dB.

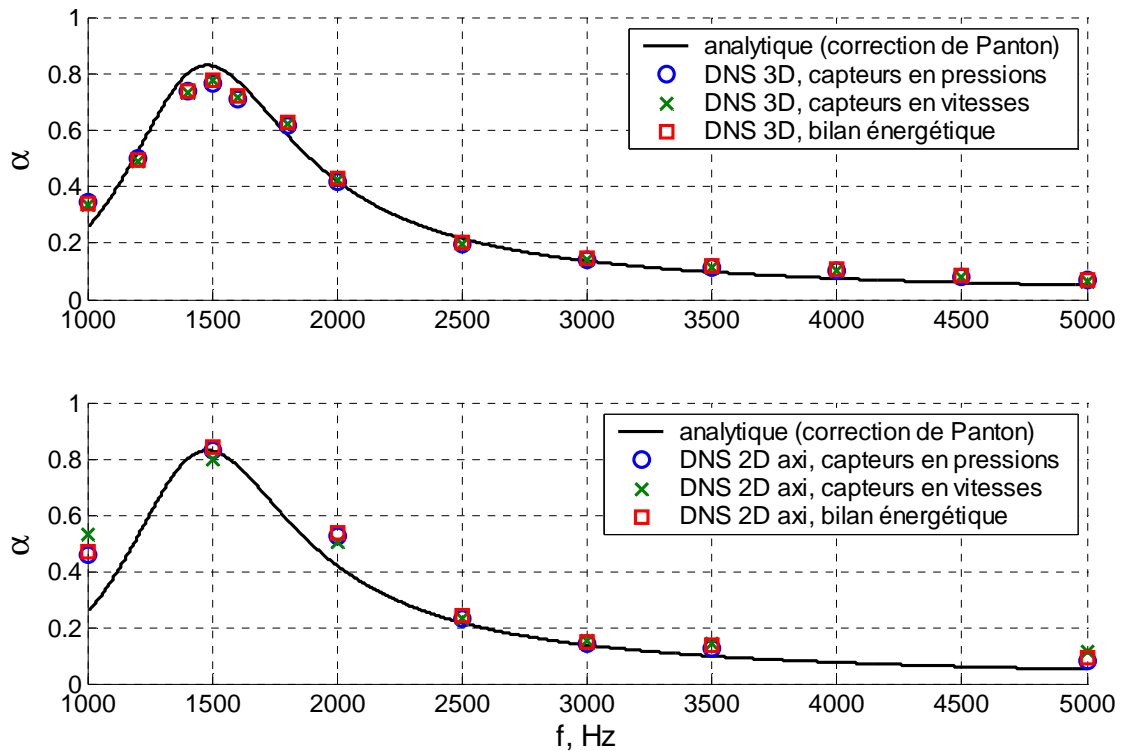


Figure 3. 26 - Coefficients d'absorption calculés par la méthode de la fonction de transfert entre deux capteurs et par la méthode des bilans de flux d'intensité acoustique. Confrontations entre le modèle analytique (Panton) et les calculs 3D (*en haut*) et les calculs 2D-axi (*en bas*) à 75 dB.

Globalement, les résultats présentés soulignent non seulement un bon accord entre les calculs 2D axisymétriques et les calculs 3D, mais aussi entre les modélisations analytiques et les simulations numériques. Pour les plus hautes fréquences (à partir de 2 500 Hz), ces accords sont même excellents. Comme les champs de vitesse et de vorticité présentés au paragraphe 3.3.1 le sugg  raient, il semble donc que l'absorption du résonateur à faible intensité sonore puisse être convenablement prédite par des simulations 2D axisymétriques, ce qui représente, d'un point de vue numérique, une réduction non négligeable des temps de calcul. Ce gain de temps CPU n'a cependant pas été évalué proprement dans le cadre de cette thèse, les durées des simulations 3D et 2D-axi étant difficilement comparables puisque le pas de temps des calculs 3D était 2.5 fois plus grand que celui des simulations 2D-axi. Il semble toutefois nécessaire de revenir sur les deux écarts significatifs relevés à 1 000 Hz (DNS / modèle analytique) et à 1 500 Hz (DNS 2D-axi / DNS 3D).

   1 000 Hz, l'accord numérique / analytique est excellent pour la partie imaginaire de l'admittance (moins de 3% d'erreur relative pour les valeurs 3D ; 7% pour les valeurs 2D-axi), mais peu satisfaisant pour sa partie réelle (40% d'erreur au mieux). Une explication possible est que la résistance visco-thermique est sous-estimée par les modèles analytiques. Ingard a mis en évidence le fait que cette résistance pouvait être mal modélisée dans le cas d'un col aux bords abrupts [Ingard 1953]. Dans ce cas de géométrie, les frottements visqueux le long des parois perpendiculaires aux bords du col ne peuvent être négligés, ce que semblaient confirmer les Figures 3.15 et 3.19 qui illustrent les champs de vorticité autour du col. Pour remédier à ce manque, Maa propose de multiplier la résistance visco-thermique par un facteur 2 pour des résonateurs à fentes [Maa 1998] ; des études expérimentales montrent même que pour des cols cylindriques, un facteur 4 est nécessaire [Guo 2008]. Ces facteurs multiplicatifs sont empiriques et dépendent *a priori* de la fréquence acoustique d'excitation. Dans notre cas d'étude, le choix d'un facteur multiplicatif égal à 1.5 conduirait aux résultats suivants (   partir du modèle analytique utilisant la correction de col de Panton) :

$$\begin{cases} y_{\text{réso}}(1\,000\text{ Hz}) \approx 7.3 + j\,27.0 \\ \alpha(1\,000\text{ Hz}) \approx 0.34 \end{cases} \quad (3.34)$$

On trouverait alors des erreurs relatives de seulement 1% sur la partie réelle et sur la partie imaginaire de l'admittance réduite ; quant au coefficient d'absorption, la valeur numérique et la valeur analytique seraient exactement identiques.

   1 500 Hz, une autre source d'erreur liée au modèle analytique est mise en évidence : le choix de la correction de col, qui a pour effet de décaler la résonance en fréquence. Il s'avère que les résultats de nos simulations numériques sont en bien meilleur accord avec la modélisation basée sur la correction de col de Panton (correction de 0.71 mm) qu'avec celle basée sur la correction d'Ingard (correction de 0.62 mm). Cependant, indépendamment de la correction de col choisie, le pic d'absorption sur la partie réelle de l'admittance réduite est mal reproduit par les résultats 3D alors que les résultats 2D-axi sont très satisfaisants. La longueur du conduit et la position des capteurs numériques étant les mêmes pour la géométrie 3D et la géométrie 2D-axi, l'origine de cet écart réside dans la fonction de transfert, liée au rapport de modules et à la différence de phases entre les signaux de pression (  quation (3.24)). Le Tableau 3.4 illustre les résultats 3D et 2D-axi obtenus par la méthode de la fonction de transfert appliquée à un couple de capteurs d'abscisses respectives 5 mm et 55 mm (soit un écart d'environ un quart de longueur d'onde à 1 500 Hz). Les écarts constatés sur les rapports

d'amplitudes et surtout sur les différences de phases ne sont pas négligeables et entraînent naturellement des écarts non négligeables sur les admittances réduites.

	DNS 3D	DNS 2D-axi
$\left \frac{P'_2}{P'_1} \right $	0.615	0.433
$\varphi_2 - \varphi_1$	- 0.675	- 1.619
h_{12}	0.480 - j 0.384	- 0.019 - j 0.433
C_r	- 0.039 + j 0.476	- 0.389 + j 0.129
$y_{\text{rés0}}$	37.8 - j 46.6	120.0 - j 37.3

Tableau 3. 4 - Résultats issus de la méthode de la fonction de transfert entre deux capteurs numériques, à 1 500 Hz, 75 dB. Comparaisons DNS 3D / DNS 2D-axi.

L'origine de ces écarts ne paraît pas évidente : elle peut être purement numérique, due à la différence de schémas temporels entre le calcul 3D (schéma implicite d'ordre 1) et le calcul 2D-axi (schéma explicite d'ordre 2) ou physique, due à de possibles effets tridimensionnels non captés par les calculs 2D-axi et non modélisés par l'approche analytique basée sur l'hypothèse de symétrie des champs acoustiques dans le col.

3.4.2. Évaluation en incidence rasante

Dans le cas de l'incidence rasante, la rupture d'impédance engendrée par le résonateur génère des ondes réfléchies et transmises (indice « tr »). Une fois le régime permanent atteint, on a donc, dans le conduit, des ondes stationnaires en amont et progressives en aval. Comme pour l'incidence normale, des capteurs en entrée de conduit permettent de calculer un coefficient de réflexion C_r ; de même, des capteurs en sortie de conduit permettent de déterminer un coefficient de transmission C_{tr} . En $x = x_{\text{col}}$ (abscisse du centre du col du résonateur), la continuité des pressions et la conservation des débits volumiques étant supposées, une admittance réduite peut être définie (équations (3.35) et (3.36)). En outre, un bilan des flux sonores en extrémités de conduit donne accès au coefficient d'absorption (équation (3.37)).

$$\begin{cases} p'_i(x_{\text{col}}) + p'_r(x_{\text{col}}) = p'_{tr}(x_{\text{col}}) = p'_{\text{rés0}} \\ S_{\text{conduit}} v'_{xi} = S_{\text{conduit}} v'_{xtr} + s_{\text{col}} v'_{\text{col}} \end{cases} \quad (3.35)$$

$$y_{\text{rés0}} = \rho_0 c_0 \frac{v'_{\text{col}}}{p'_{\text{rés0}}} = \frac{S_{\text{conduit}}}{s_{\text{col}}} \left(\frac{1 - C_r}{C_{tr}} - 1 \right) \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= 1 - \frac{W_r + W_{tr}}{W_i} \\ &= 1 - \frac{\frac{1}{nT} \int_0^{nT} \left(\frac{1}{S_{\text{conduit}}} \iint_{S_{\text{conduit}}} -p'_r v'_{xr} ds \right) dt + \frac{1}{nT} \int_0^{nT} \left(\frac{1}{S_{\text{conduit}}} \iint_{S_{\text{conduit}}} p'_{tr} v'_{xtr} ds \right) dt}{\frac{1}{nT} \int_0^{nT} \left(\frac{1}{S_{\text{conduit}}} \iint_{S_{\text{conduit}}} p'_i v'_{xi} ds \right) dt} \end{aligned} \quad (3.37)$$

W_i , W_r et W_{tr} sont respectivement la puissance acoustique incidente, réfléchie et transmise.

En plus du coefficient d'absorption, le facteur d'atténuation acoustique TL (« Transmission Loss ») peut être calculé. Cette grandeur, en dB, liée au rapport entre la puissance transmise et la puissance incidente (équation (3.38)), ne rend pas compte de la quantité d'énergie absorbée par le résonateur, mais met néanmoins en évidence la chute de SPL entre l'entrée et la sortie du conduit, ce qui traduit l'efficacité du traitement acoustique.

$$TL = -10 \log \left(\frac{W_{tr}}{W_i} \right) = -10 \log \left(\frac{\frac{1}{nT} \int_0^{nT} \left(\frac{1}{S_{conduit}} \iint_{S_{conduit}} p'_{tr} v'_{xtr} ds \right) dt}{\frac{1}{nT} \int_0^{nT} \left(\frac{1}{S_{conduit}} \iint_{S_{conduit}} p'_i v'_{xi} ds \right) dt} \right) \quad (3.38)$$

Numériquement, pour l'incidence rasante, deux cas d'étude sont sélectionnés :

- $f = 1\,592$ Hz ; SPL = 105 dB
- $f = 3\,136$ Hz ; SPL = 107 dB

Ces cas correspondent aux conditions expérimentales des mesures effectuées par LDV qui seront présentées au chapitre 5. Les fréquences choisies sont jugées dignes d'intérêt, la première, proche de la résonance, correspondant à une absorption élevée, la seconde correspondant à une absorption plus faible. Les niveaux sonores choisis sont les plus bas atteignables en LDV.

Les variations analytiques des pressions incidentes, réfléchies et transmises sont reconstruites à partir des modules et phases à la fréquence d'excitation des signaux temporels des DNS 3D (Figure 3.27). Les coefficients C_r et C_{tr} déduits permettent de calculer les admittances réduites qui sont comparées aux valeurs obtenues en incidence normale et aux prédictions analytiques (Tableau 3.5). À 3 136 Hz, $y_{rés0}$ se conserve d'une incidence à l'autre et l'accord avec la valeur analytique est bon. À 1 592 Hz, si $\text{Re}(y_{rés0})$ se conserve bien, ce n'est pas le cas pour $\text{Im}(y_{rés0})$. Ces résultats ne permettent donc pas de conclure sur la pertinence ou non du modèle analytique pour un résonateur excité en incidence rasante. Sans être pour autant mise en défaut, la propriété de réaction localisée n'est pas clairement mise en évidence.

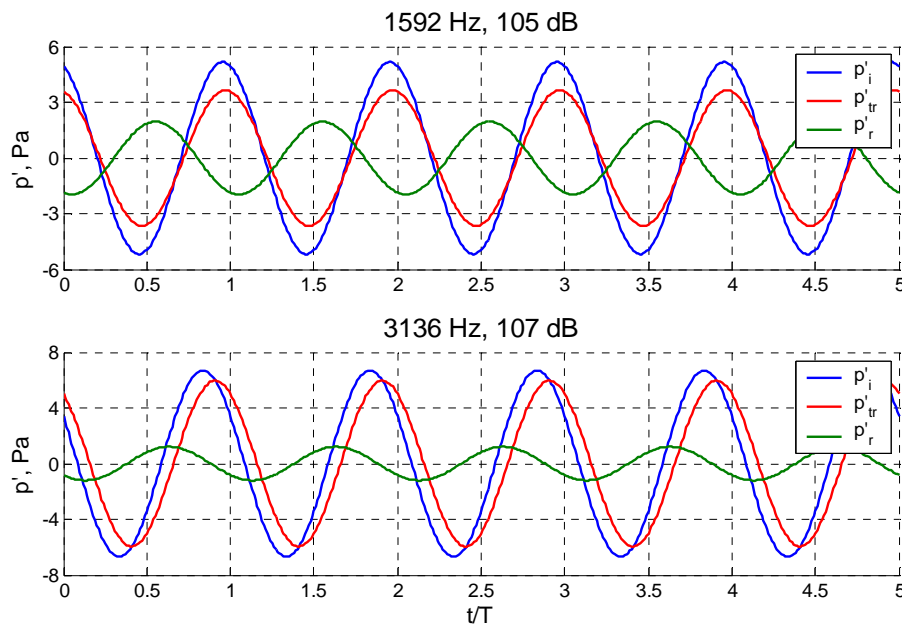


Figure 3.27 - Courbes analytiques des pressions incidentes, transmises et réfléchies issues de DNS 3D.

1 592 Hz, 105 dB			
	analytique	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{rés}})$	72.5	33.3	43.4
Im ($y_{\text{rés}})$	- 65.0	- 41.2	- 26.1
3 136 Hz, 107 dB			
	analytique	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{rés}})$	2.0	2.0	1.9
Im ($y_{\text{rés}})$	- 13.5	- 14.0	- 15.0

Tableau 3. 5 - Admittances réduites en incidence normale et en incidence rasante. DNS 3D.

En outre, le Tableau 3.6 souligne la non-conservation du coefficient d'absorption d'une incidence à l'autre : α n'est pas une grandeur intrinsèque au résonateur et dépend donc de la configuration géométrique. Ainsi, à 1 592 Hz, le résonateur dissipe, en incidence rasante, deux fois moins d'énergie qu'en incidence normale ; l'absorption étant beaucoup plus faible à 3 136 Hz, la variation de α d'une incidence à l'autre est moins nette. Les valeurs du facteur d'atténuation acoustique illustrent le fait qu'en incidence rasante aussi, le résonateur absorbe davantage de bruit à 1 592 Hz qu'à 3 136 Hz.

1 592 Hz, 105 dB			
	analytique	3D incidence normale	3D incidence rasante
α	0.78	0.72	0.36
TL (dB)	×	×	2.4
3 136 Hz, 107 dB			
	analytique	3D incidence normale	3D incidence rasante
α	0.15	0.16	0.14
TL (dB)	×	×	0.7

Tableau 3. 6 - Coefficients d'absorption et facteurs d'atténuation acoustique en incidence normale et en incidence rasante. DNS 3D.

3.4.3. Validation des méthodes d'évaluation utilisées

Dans ce paragraphe, la validité et la pertinence des méthodes d'évaluation globale des propriétés acoustiques du résonateur sont vérifiées. À titre d'exemple, on revient sur les calculs 3D menés à 1 500 Hz, 75 dB en incidence normale. Quatre capteurs numériques sont considérés : ils sont positionnés le long de l'axe de symétrie de la géométrie d'étude, aux abscisses suivantes : $\{x_1 = 5 \text{ mm} ; x_2 = 10 \text{ mm} ; x_3 = 50 \text{ mm} ; x_4 = 55 \text{ mm}\}$.

La première hypothèse formulée est que seul le mode acoustique plan se propage dans le conduit. On rappelle qu'elle a été validée lors de simulations « tests » (Figures 3.9 et 3.10).

La deuxième hypothèse est que le résonateur absorbe l'énergie acoustique à la fréquence de l'excitation sonore. Dans le cadre de la méthode de la fonction de transfert ou des bilans de flux d'intensité sonore, les pressions et vitesses sont supposées varier de manière sinusoïdale harmonique, à la fréquence acoustique f . Seules leurs amplitudes et phases obtenues par transformée de Fourier à cette fréquence ont donc été considérées. On se propose ici de vérifier que les spectres de Fourier des signaux temporels relevés par les quatre capteurs dans le conduit (Figure 3.28) sont effectivement centrés sur 1 500 Hz.

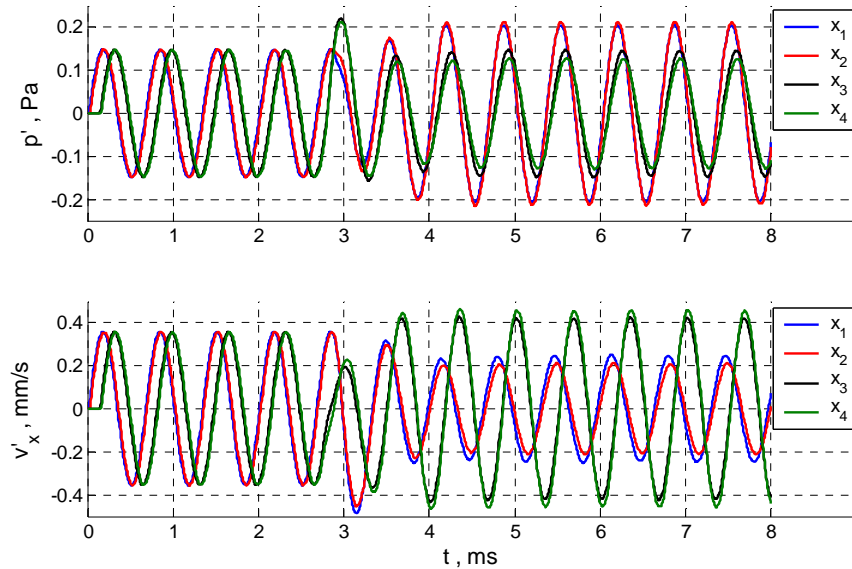


Figure 3. 28 - Évolutions temporelles de la pression et vitesse axiale acoustiques. DNS 3D, 1 500 Hz, 75 dB.

L'évolution temporelle de la pression et de la vitesse axiale acoustiques met en évidence la mise en place d'ondes stationnaires au bout d'environ 4 périodes acoustiques, soit un aller-retour de l'excitation sonore. Les spectres de Fourier sont calculés par la FFT (Fast Fourier Transform) de Matlab[®] à partir des 4 dernières périodes (entre $t = 5.333$ ms et $t = 8$ ms). Ils sont tracés sur les Figures 3.29 et 3.30. La vérification est alors faite que pour chacun des quatre capteurs numériques, les modules à 1 500 Hz sont prédominants par rapport à ceux des autres fréquences (d'un facteur supérieur à 125 en pressions et à 500 en vitesses).

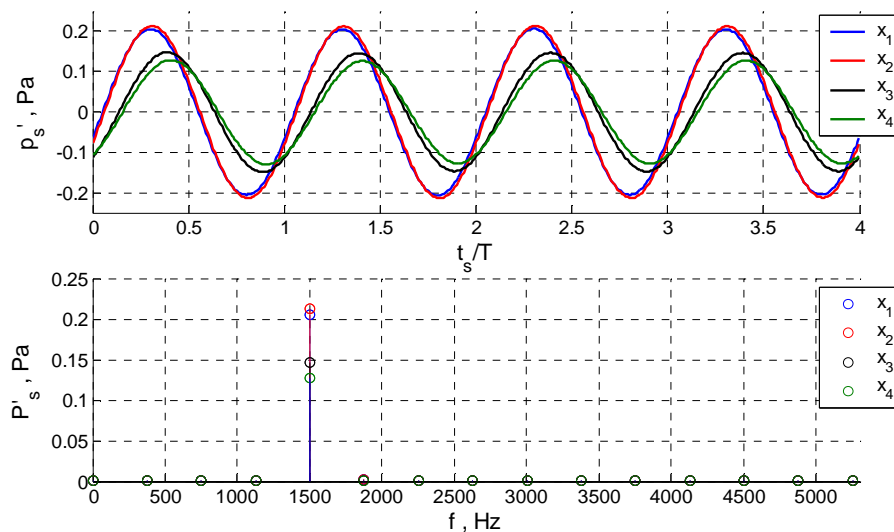


Figure 3. 29 - Modules de la pression acoustique stationnaire obtenus par FFT. DNS 3D, 1 500 Hz, 75 dB.

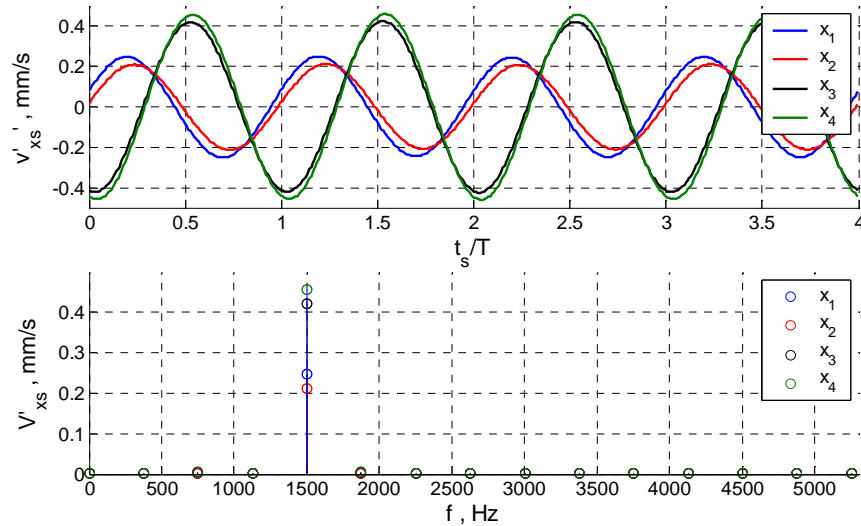


Figure 3. 30 - Modules de la vitesse acoustique stationnaire obtenus par FFT. DNS 3D, 1 500 Hz, 75 dB.

La démarche est donc validée pour une faible intensité sonore : la quasi-totalité de l'énergie absorbée l'est à la fréquence de l'excitation acoustique incidente.

La troisième hypothèse, propre à la méthode de la fonction de transfert, est que les résultats obtenus sont indépendants du couple de capteurs considéré. La Figure 3.31 illustre la variation des valeurs trouvées pour l'admittance réduite et le coefficient d'absorption, d'un couple de capteurs à l'autre. Les écarts relatifs maximums constatés sont très faibles : 2% pour la partie réelle de l'admittance ; 0.5% pour sa partie imaginaire ; 0.7% pour le coefficient d'absorption. L'utilisation de cette technique est donc également validée.

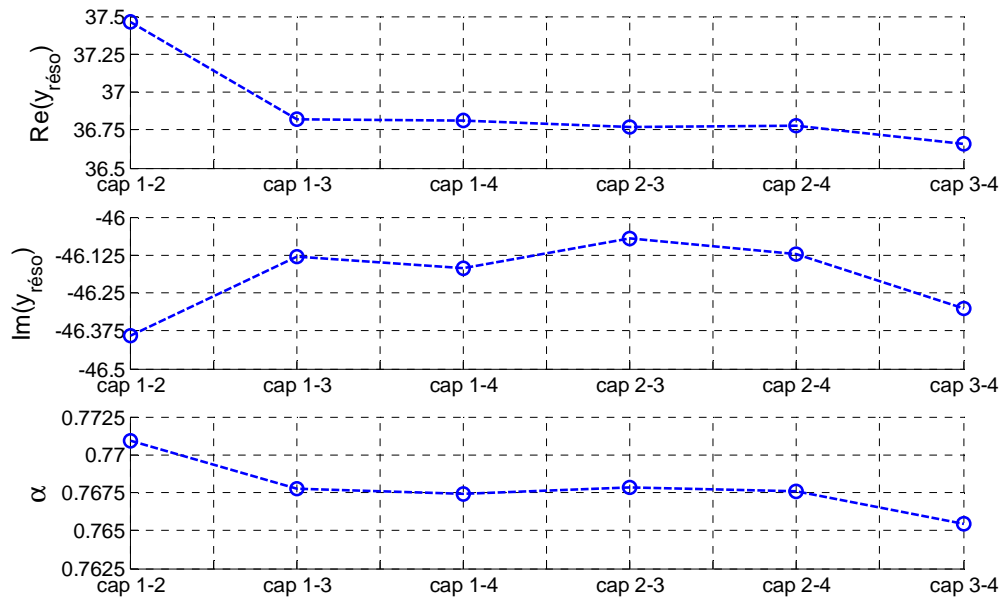


Figure 3. 31 - Variations des résultats issus de la méthode de la fonction de transfert selon le couple de capteurs choisi. DNS 3D, 1 500 Hz, 75 dB.

La dernière hypothèse à vérifier, cette fois dans le cadre de la méthode des bilans de flux d'intensité sonore, concerne l'indépendance des absorptions trouvées en fonction de l'abscisse

de la section de conduit considérée. D'après la Figure 3.32, plus on se positionne loin du résonateur, plus le coefficient d'absorption est grand, ce qui est à relier aux phénomènes de dissipation dus aux frottements sur les parois du conduit et au schéma spatio-temporel numérique, mis en évidence par les simulations en conduit simple. Néanmoins, la variation maximale relevée n'est que de 0.6%. L'utilisation de la méthode est donc, là encore, validée.

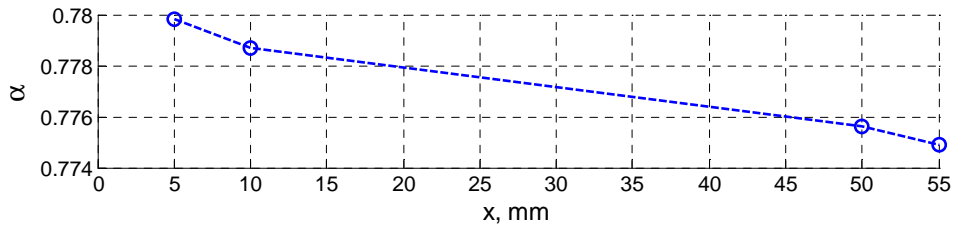


Figure 3. 32 - Dépendance des résultats issus de la méthode des bilans de flux d'intensité acoustique en fonction de la section de conduit choisie. DNS 3D, 1 500 Hz, 75 dB.

3.5. Évaluation « locale » des propriétés d'absorption du résonateur

L'enjeu de ce paragraphe est double :

- compléter les conclusions établies par les méthodes d'évaluation globale concernant la propriété de réaction localisée du résonateur, en considérant cette fois les pressions et vitesses instantanées en entrée de son col ;
- discriminer la part d'énergie absorbée par frottements visqueux de celle absorbée par rayonnement acoustique, en évaluant localement la puissance dissipée par frottement le long des parois du col.

La démarche étant suivie simultanément en incidence normale et en incidence rasante, les deux cas d'études sont de nouveau : { 1 592 Hz ; 105 dB } et { 3 136 Hz ; 107 dB }.

3.5.1. Approches locales de l'admittance

La section d'entrée du col est divisée en dix zones concentriques : neuf couronnes de 0.08 mm d'épaisseur et un cercle de 0.08 mm de rayon. Un capteur numérique est placé au centre du cercle et deux capteurs diamétralement opposés sont placés dans les couronnes, chacun d'eux « représentant » une demi-couronne (Figure 3.33). Une telle disposition de capteurs se justifie par l'axisymétrie des profils aérodynamiques observée jusqu'ici dans le col.

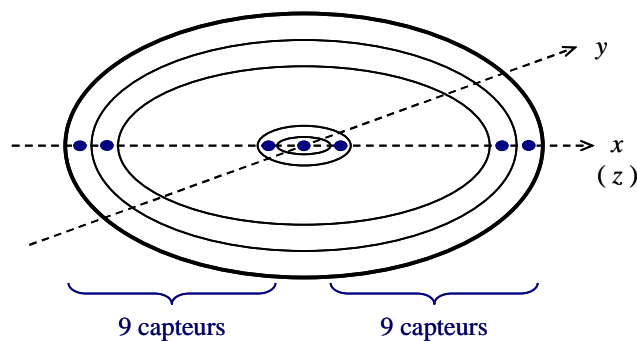


Figure 3. 33 - Emplacement des 19 capteurs numériques sur la section d'entrée du col. Plan (z, y) pour l'incidence normale ; plan (x, y) pour l'incidence rasante.

Pour chaque capteur, les modules et phases des vitesses (V' , Φ) et des pressions (P' , φ) à la fréquence d'excitation acoustique sont obtenus par FFT. Des admittances réduites sont alors calculées et leurs profils sur un diamètre de col tracés (Figures 3.34 et 3.35). Une moyenne spatiale (équation (3.39) pour la configuration en incidence normale ; équation (3.40) pour l'incidence rasante) donne finalement l'admittance réduite du résonateur (Tableau 3.7).

$$y_{\text{réso}} = \rho_0 c_0 \frac{1}{s_{\text{col}}} \iint_{s_{\text{col}}} \left[\frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{v'_x}{p'} \right) dt \right] ds = \rho_0 c_0 \frac{1}{s_{\text{col}}} \iint_{s_{\text{col}}} \left| \frac{V'_x}{P'} \right| e^{j(\Phi-\varphi)} ds \quad (3.39)$$

$$y_{\text{réso}} = \rho_0 c_0 \frac{1}{s_{\text{col}}} \iint_{s_{\text{col}}} \left[\frac{1}{T} \int_0^T \left(-\frac{v'_z}{p'} \right) dt \right] ds = \rho_0 c_0 \frac{1}{s_{\text{col}}} \iint_{s_{\text{col}}} \left| \frac{V'_z}{P'} \right| e^{j(\Phi-\varphi)} ds \quad (3.40)$$

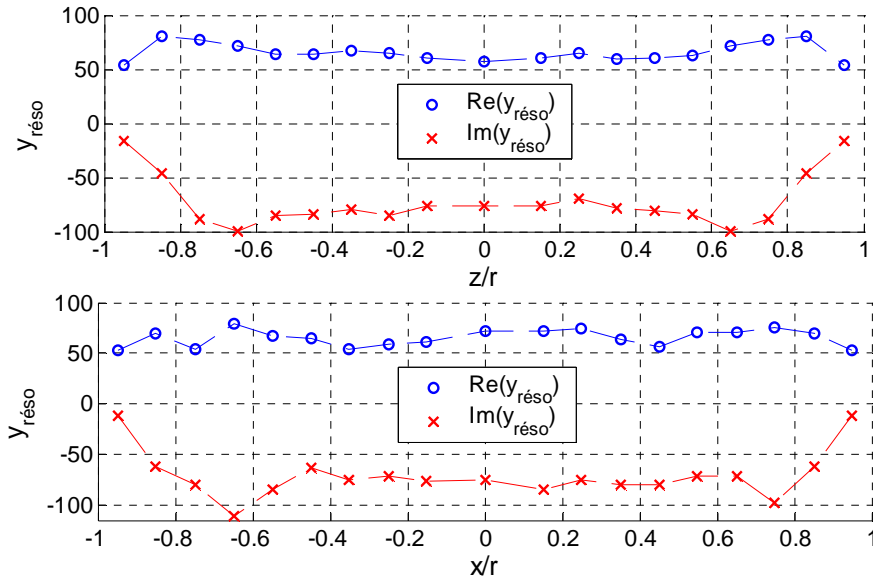


Figure 3.34 - Profil d'admittance réduite en incidence normale (*haut*) et en incidence rasante (*bas*).
DNS 3D, 1 592 Hz, 105 dB.

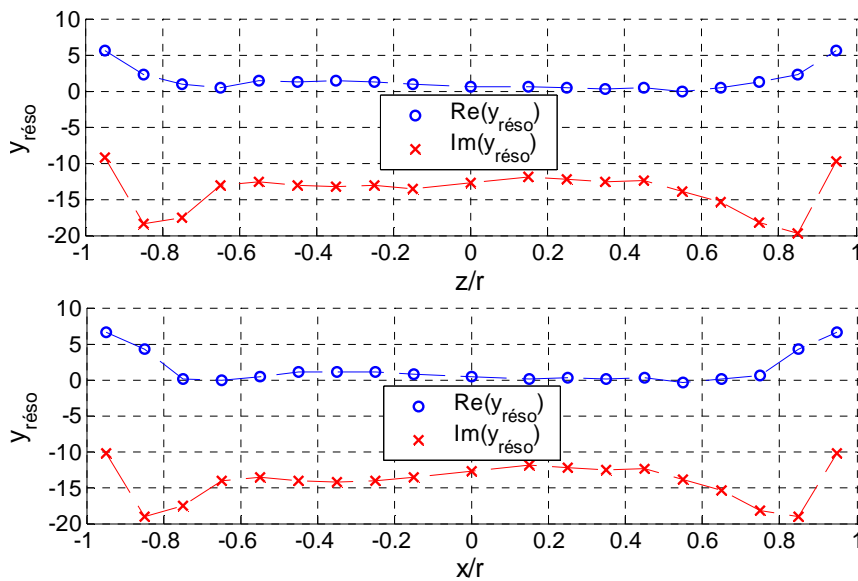


Figure 3.35 - Profil d'admittance réduite en incidence normale (*haut*) et en incidence rasante (*bas*).
DNS 3D, 3 136 Hz, 107 dB.

1 592 Hz, 105 dB			
	analytique	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	72.5	67.3	64.6
Im ($y_{\text{réso}}$)	- 65.0	- 66.1	- 65.3
3 136 Hz, 107 dB			
	analytique	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	2.0	2.0	2.2
Im ($y_{\text{réso}}$)	- 13.5	- 14.2	- 14.6

Tableau 3. 7 - Admittances réduites moyennes calculées à partir des profils d'admittances dans le col.

Ces résultats amènent plusieurs conclusions :

- En incidence normale, surtout à la fréquence proche de la résonance, l'admittance réduite calculée par cette approche locale est en meilleur accord avec le modèle analytique que ne l'était la valeur issue d'un post-traitement global des calculs 3D.
- La conservation de l'admittance réduite d'une incidence à l'autre, seulement supposée dans le paragraphe précédent, est désormais confirmée, ce qui suggère qu'à bas niveau sonore, le modèle analytique d'impédance est valable aussi en incidence rasante.

Une autre approche possible est de définir l'admittance comme le rapport de la vitesse et de la pression moyennées dans le col (moyennes en espace puis en temps et non plus l'inverse). On n'obtient donc plus de profils d'admittances réduites, mais directement une valeur moyenne. La démarche, mise en œuvre pour les deux cas d'étude, en incidence normale et en incidence rasante, donne des résultats très proches de ceux obtenus par la première approche :

1 592 Hz, 105 dB			
	analytique	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	72.5	65.3	61.4
Im ($y_{\text{réso}}$)	- 65.0	- 68.0	- 71.8
3 136 Hz, 107 dB			
	analytique	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	2.0	1.9	1.8
Im ($y_{\text{réso}}$)	- 13.5	- 15.1	- 14.2

Tableau 3. 8 - Admittances réduites calculées à partir des vitesses et pressions moyennes dans le col.

Les Figures 3.36 à 3.39 illustrent les variations temporelles des pressions et vitesses moyennes sur 6 périodes acoustiques, ainsi que leurs spectres de Fourier en amplitude. Pour chacun des quatre cas de figure, ces spectres se caractérisent par un pic prépondérant à la fréquence acoustique incidente, ce qui valide l'approche.

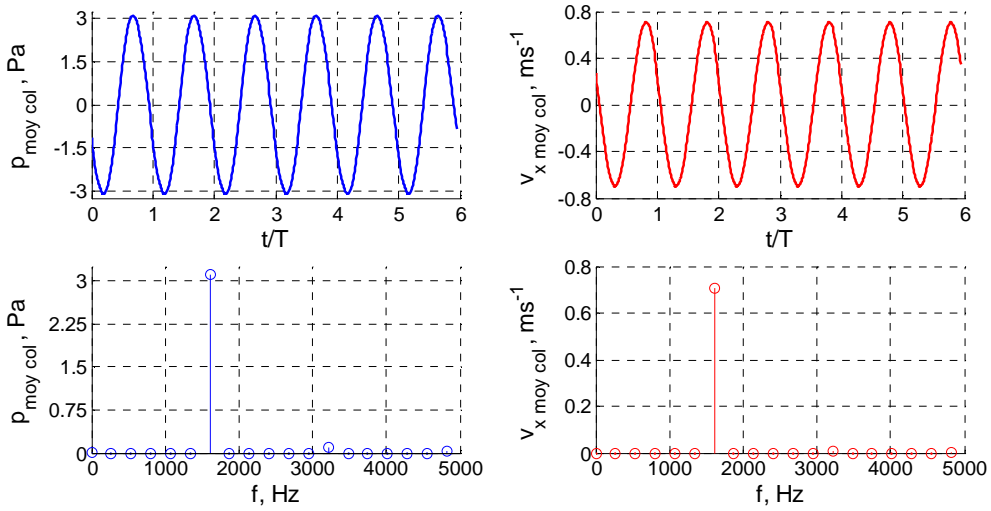


Figure 3.36 - Pression et vitesse moyenne dans le col : variation temporelle et spectre de Fourier. DNS 3D, incidence normale, 1 592 Hz, 105 dB.

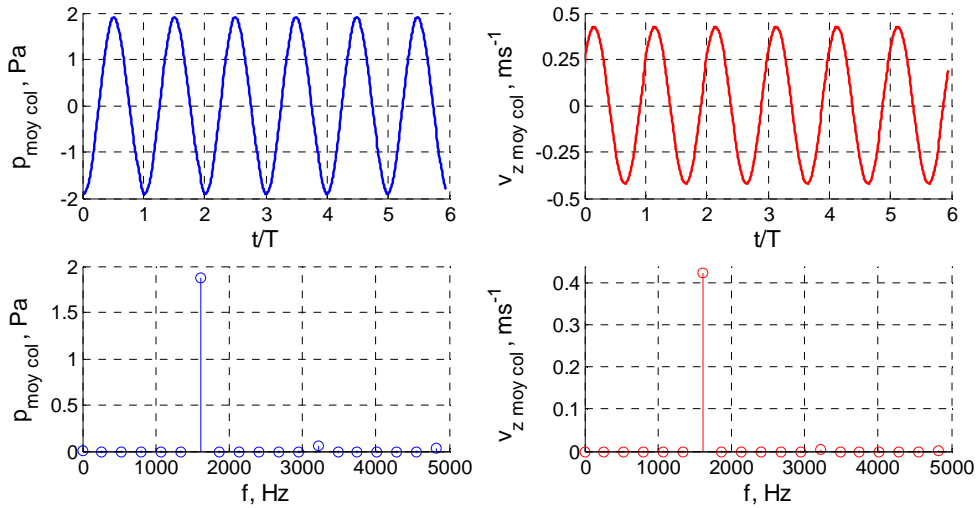


Figure 3.37 - Pression et vitesse moyenne dans le col : variation temporelle et spectre de Fourier. DNS 3D, incidence rasante, 1 592 Hz, 105 dB.

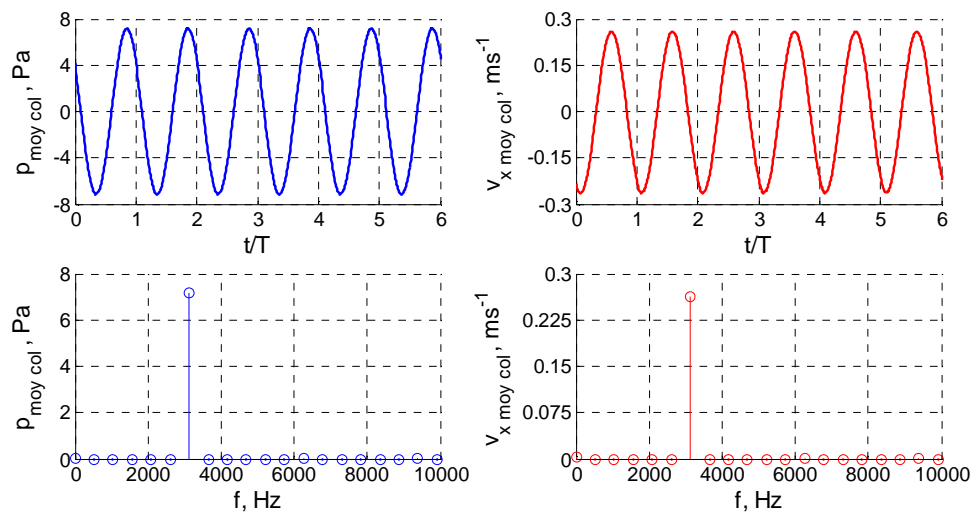


Figure 3.38 - Pression et vitesse moyenne dans le col : variation temporelle et spectre de Fourier. DNS 3D, incidence normale, 3 136 Hz, 107 dB.

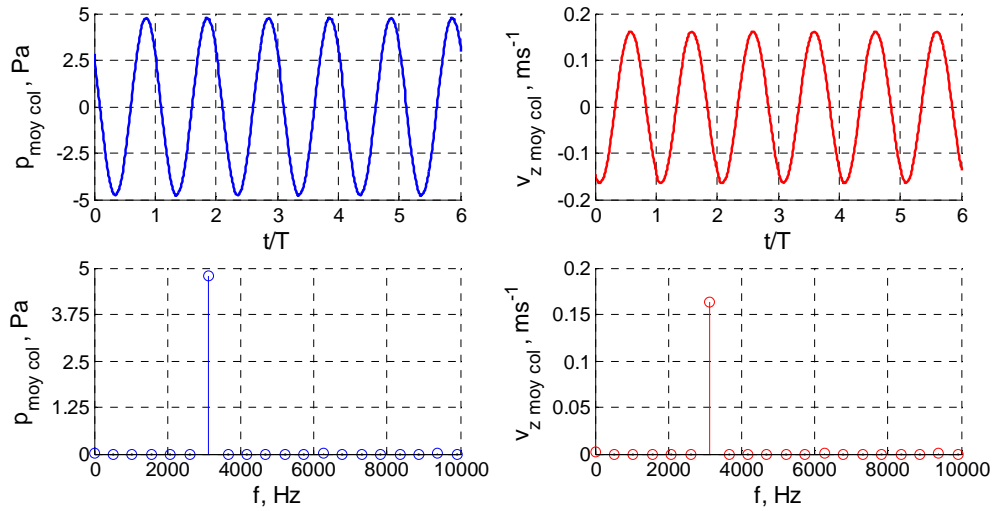


Figure 3.39 - Pression et vitesse moyenne dans le col : variation temporelle et spectre de Fourier. DNS 3D, incidence rasante, 3 136 Hz, 107 dB.

3.5.2. Évaluation de la part d'absorption due aux frottements visqueux

Dans ce paragraphe, on cherche à évaluer la partie de puissance absorbée par frottements visqueux dans le col du résonateur, notée W_{visc} , ainsi que le coefficient d'absorption α_{visc} associé (défini comme le rapport entre W_{visc} et la puissance incidente W_i).

On évalue donc le terme de l'équation de conservation de l'énergie (équation (3.6)) lié au tenseur des contraintes visqueuses dans tout le domaine de calcul [Tam 2000, 2001] :

$$W_{\text{visc}} = \frac{1}{T} \int_0^T W_{\text{visc}}(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T \left[\iiint_{\text{domaine}} \left(\sum_{i,j} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} v'_i) \right) dx dy dz \right] dt \quad (3.41)$$

La vitesse acoustique est ici assimilée à la vitesse totale. Les variations temporelles de la vitesse dans le col sont en effet sinusoïdales à la fréquence acoustique, comme l'illustre la Figure 3.40 qui rend compte de l'évolution temporelle de la puissance visqueuse instantanée $W_{\text{visc}}(t)$: en incidence normale comme en incidence rasante, les courbes obtenues sont parfaitement confondues avec des fonctions de lissage de la forme $C_1 \sin^2(2\pi f t + C_2)$, C_1 et C_2 étant des constantes déterminées par la méthode des moindres carrés.

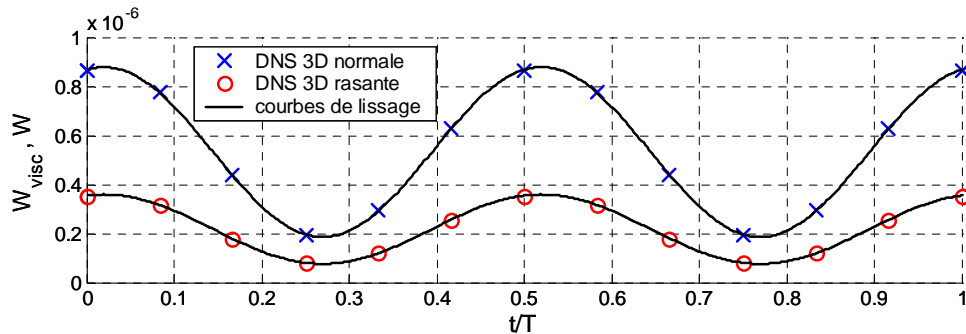


Figure 3.40 - Variations temporelles sur une période acoustique de la puissance dissipée par frottements visqueux dans le col. DNS 3D, 1 592 Hz, 105 dB.

La puissance visqueuse volumique w_{visc} peut alors être calculée et tracée dans le domaine de calcul (Figure 3.41) : il est confirmé, pour les deux incidences considérées, que l'essentiel de l'absorption visqueuse a bien lieu le long des parois du col du résonateur et, dans une moindre mesure, sur les parois du conduit et de la cavité perpendiculaires au col.

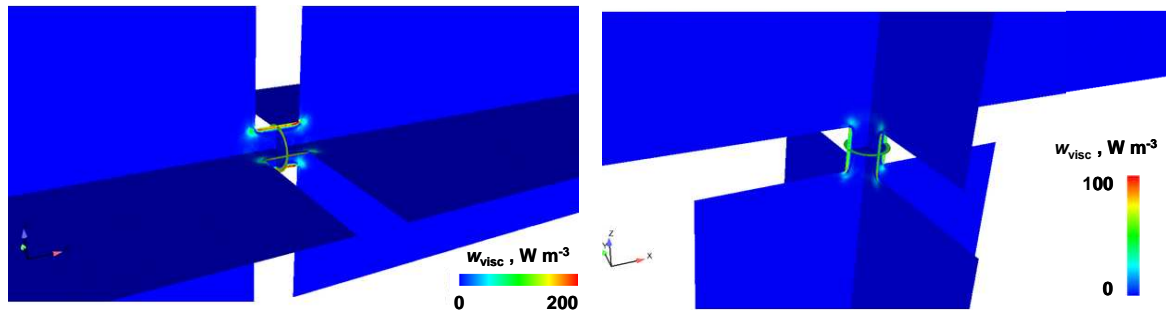


Figure 3. 41 - Puissance acoustique volumique dissipée par frottements visqueux dans le col.
DNS 3D, 1 592 Hz, 105 dB ; incidence normale (à gauche) - incidence rasante (à droite).

Les valeurs de α_{visc} sont données par le Tableau 3.9 et comparées aux valeurs du Tableau 3.6 rendant compte de l'absorption totale. Le rapport entre α_{visc} et α est très élevé (proche de 90%) dans les quatre cas de figure, ce qui confirme la prédominance de la dissipation visqueuse (par rapport à la dissipation thermique et au rayonnement) à faible niveau sonore.

1 592 Hz, 105 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
α_{visc}	0.68	0.33
$\frac{\alpha_{\text{visc}}}{\alpha}$	94%	92%
3 136 Hz, 107 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
α_{visc}	0.14	0.12
$\frac{\alpha_{\text{visc}}}{\alpha}$	93%	86%

Tableau 3. 9 - Évaluation de la proportion d'absorption visqueuse dans l'absorption totale du résonateur.
DNS 3D.

Ce chapitre a donc permis de mettre en place des méthodes d'évaluation des propriétés d'absorption du résonateur soumis à des excitations sonores de faible niveau sonore : de très bons accords avec les prédictions des modèles analytiques ont été trouvés ; la conservation de l'impédance, qualité intrinsèque du résonateur, a été mise en évidence ; la prépondérance de la dissipation par frottements visqueux dans le col a été vérifiée.

Il convient désormais d'éprouver la validité de cette démarche pour les cas non-linéaires des forts niveaux sonores (chapitre 4) et du couplage acoustique / écoulement (chapitre 5).

– Chapitre 4 –

SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'ABSORPTION DU NIDA PERFORÉ À FORTES INTENSITÉS SONORES

Dans ce chapitre, la première source de non-linéarité de l'absorption des NIDA perforés, liée aux forts niveaux sonores, est considérée. Le résonateur est excité par des ondes acoustiques normales puis rasantes, dans les mêmes configurations que celles du chapitre 3, pour des SPL variant désormais de 75 dB à 155 dB.

L'influence d'une augmentation de SPL sur les mécanismes de dissipation et sur les propriétés acoustiques du résonateur est d'abord évaluée en incidence normale. Les conclusions et interprétations de précédents travaux menés sur le sujet sont discutées et complétées.

L'efficacité relative des principaux mécanismes de dissipation est alors calculée, ce qui permet de repréciser la notion d'absorption « non-linéaire ».

L'effet de l'incidence des ondes acoustiques est enfin discuté, à partir de résultats obtenus par les approches globales et locales introduites dans le chapitre précédent.

SOMMAIRE

4.1. Mise en évidence du mécanisme de dissipation par vortex shedding	71
4.1.1. Incidence normale	71
4.1.1.1. Étude préliminaire d'un résonateur plan	71
4.1.1.2. Étude du résonateur cylindrique	72
4.1.2. Incidence rasante	76
4.1.2.1. Étude préliminaire d'un résonateur plan	76
4.1.2.2. Étude du résonateur cylindrique	77
4.2. Évaluation de l'effet du SPL sur les propriétés d'absorption du résonateur	79
4.2.1. Évolution des spectres en fréquence	79
4.2.2. Évolution des courbes d'absorption en SPL	83
4.2.2.1. Évolution connue	83
4.2.2.2. Évolution inédite	84
4.2.3. Modélisation semi-analytique de l'absorption à forts SPL	87
4.2.3.1. Introduction d'une résistance non-linéaire	87
4.2.3.2. Vers une modélisation prédictive ?	93
4.2.4. Discussion sur la validité des méthodes d'évaluation utilisées	93
4.3. Évaluation de l'efficacité relative des absorptions par vortex shedding et par frottements visqueux	95
4.4. Évaluation de l'influence de l'incidence des ondes sonores	97
4.4.1. Approches globales	97
4.4.2. Approches locales	99

4.1. Mise en évidence du mécanisme de dissipation par vortex shedding

L'objet de ce paragraphe est de mettre en évidence l'évolution du profil d'écoulement autour du col du résonateur en fonction de l'intensité des ondes sonores incidentes. Les simulations numériques effectuées sont toujours des calculs DNS 3D et 2D-axi en incidence normale, 3D en incidence rasante.

4.1.1. Incidence normale

4.1.1.1. Étude préliminaire d'un résonateur plan

Les premiers calculs ont été effectués sur une géométrie plane, dans une démarche de validation par rapport aux résultats de Tam [Tam 2000, 2001]. Le résonateur plan considéré est une coupe transversale de notre résonateur cylindrique : ouverture en forme de fente carrée de 0.8 mm de côté ; cavité rectangulaire de 6 mm de largeur et de 15 mm de profondeur. La fréquence d'étude est 1 500 Hz, et trois SPL sont considérés : {75 ; 135 ; 155} dB. La Figure 4.1 illustre l'évolution du champ de vitesse autour du col entre ces trois SPL :

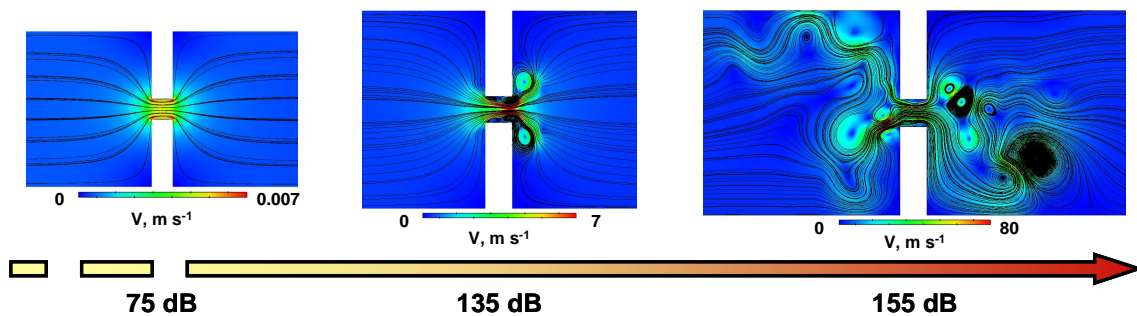


Figure 4. 1 - Évolution du champ de vitesse et des lignes de champ associées, en fonction du SPL. DNS 2D plan, 1 500 Hz.

À 75 dB, le champ de vitesse est conforme à ce qui est décrit dans le chapitre 3 : faibles valeurs de vitesse, lignes de champ régulières, couche limite visqueuse le long des parois du col. L'énergie acoustique est principalement absorbée par frottements visqueux.

À 135 dB, les premières structures tourbillonnaires apparaissent sous la forme de paires de tourbillons contrarotatifs restant confinés aux deux extrémités du col. Tam, qui fait la même observation, parle de tourbillons « attachés ».

À 155 dB, les tourbillons sont libres, périodiquement expulsés de part et d'autre du col du résonateur, à la fréquence acoustique. Cette expulsion de vorticit e s'explique par des vitesses dans le col nettement plus  lev ees que celles constat ees à 135 dB. Un nombre de Mach instantanée maximal de 0.25 (soit un nombre de Reynolds dans le col de 4 500) est atteint. Le mécanisme de vortex shedding est pleinement activée, les tourbillons envahissant la cavit e et le conduit de façon aléatoire, ce qui est conforme aux observations faites par Tam. Une part de l'énergie acoustique incidente est désormais transf er e en énergie cinétique rotationnelle transportée par les tourbillons, avant d'être convertie en chaleur par viscosité moléculaire (Figure 4.2). Le transfert « direct » d'énergie acoustique en chaleur à forts SPL est schématisée par des pointillés rouges qui soulèvent deux questions centrales (liées l'une à l'autre) auxquelles ce chapitre tentera de répondre : les mécanismes de vortex shedding et de

frottements visqueux interagissent-ils ? Le niveau sonore a-t-il une influence sur l'efficacité de la dissipation visqueuse ?

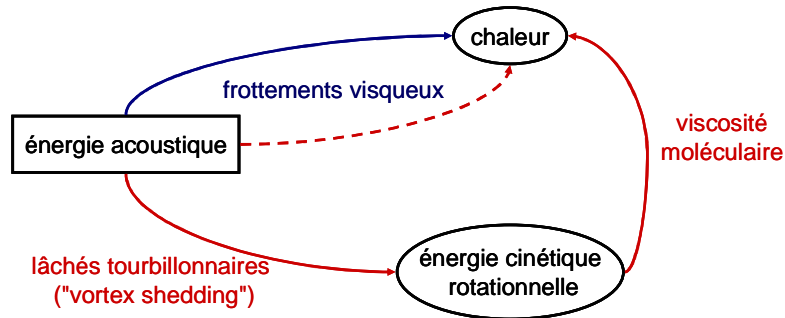


Figure 4. 2 - Mécanismes de dissipation de l'énergie acoustique à faible intensité sonore (bleu) et à forte intensité sonore (rouge).

Ces calculs 2D plans, en bon accord avec ceux de Tam, sont qualitativement validés à fort SPL. On passe donc aux simulations 3D et 2D axisymétriques pour le résonateur cylindrique.

4.1.1.2. Étude du résonateur cylindrique

Dans ce paragraphe, les champs 3D et 2D axisymétriques des vitesses axiales et de la vorticité instantanée autour du col du résonateur sont considérés à 1 500 Hz.

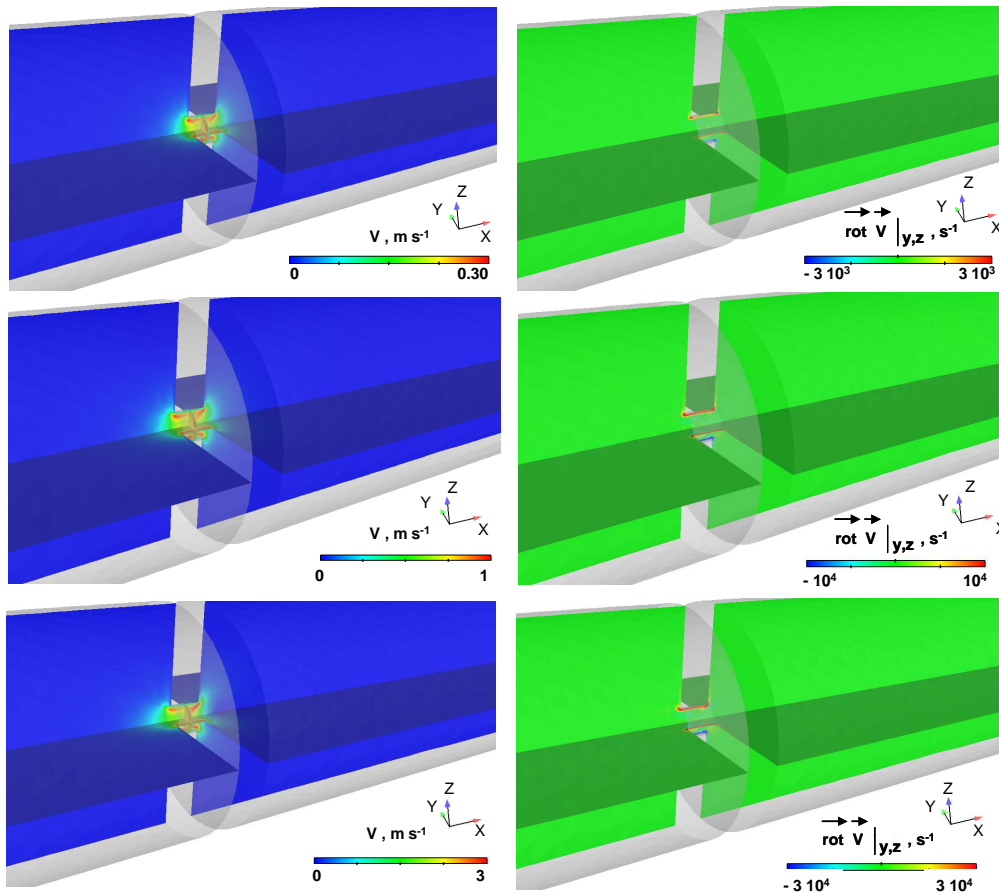


Figure 4. 3 - Champs de vitesse et de vorticité dans le col du résonateur. DNS 3D, 1 500 Hz.
de haut en bas : SPL = 95 dB ; SPL = 105 dB ; SPL = 115 dB.

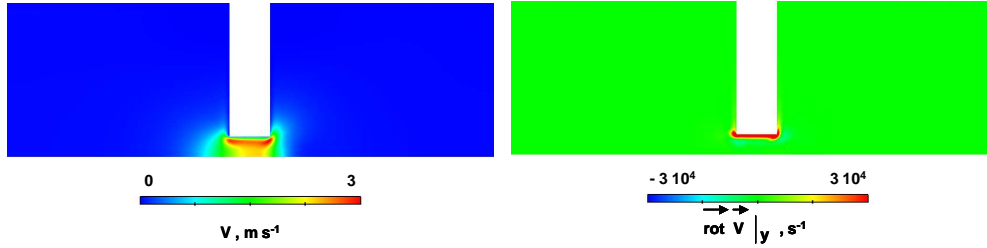


Figure 4. 4 - Champs de vitesse et de vorticité. DNS 2D axi, 1 500 Hz, SPL = 115 dB.

Jusqu'à 115 dB, seuls les mécanismes de frottements visqueux et de rayonnement semblent activés. D'un SPL à l'autre (95, 105 et 115 dB), les profils de vitesse et de vorticité sont similaires et les valeurs atteintes augmentent dans le même rapport que les amplitudes des pressions P' (ou vitesses V') acoustiques incidentes (Figure 4.3). Ce rapport peut être évalué à partir de la relation entre P' et le SPL (rappelée dans le chapitre 3 par l'équation (3.20)) : une augmentation de niveau de 10 dB équivaut à multiplier P' par un facteur $\sqrt{10}$. Cette linéarité laisse présupposer une conservation du coefficient d'absorption du résonateur dans la configuration « tube de Kundt », ce qui sera discuté dans le paragraphe 4.2. En outre, comme l'illustre la Figure 4.4, un excellent accord est trouvé entre les résultats 3D et 2D axisymétriques, ce qui confirme les conclusions du chapitre 3 quant à l'axisymétrie de la dissipation acoustique à faible intensité sonore.

Les premiers tourbillons apparaissent à 125 dB : ils sont détachés, mais leur rapide dissipation suggère que c'est à 120 dB que l'état intermédiaire correspondant à des tourbillons confinés aux angles du col du résonateur aurait pu être observé.   partir de 135 dB, les lâchés tourbillonnaires sont nets et l'expulsion de vorticité de part et d'autre du col devient de plus en plus violente (Figure 4.5), un nombre de Mach local instantané de 0.2 étant même relevé à 155 dB en sortie de col (soit un nombre de Reynolds associé de 3 500). Le facteur de proportionnalité de $\sqrt{10}$ n'est cependant plus observé, les valeurs atteintes par les vitesses et leurs rotationnels augmentant dans un rapport moins élevé.

Une différence majeure par rapport aux calculs 2D plans est notée : les tourbillons restent localisés sur l'axe du résonateur tout au long de leur propagation. Un excellent accord est en effet trouvé entre les résultats 3D et 2D axi (Figure 4.6). Cette observation suggère que le mécanisme de vortex shedding est, lui aussi, axisymétrique, et non pas aléatoire comme le laissaient penser les calculs 2D plans.

La forme annulaire des tourbillons est mise en évidence par l'application du critère Q tridimensionnel de Hunt *et al.* [Haller 2005] (Figure 4.7). On rappelle que la grandeur Q , homogène à l'inverse d'un temps au carré, s'exprime en fonction de la différence de traces du tenseur gradient de vitesse et du tenseur gradient de vitesse au carré :

$$Q = \frac{1}{2} \left[\text{tr}^2 \left(\overrightarrow{\text{grad}} \vec{V} \right) - \text{tr} \left(\overrightarrow{\text{grad}}^2 \vec{V} \right) \right] \quad (4.1)$$

L'application de ce critère permet de plus de vérifier le fait que le centre des tourbillons reste situé sur l'axe du résonateur, ce qui apporte du crédit à la thèse de l'axisymétrie.

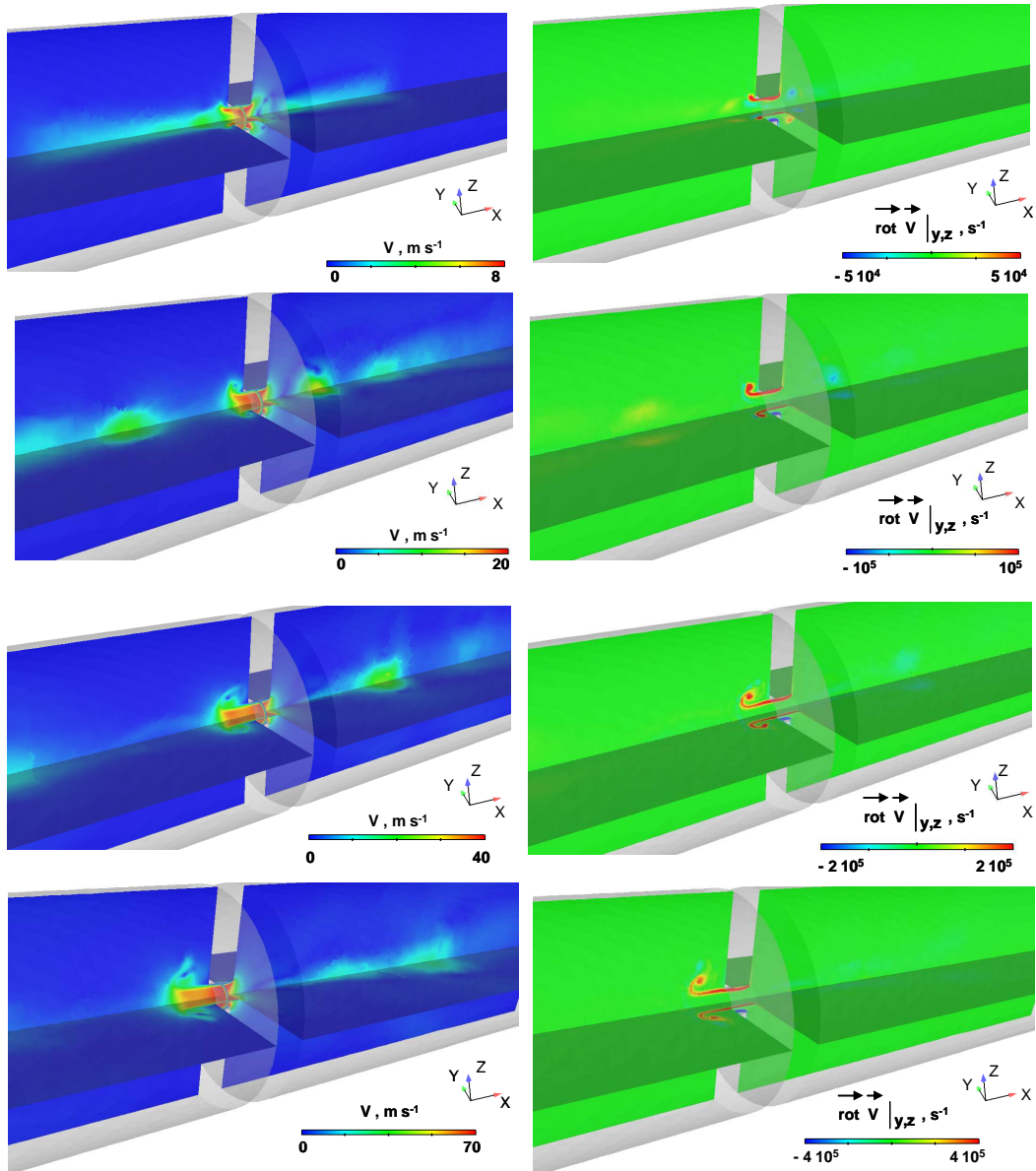


Figure 4. 5 - Champs de vitesse et de vorticité dans le col du résonateur. DNS 3D, 1 500 Hz. de haut en bas : SPL = 125 dB ; SPL = 135 dB ; SPL = 145 dB ; SPL = 155 dB.

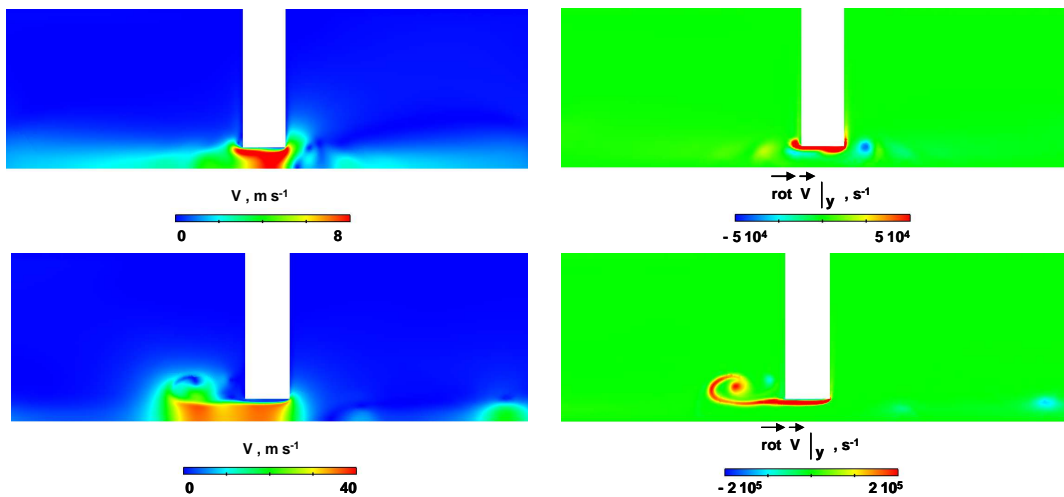


Figure 4. 6 - Champs de vitesse et de vorticité. DNS 2D axi, 1 500 Hz. SPL = 125 dB (haut) ; 145 dB (bas).

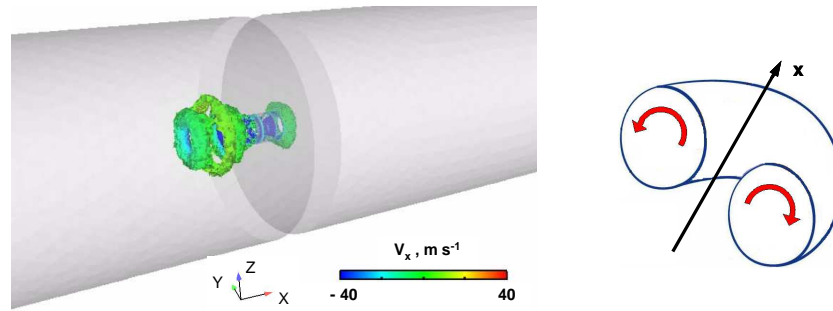


Figure 4. 7 - Iso- Q négatives colorées par la vitesse axiale. DNS 3D, 1 500 Hz, 155 dB (gauche). Schéma d'une coupe à y ou z constant à travers un tourbillon torique, et sens de rotations associés (droite).

Physiquement, l'énergie cinétique rotationnelle des tourbillons est donc engendrée par des mouvements rotationnels contrarotatifs dans les plans transverses. Ainsi, les simulations 2D-axi semblent adaptées à l'évaluation de l'absorption du résonateur par lâchés tourbillonnaires.

Notons que la durée et la distance sur lesquelles les tourbillons expulsés sont absorbés ne sont pas évaluées car leur dissipation, théoriquement due à la viscosité moléculaire, est largement accélérée par le déraffinement du maillage : il est donc supposé que l'énergie acoustique est irréversiblement transférée en énergie cinétique rotationnelle, puis intégralement convertie en chaleur. Cette hypothèse, qui revient à supposer qu'un tourbillon généré par le mécanisme de vortex shedding ne recrée pas de bruit, est d'autant plus crédible que le SPL est élevé : dans ces cas en effet, les anneaux tourbillonnaires sont expulsés suffisamment loin du col du résonateur pour que l'on puisse admettre qu'ils n'y reviennent pas. Seules les éventuelles réflexions contre la paroi du fond de la cavité pourraient aller à l'encontre de cette hypothèse. La profondeur D de la cavité, égale à près de 20 diamètres de col, a toutefois été choisie suffisamment grande pour éviter, *a priori*, ce cas de figure ; en outre, le maillage moins fin en fond de cavité écarte définitivement ce risque.

Ces non-linéarités n'affectent pas la périodicité de l'absorption, les anneaux tourbillonnaires étant expulsés de part et d'autre du col à la fréquence d'excitation acoustique :

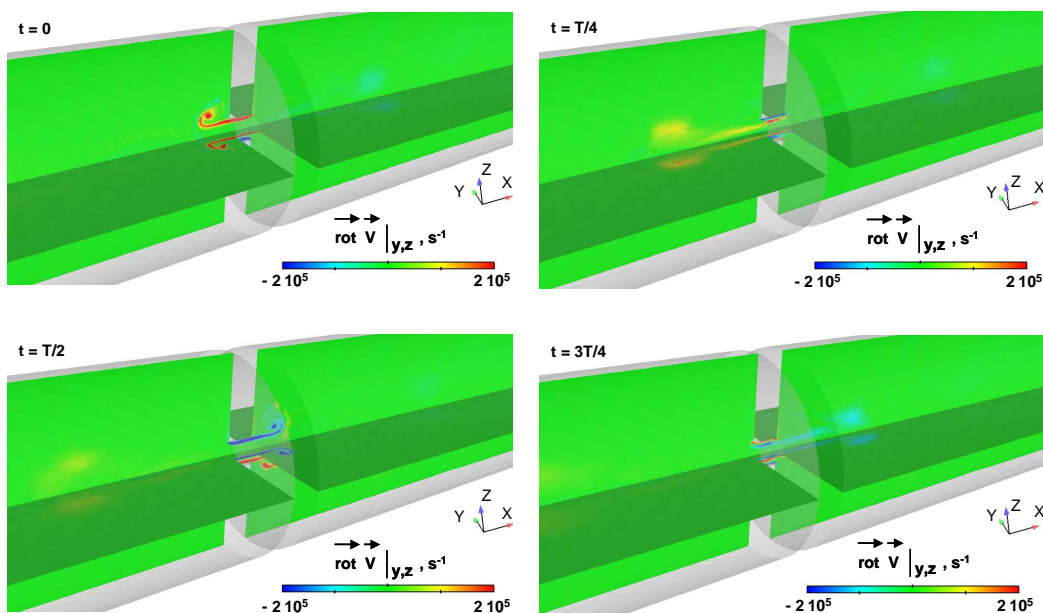


Figure 4. 8 - Champs de vorticité dans le col du résonateur sur une période acoustique. DNS 3D, 1 500 Hz, 145 dB.

L'incompressibilité de l'air dans la région du col n'est pas non plus affectée, la conservation des débits volumiques étant toujours vérifiée (Figure 4.9 et Tableau 4.1). Si une légère baisse de débit est constatée en sortie de col, du côté de la cavité, la conservation est en revanche quasi-parfaite à l'intérieur du col. Leur variation sinusoïdale temporelle est également retrouvée : la coïncidence entre les courbes numériques et les courbes de lissage de type $C_1 \sin(2\pi f t + C_2)$ (C_1 et C_2 étant des constantes déterminées par la méthode des moindres carrés) reste très bonne, quoique moins parfaite qu'à faible SPL (Tableau 3.2 et Figure 3.17).

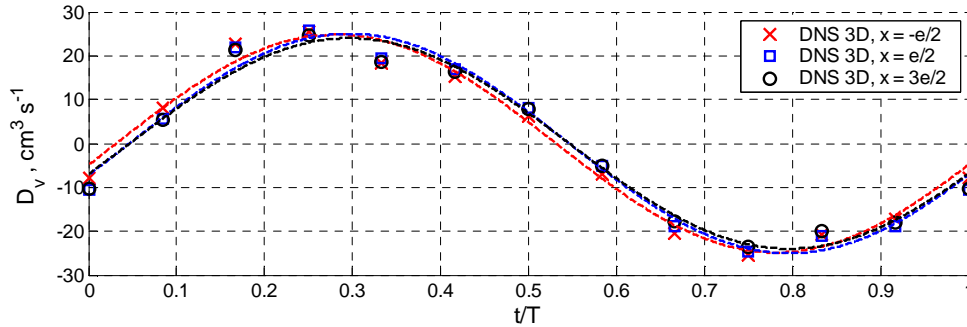


Figure 4.9 - Évolutions temporelles des débits volumiques moyens calculés en trois sections autour du col, à 1 500 Hz, 155 dB. DNS 3D. L'origine des abscisses coïncide avec l'entrée du col.

$\frac{x}{e}$	$ \overline{D_v} , \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	$ \overline{v_D'} , \text{m s}^{-1}$
$-\frac{1}{2}$	15.5	0.55
0	15.4	30.6
$\frac{1}{2}$	15.5	30.8
1	15.4	30.6
$\frac{3}{2}$	14.9	0.53

Tableau 4.1 - Débits volumiques et vitesses débitantes moyens autour du col à 1 500 Hz, 155 dB. DNS 3D. L'origine des abscisses des sections considérées est prise ici à l'entrée du col du résonateur.

Des résultats équivalents sont obtenus pour les autres fréquences d'excitation acoustique. Plus on est proche de la résonance, plus les vitesses dans le col augmentent rapidement et plus le mécanisme de vortex shedding s'enclenche tôt, ce qui sera discuté dans le paragraphe 4.2.

4.1.2. Incidence rasante

4.1.2.1. Étude préliminaire d'un résonateur plan

Dans le cas du résonateur plan, le mécanisme de vortex shedding à forts niveaux sonores est retrouvé en incidence rasante. Comme l'illustre la Figure 4.10, de nombreux tourbillons sont

périodiquement expulsés du col du résonateur et se propagent jusqu'à dissipation dans la cavité et le conduit affleurant.

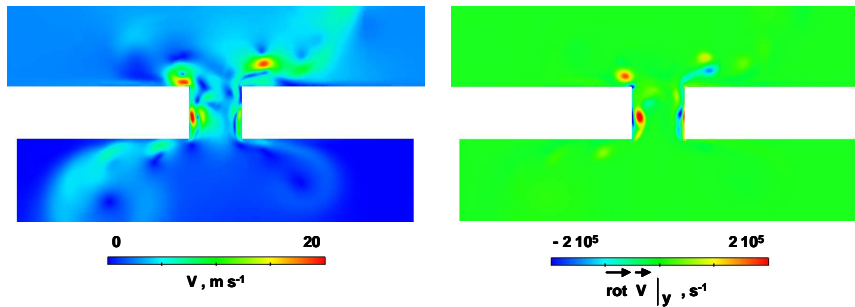


Figure 4. 10 - Champs vitesse et de vorticité. DNS 2D plan, 1 500 Hz, 155 dB.

4.1.2.2. Étude du résonateur cylindrique

La Figure 4.11 montre que même en incidence rasante, les lâchés de tourbillons se font le long de l'axe du résonateur. Il semble donc que le passage à l'incidence rasante n'altère pas l'axisymétrie du vortex shedding. La forme torique des anneaux tourbillonnaires est conservée, comme l'illustrent les iso- Q tracés sur la Figure 4.12, de même que les propriétés de périodicité (Figure 4.13) et d'incompressibilité (Figure 4.14 et Tableau 4.2). Les valeurs numériques de ces champs aérodynamiques (vitesse normale, vorticité, débit volumique) sont inférieures à celles relevées en incidence normale. Ce constat, déjà fait à faible SPL, justifie la nécessité d'une évaluation quantitative des propriétés d'absorption du résonateur afin notamment de revenir sur la propriété de réaction localisée.

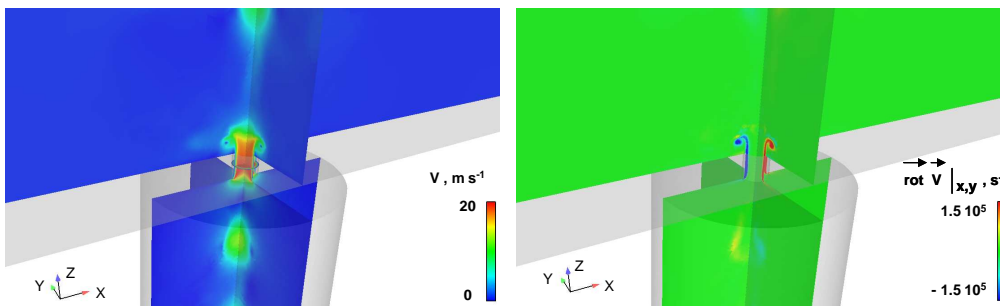


Figure 4. 11 - Champs vitesse et de vorticité. DNS 3D, 1 500 Hz, 145 dB.

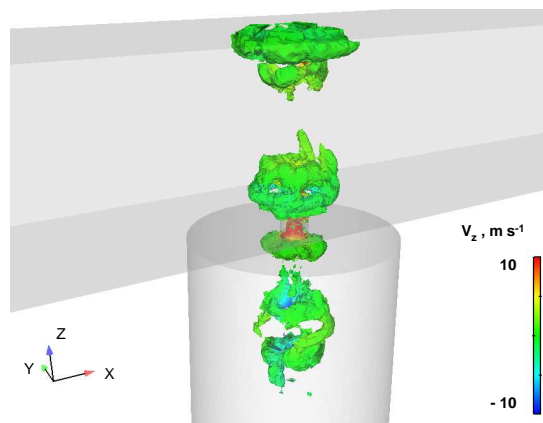


Figure 4. 12 - Iso- Q négatives colorées par la vitesse normale. DNS 3D, 1 500 Hz, 145 dB.

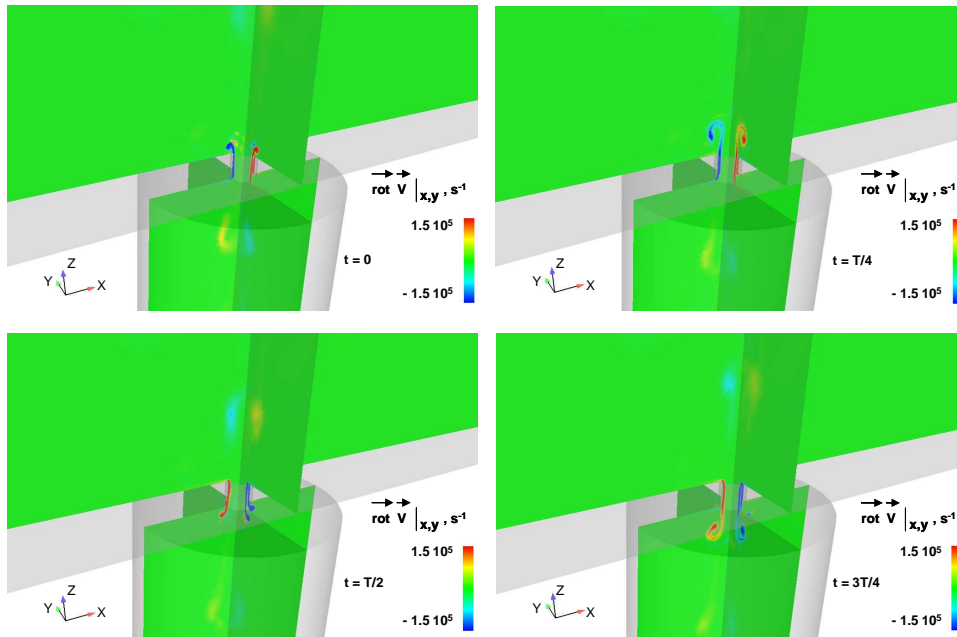


Figure 4.13 - Champs de vorticité dans le col du résonateur sur une période acoustique. DNS 3D, 1 500 Hz, 145 dB.

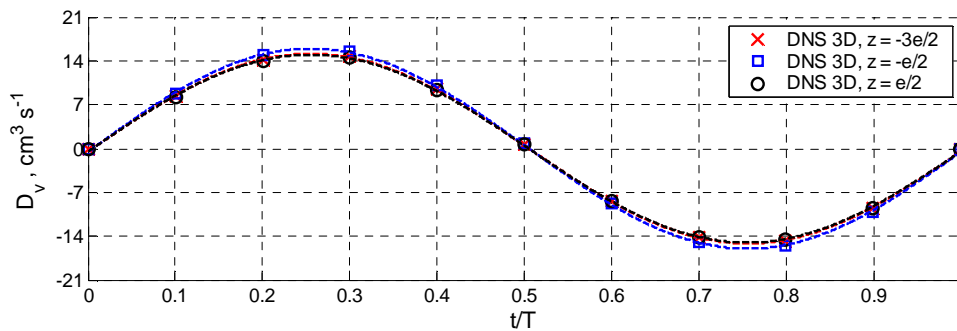


Figure 4.14 - Évolutions temporelles des débits volumiques moyens calculés en trois sections autour du col, à 1 500 Hz, 155 dB. DNS 3D. L'origine des ordonnées coïncide avec l'entrée du col.

$\frac{z}{e}$	$ \overline{D_v} , \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$ \overline{v'_D} , \text{ m s}^{-1}$
$-\frac{3}{2}$	9.4	0.33
-1	9.9	19.70
$-\frac{1}{2}$	10.0	19.89
0	10.1	20.09
$\frac{1}{2}$	9.3	0.004

Tableau 4.2 - Débits volumiques et vitesses débitantes moyens autour du col à 1 500 Hz, 155 dB. DNS 3D. L'origine des ordonnées des sections considérées est prise ici à l'entrée du col du résonateur.

4.2. Évaluation de l'effet du SPL sur les propriétés d'absorption du résonateur

Dans ce paragraphe, les ondes sonores sont supposées d'incidence normale. L'impact des non-linéarités dues à l'enclenchement du mécanisme de vortex shedding sur les propriétés d'absorption du résonateur est quantifié par la mise en œuvre de la méthode de la fonction de transfert entre deux microphones et par des bilans de flux d'intensité acoustique (techniques introduites dans le chapitre 3). Huit niveaux sonores (de 75 à 155 dB) et six fréquences (de 1 000 à 5 000 Hz) sont étudiés. Dans chaque cas, l'admittance réduite et le coefficient d'absorption du résonateur sont déterminés.

4.2.1. Évolution des spectres en fréquence

Les évolutions de $y_{\text{réso}}$ et de α sont tracées en fonction de la fréquence. Les spectres obtenus sont alors comparés aux courbes analytiques (obtenues avec la correction de col de Panton) présentées dans le chapitre 2.

Jusqu'à environ 115 dB (Figures 4.15 à 4.17), l'accord entre les prédictions analytiques et les résultats des simulations numériques 3D et 2D axisymétriques reste bon, voire excellent. Les différences constatées sont celles qui ont été discutées dans le chapitre 3 pour le SPL de 75 dB. On retrouve en particulier le fait que le pic de la partie réelle de l'admittance réduite à 1 500 Hz n'est correctement reproduit que par les calculs 2D axisymétriques explicites.

À cette exception près, les valeurs 3D et 2D-axi de $\text{Re}(y_{\text{réso}})$, $\text{Im}(y_{\text{réso}})$ et α sont très proches les unes des autres. Pour des niveaux sonores modérés, l'axisymétrie des mécanismes de dissipation du résonateur (essentiellement les frottements visqueux dans le col) est donc confirmée.

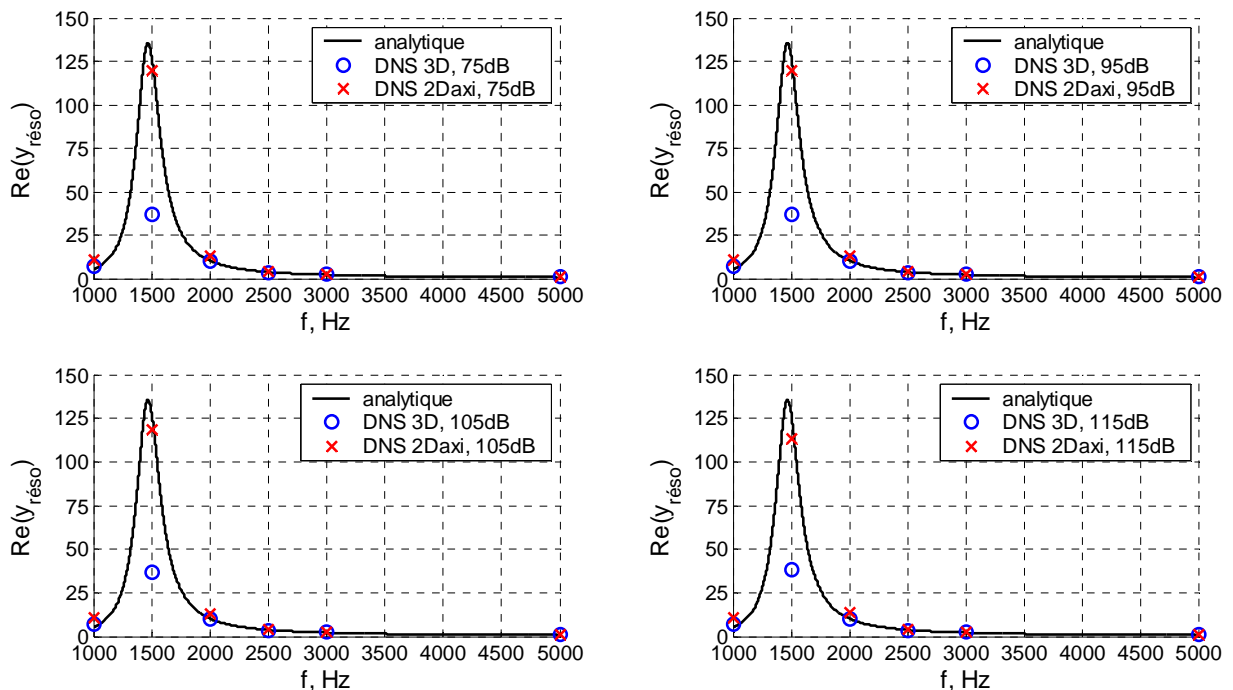


Figure 4. 15 - Spectre fréquentiel de la partie réelle de l'admittance réduite. $75 \text{ dB} \leq \text{SPL} \leq 115 \text{ dB}$. Comparaisons analytique / DNS 3D / DNS 2D axi.

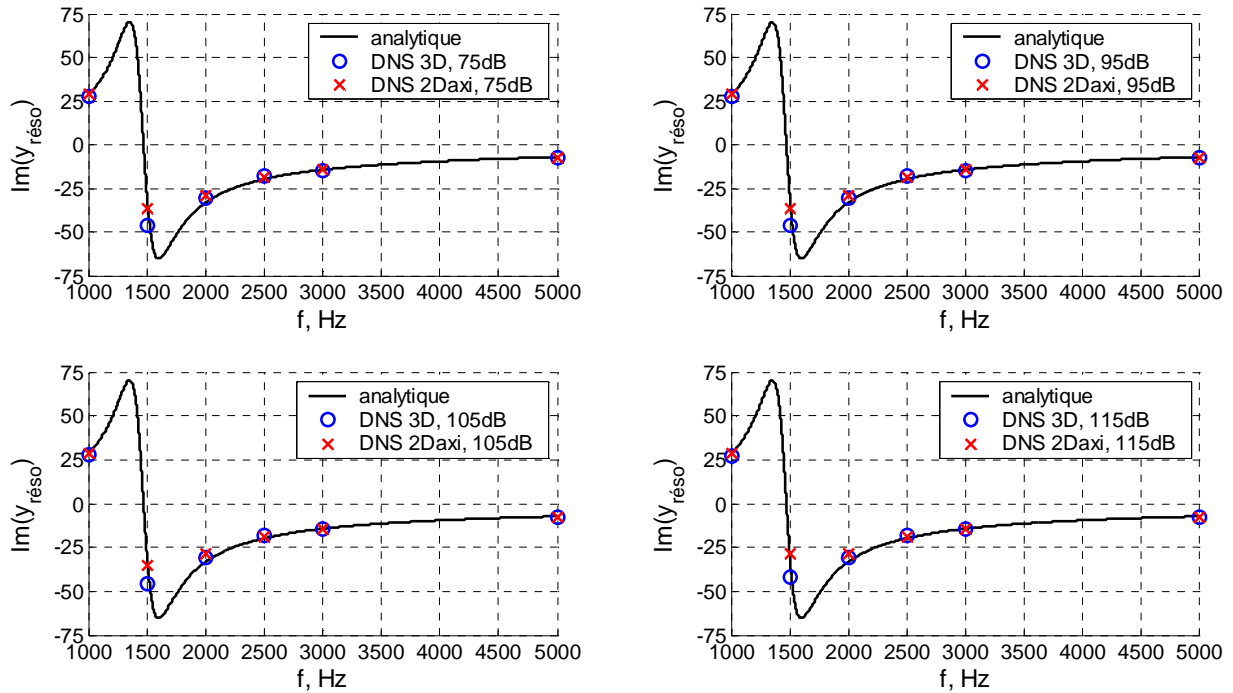


Figure 4. 16 - Spectre fréquentiel de la partie imaginaire de l'admittance réduite. $75 \text{ dB} \leq \text{SPL} \leq 115 \text{ dB}$. Comparaisons analytique / DNS 3D / DNS 2D axi.

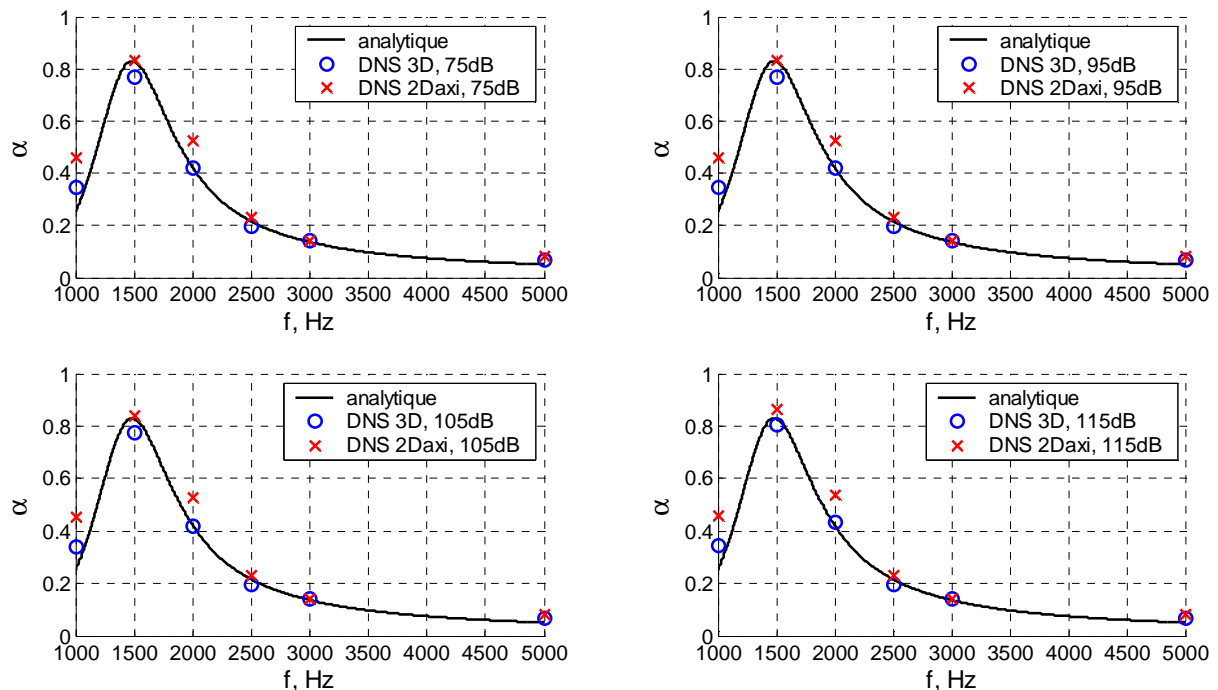


Figure 4. 17 - Spectre fréquentiel du coefficient d'absorption. $75 \text{ dB} \leq \text{SPL} \leq 115 \text{ dB}$. Comparaisons analytique / DNS 3D / DNS 2D axi.

À partir de 125 dB (Figures 4.18 à 4.20), on constate que plus le niveau sonore augmente, moins les résultats des simulations numériques coïncident avec les prédictions analytiques. Un important aplatissement des spectres d'admittance réduite est relevé, la fréquence de résonance du résonateur n'étant même plus détectable, ni sur les courbes de $\text{Re}(y_{\text{resso}})$, ni sur celles de $\text{Im}(y_{\text{resso}})$. Les variations de y_{resso} avec le SPL dépendent cependant de la fréquence : si sa partie imaginaire tend systématiquement vers 0 en valeur absolue, sa partie réelle, en

revanche, augmente (à 5 000 Hz par exemple), diminue (à 1 500 Hz par exemple), ou encore croît dans un premier temps, puis décroît dans un second temps (à 2 000 Hz par exemple). Il s'ensuit que, selon la fréquence, les valeurs de α évoluent différemment :

- À 125 dB, le pic d'absorption autour de 1 500 Hz est accentué, avec un coefficient maximal évalué à 0.92 par la DNS 3D et à 0.97 par la DNS 2D-axi, soit des valeurs nettement supérieures à ce qui était trouvé à 75 dB (0.77 en 3D ; 0.82 en 2D-axi).
- À 135 dB, l'absorption à 1 500 Hz est encore plus forte, α atteignant 0.94 d'après les calculs 3D et à 0.99 d'après les calculs 2D-axi ; plus globalement, c'est l'ensemble de l'efficacité de l'absorption du résonateur qui est améliorée.
- À 145 dB, la fréquence d'absorption maximale n'est plus identifiée (1 500 Hz d'après les simulations 2D-axi ; 2 000 Hz d'après les simulations 3D). Le maximum de α a baissé (0.79 d'après la DNS 3D, 0.88 d'après la DNS 2D-axi), mais, pour les autres fréquences, ses valeurs sont globalement meilleures qu'à 135 dB.
- À 155 dB, le spectre d'absorption est très élargi et plat : si l'absorption est « bonne » entre 1 500 Hz et 3 000 Hz, les valeurs maximales de α sont néanmoins plus faibles (seulement 0.58 d'après la DNS 3D, et 0.67 d'après la DNS 2D-axi).

Deux caractéristiques du spectre d'absorption entrent ainsi en compétition : d'une part, le profil piqué, observé à 125 dB, qui traduit une excellente absorption mais sur une gamme fréquentielle restreinte ; d'autre part, le profil élargi et affaîssi, observé à 155 dB, qui garantit une absorption, certes moins élevée mais tout de même efficace, sur un domaine de fréquences plus étendu.

Les écarts relatifs entre les valeurs 3D et 2D-axi de $\text{Re}(y_{\text{réso}})$, $\text{Im}(y_{\text{réso}})$ et α restent inférieurs à 10%, sauf à 1 000 Hz, ce qui était déjà le cas à bas SPL. Les différences autour de la résonance tendent même à s'atténuer. Il semble donc qu'à forts SPL aussi, les mécanismes de dissipation du résonateur (notamment le vortex shedding) soient axisymétriques.

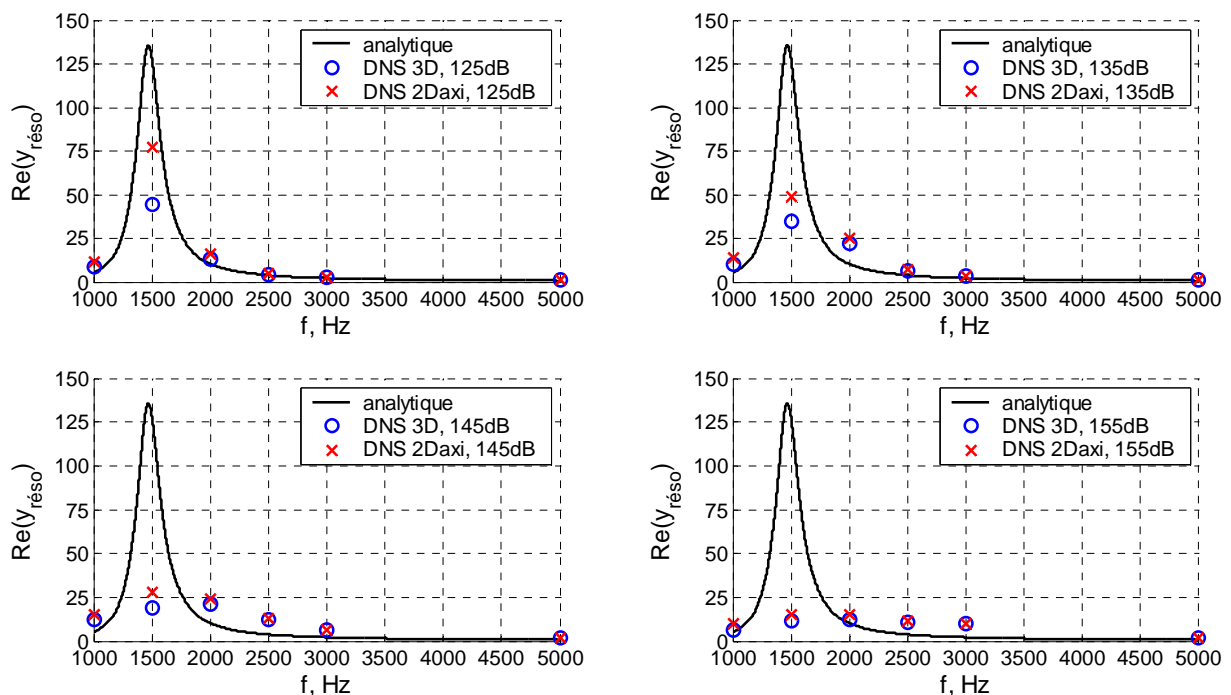


Figure 4.18 - Spectre fréquentiel de la partie réelle de l'admittance réduite. $125 \text{ dB} \leq \text{SPL} \leq 155 \text{ dB}$. Comparaisons analytique / DNS 3D / DNS 2D axi.

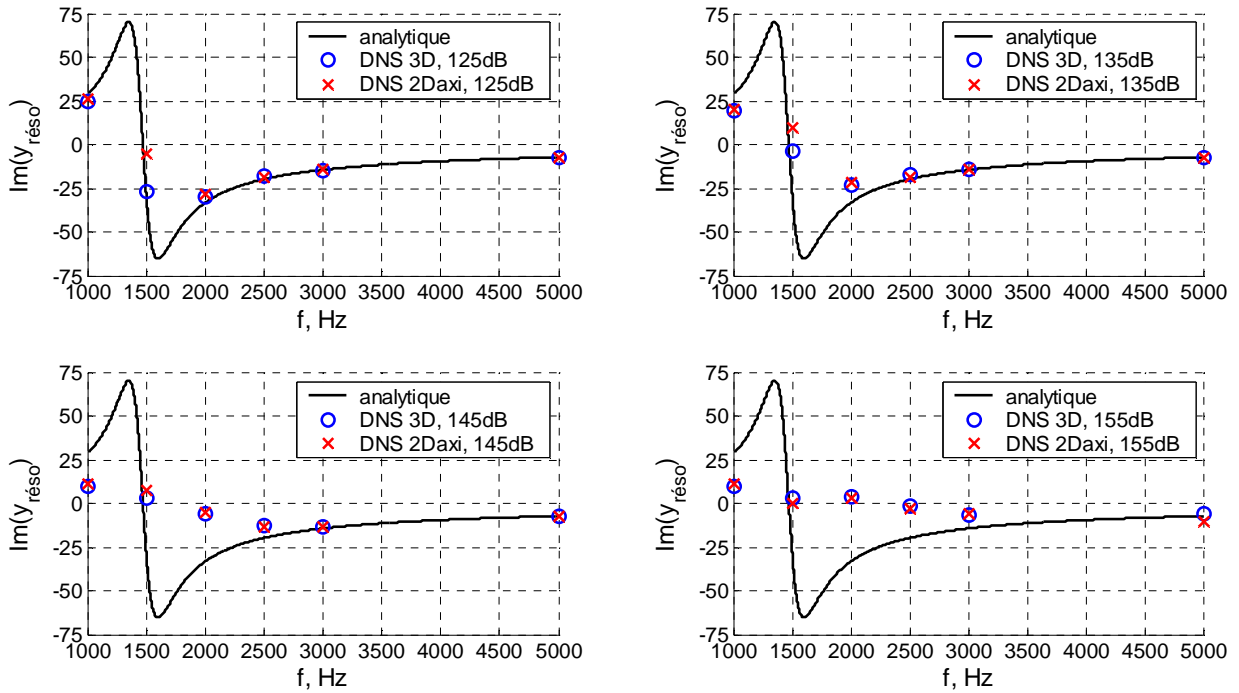


Figure 4. 19 - Spectre fréquentiel de la partie imaginaire de l'admittance réduite. $125 \text{ dB} \leq \text{SPL} \leq 155 \text{ dB}$. Comparaisons analytique / DNS 3D / DNS 2D axi.

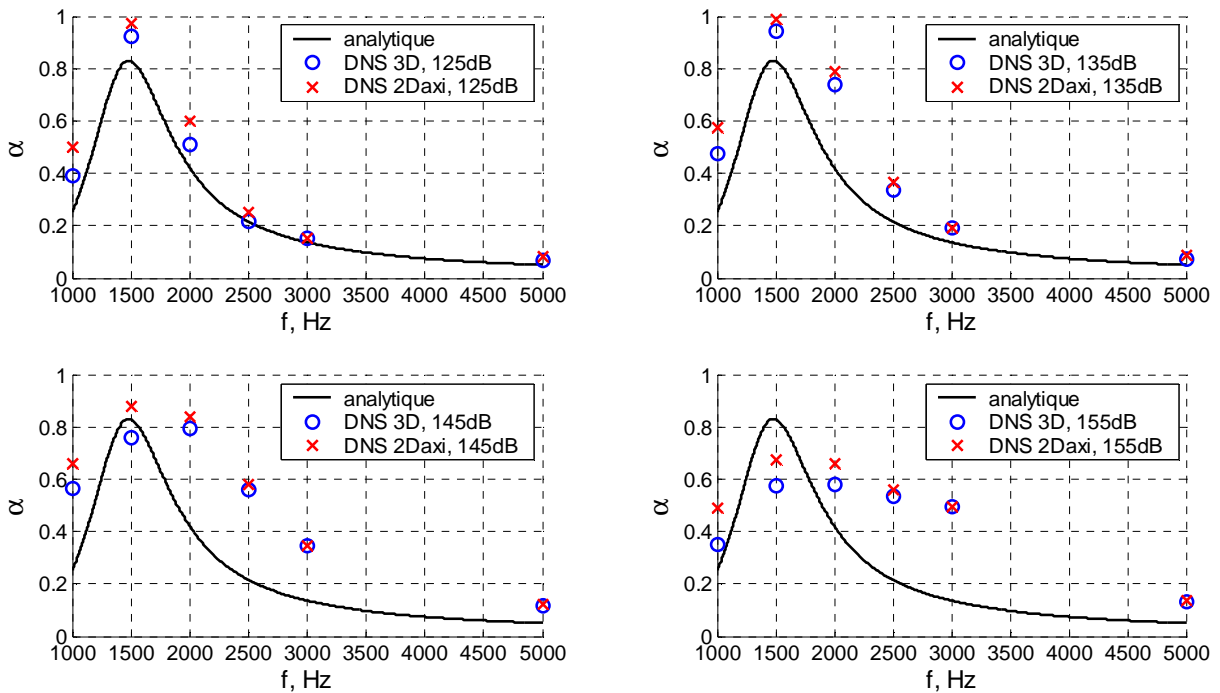


Figure 4. 20 - Spectre fréquentiel du coefficient d'absorption. $125 \text{ dB} \leq \text{SPL} \leq 155 \text{ dB}$. Comparaisons analytique / DNS 3D / DNS 2D axi.

Au vu de l'ensemble de ces résultats, on peut conclure que l'étude de l'absorption d'un résonateur cylindrique excité par des ondes acoustiques émises en incidence normale peut être menée au moyen de simulations 2D axisymétriques, quel que soit le niveau sonore et quelle que soit la fréquence d'excitation.

4.2.2. Évolution des courbes d'absorption en SPL

Afin de mieux étudier la dépendance entre le niveau sonore et les propriétés acoustiques du résonateur, les courbes d'absorption en SPL et non plus en fréquence sont désormais considérées. Deux évolutions distinctes sont mises en évidence.

4.2.2.1. Évolution connue

Comme l'illustre la Figure 4.21, pour les fréquences de « faible » absorption (3 000 Hz et 5 000 Hz), la partie réelle et la partie imaginaire de l'admittance réduite augmentent avec le SPL. Une évolution identique est trouvée pour le coefficient d'absorption.

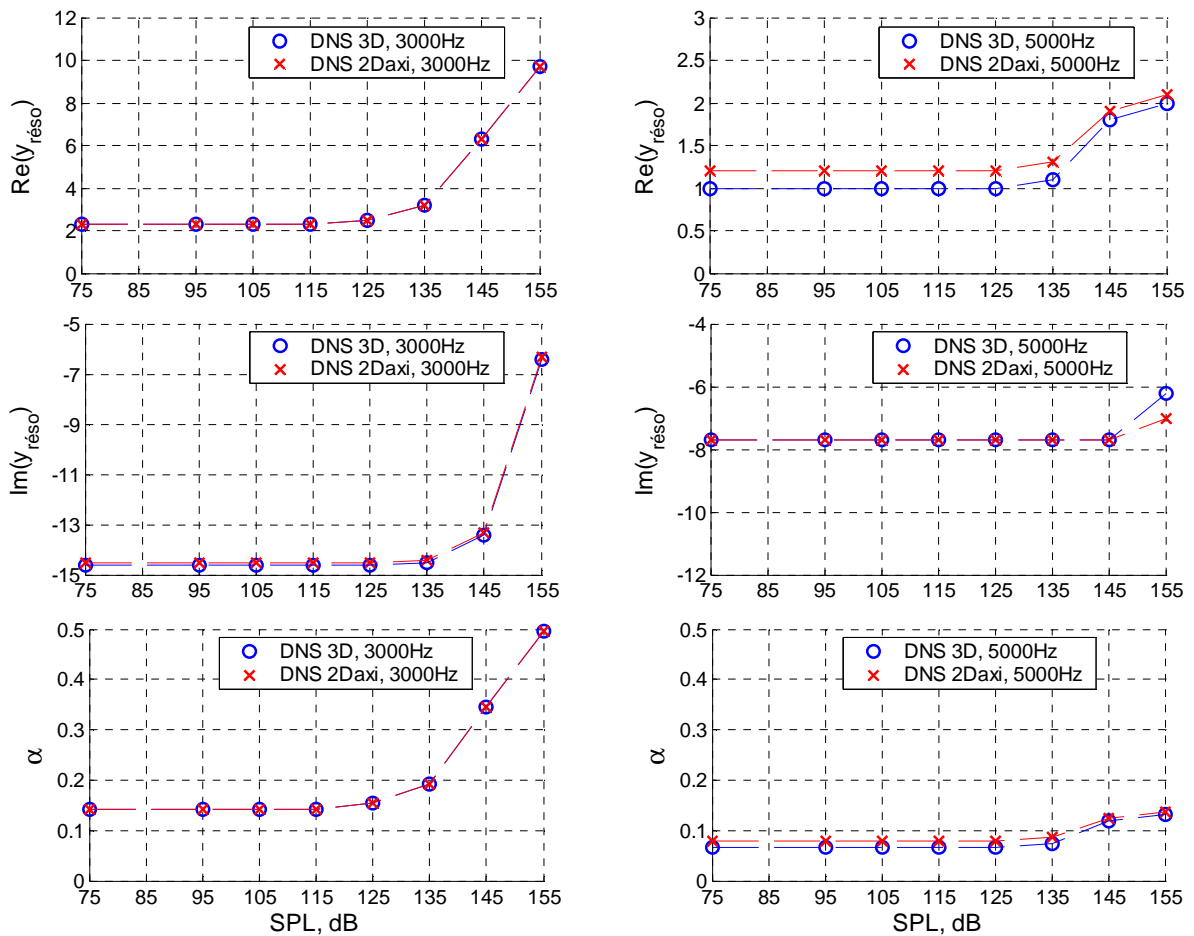


Figure 4. 21 - Variations en SPL de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'admittance réduite, ainsi que du coefficient d'absorption, à 3 000 Hz et 5 000 Hz. Comparaisons DNS 3D / DNS 2D-axi.

Ces résultats, obtenus pour une géométrie de résonateur cylindrique, rejoignent donc ceux de Tam, établis pour un résonateur plan :

- aux faibles SPL, tant que l'absorption ne se fait que par frottements visqueux, le coefficient d'absorption reste constant et égal à sa valeur analytique : c'est en ce sens que l'absorption du résonateur peut être qualifiée de « **linéaire** » ;
- à forts SPL en revanche, dès que les lâchés tourbillonnaires apparaissent, le coefficient d'absorption se met à augmenter : on peut alors parler d'absorption « **non-linéaire** », la valeur de α trouvée pour les faibles intensités sonores n'étant pas conservée.

Ainsi, comme le stipulait Tam, l'enclenchement du mécanisme de vortex shedding engendre effectivement une amélioration de l'absorption globale du résonateur. Pour effectuer des comparaisons plus quantitatives avec ses résultats, on calcule l'efficacité du résonateur, qu'il définit comme le rapport entre l'énergie dissipée et le flux acoustique incident intégré sur la section du *col*. Il s'avère que l'augmentation de l'absorption est moins nette que celle constatée par Tam (Figure 4.22) : entre l'efficacité à 155 dB et 75 dB, on trouve un facteur 3.5 à 3 000 Hz et 1.5 à 5 000 Hz, soit des valeurs bien inférieures à 17 (valeur calculée par Tam). Ces différences soulignent les limites des calculs 2D plans : ceux-ci ne permettent pas une évaluation satisfaisante des performances acoustiques des NIDA perforés. La nécessité de simulations 3D (ou 2D-axi) est donc confirmée.

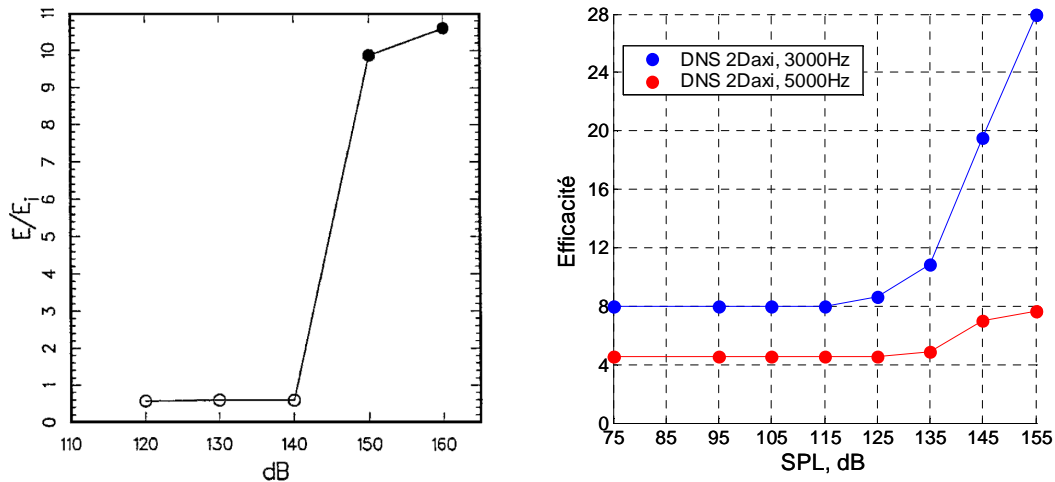


Figure 4. 22 - Efficacité du résonateur. Comparaisons entre les résultats de Tam (DNS 2D plan, 3 000 Hz, angle d'incidence de 30°) [Tam 2000] et nos résultats.

On vérifie enfin que les effets non-linéaires apparaissent plus tardivement à 5 000 Hz qu'à 3 000 Hz (dès 135 dB à 3 000 Hz, seulement à partir de 145 dB à 5 000 Hz). De plus, la pente avec laquelle α croît avec le SPL est 10 fois plus élevée à 3 000 Hz qu'à 5 000 Hz.

4.2.2.2. Évolution inédite

Pour les fréquences de plus forte absorption, les variations de l'admittance réduite avec le SPL (Figures 4.23 et 4.24) sont telles que le coefficient d'absorption connaît une évolution inédite : s'il augmente bien avec l'arrivée des premiers tourbillons, α finit par retomber après avoir atteint un maximum (Figure 4.25).

- À 1 000 Hz, les premières non-linéarités apparaissent à 125 dB. $\text{Re}(\gamma_{\text{réso}})$ augmente avec le SPL, passe par un maximum à 145 dB, puis chute pour atteindre une valeur inférieure à la valeur analytique. $\text{Im}(\gamma_{\text{réso}})$ décroît d'abord assez rapidement entre 125 dB et 145 dB, puis reste quasi-constante entre 145 dB et 155 dB.
- À 1 500 Hz, les premières non-linéarités apparaissent dès 115 dB. La courbe 2D-axi de $\text{Re}(\gamma_{\text{réso}})$ montre une décroissance de moins en moins rapide avec le SPL. D'après la courbe 3D, $\text{Re}(\gamma_{\text{réso}})$ augmente d'abord légèrement jusqu'à un maximum atteint à 125 dB, puis diminue. Les variations de $\text{Im}(\gamma_{\text{réso}})$ diffèrent aussi en fonction du calcul considéré : en 2D-axi, une croissance assez rapide de 115 dB à 135 dB est suivie d'une

décroissance plus lente jusqu'à 155 dB ; en 3D, l'augmentation est continue avec une pente d'abord élevée entre 115 dB et 135 dB, puis plus faible.

- À 2 000 Hz, les premières non-linéarités apparaissent à 125 dB. $\text{Re}(y_{\text{réso}})$ augmente nettement jusqu'à un maximum atteint pour un SPL se situant *a priori* entre 135 dB et 145 dB, puis diminue rapidement. $\text{Im}(y_{\text{réso}})$ croît à partir de 125 dB.
- À 2 500 Hz, on a des évolutions proches de celles à 2 000 Hz. Les premières non-linéarités apparaissent cependant plus tard, pour un SPL de 135 dB, et le maximum de $\text{Re}(y_{\text{réso}})$ est atteint à 145 dB.

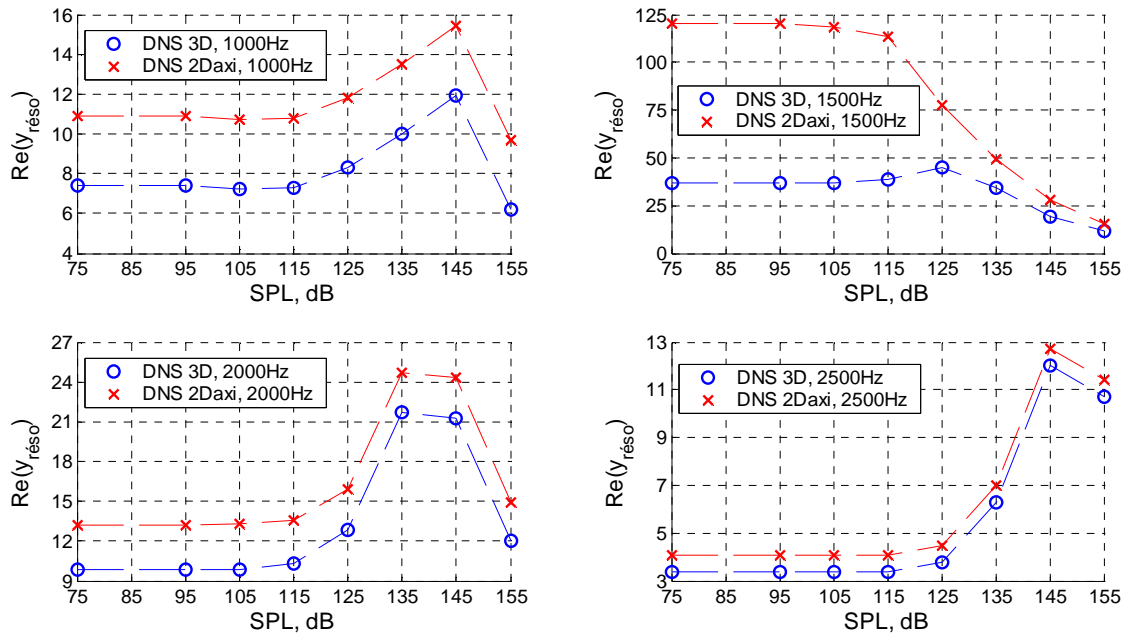


Figure 4. 23 - Variations en SPL de la partie réelle de l'admittance réduite. $1\ 000\ \text{Hz} \leq f \leq 2\ 500\ \text{Hz}$.

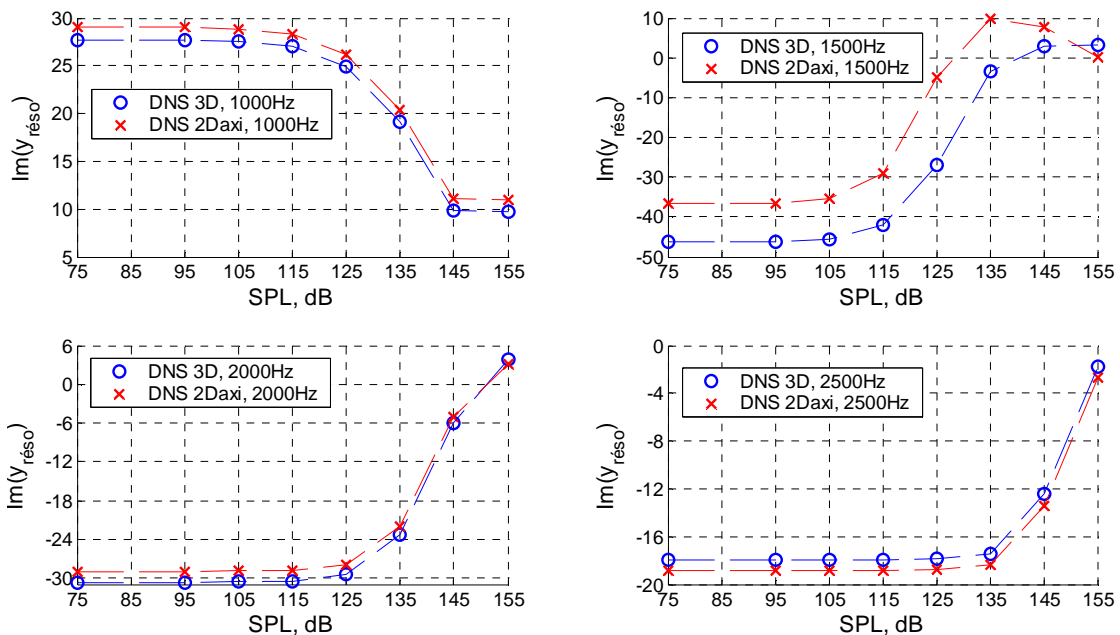


Figure 4. 24 - Variations en SPL de la partie imaginaire de l'admittance réduite. $1\ 000\ \text{Hz} \leq f \leq 2\ 500\ \text{Hz}$.

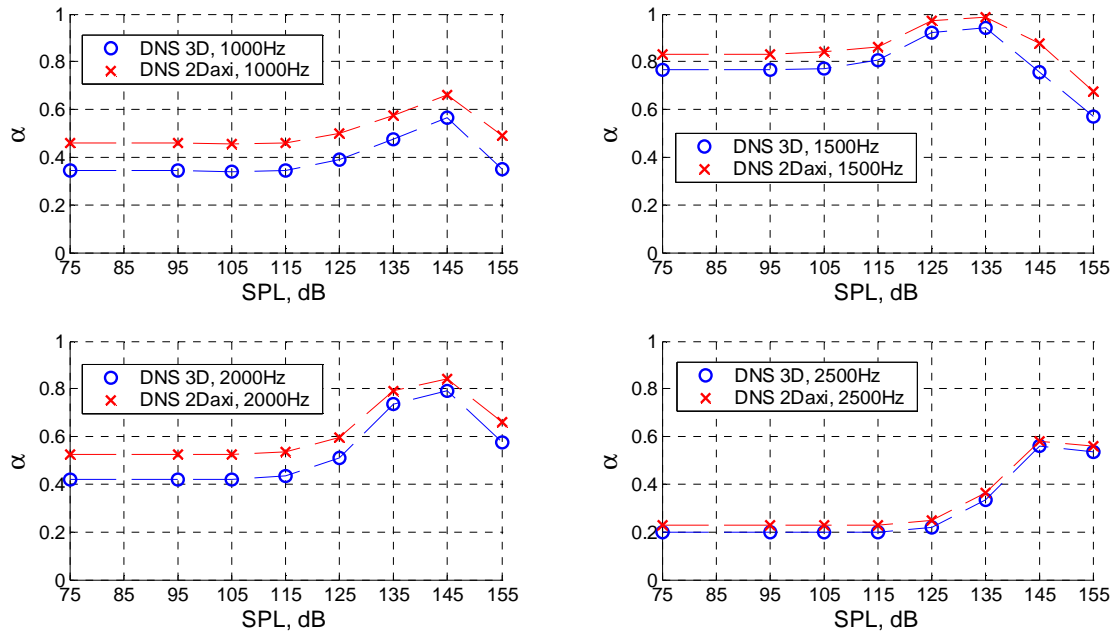


Figure 4. 25 - Variations en SPL du coefficient d'absorption. $1\ 000\ \text{Hz} \leq f \leq 2\ 500\ \text{Hz}$.

Les spectres d'absorption sont similaires pour les quatre fréquences. Plus on est proche de la résonance, plus α commence à varier tôt (135 dB à 2 500 Hz, 125 dB à 1 000 Hz et 2 000 Hz, 115 dB à 1 500 Hz) et plus le SPL associé au maximum d'absorption est bas (145-155 dB à 2 500 Hz, 145 dB à 1 000 Hz, 135-145 dB à 2 000 Hz, 125-135 dB à 1 500 Hz). De plus, à 1 500 Hz, α finit même par être inférieur à sa valeur analytique linéaire. La même observation est faite sur les rapports d'efficacité du résonateur entre 155 dB et 75 dB (Figure 4.26) : 2.4 à 2 500 Hz, 1.3 à 2 000 Hz, 1.1 à 1 000 Hz et 0.8 (< 1) à 1 500 Hz. L'efficacité du mécanisme de vortex shedding se voit donc remise en question : un nombre important de tourbillons ne garantit pas systématiquement une amélioration de l'absorption globale du résonateur.

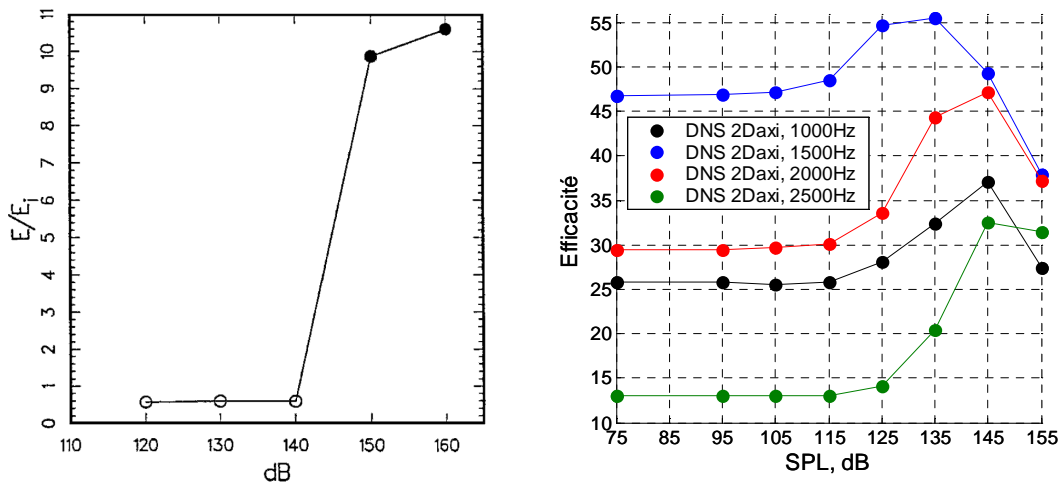


Figure 4. 26 - Efficacité du résonateur. Comparaisons entre les résultats de Tam (DNS 2D plan, 3 000 Hz, angle d'incidence de 30°) [Tam 2000] et nos résultats.

Dès lors, la distinction entre « absorption linéaire » et « absorption non-linéaire », proposée au paragraphe précédent, doit être reprécisée : il semble que les détachements tourbillonnaires finissent par affecter l'efficacité de l'absorption par frottements visqueux. Ce point fera l'objet du paragraphe 4.3, dans lequel les mécanismes de dissipation sont discriminés.

4.2.3. Modélisation semi-analytique de l'absorption à forts SPL

Les écarts entre les résultats des simulations et les prédictions analytiques à forts niveaux sonores ayant été mis en évidence, on se propose maintenant d'étudier la possibilité de modéliser les effets de l'augmentation du SPL. Trois fréquences, correspondant à des comportements acoustiques différents, sont choisies : 1 000 Hz, 1 500 Hz et 3 000 Hz.

4.2.3.1. Introduction d'une résistance non-linéaire

Maa propose de modifier les modèles analytiques par l'ajout d'une résistance R_{nl} dite « non-linéaire », égale au produit de la masse volumique et de l'amplitude de la vitesse acoustique dans le col [Maa 1994]. L'évaluation de la vitesse acoustique débitante moyenne dans le col paraissant plus fiable, on choisit l'expression suivante :

$$R_{nl} = \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{1}{s_{col}} \iint_{s_{col}} \rho' \left| \vec{v}'_x(x) \cdot \vec{d}s \right| \right) dt = \overline{|\rho' v'_D|} \quad (4.2)$$

L'impédance du résonateur et son admittance réduite s'écrivent alors :

$$Z_{rés} = (R_{col} + R_{nl}) + jX_{rés} \quad (4.3)$$

$$y_{rés} = \rho_0 c_0 \left(\frac{R_{col} + R_{nl}}{(R_{col} + R_{nl})^2 + X_{rés}^2} - j \frac{X_{rés}}{(R_{col} + R_{nl})^2 + X_{rés}^2} \right) \quad (4.4)$$

La détermination de la résistance non-linéaire nécessite l'accès aux champs aérodynamiques dans le col : il ne s'agit donc plus d'une *prédiction* analytique, mais d'une modélisation semi-analytique *a posteriori*. Physiquement, le vortex shedding est vu comme un mécanisme ayant pour seul effet d'augmenter la résistance rencontrée par le flux d'air créé par l'excitation acoustique, lors de son passage dans le col. Il est donc supposé que la réactance reste inchangée et, par suite, que la fréquence de résonance du résonateur n'est pas modifiée par les lâchés tourbillonnaires. La diminution, certes limitée, de la réactance réduite (rapport entre $X_{rés}$ et l'impédance de l'air au repos) en fonction du SPL, tracée sur la Figure 4.27 pour les trois fréquences d'étude, montre les limites de cette hypothèse.

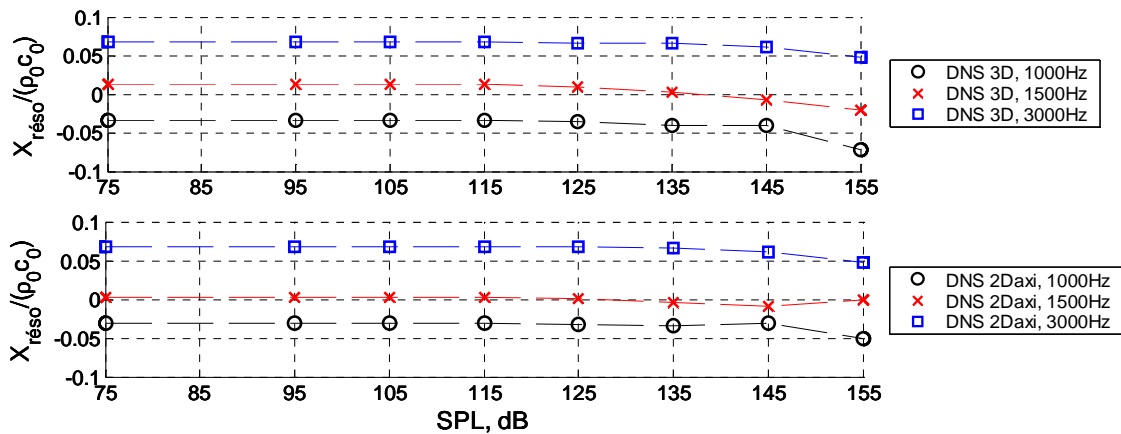


Figure 4.27 - Évolution de la réactance réduite du résonateur en fonction du SPL.
DNS 3D (*haut*) & 2D-axi (*bas*).

À partir des champs de vitesse axiale instantanée 3D, les vitesses débitantes moyennes sont évaluées. La Figure 4.28 illustre le fait que pour chacune des trois fréquences étudiées, la vitesse débitante dans le col croît en fonction du niveau sonore :

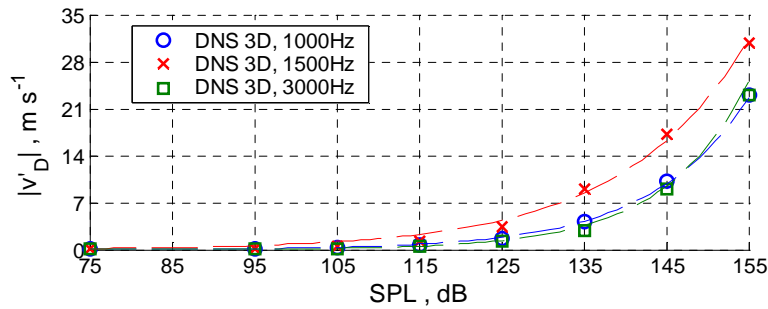


Figure 4. 28 - Variations des vitesses débitantes moyennes dans le col en fonction du SPL. DNS 3D.

Les résistances non-linéaires sont déterminées et les profils semi-analytiques des admittances réduites et des coefficients d'absorption sont tracés en fonction du SPL et du nombre de Reynolds débitant $Re_{\text{débitant}}$ calculé à partir du diamètre du col (Figures 4.29 à 4.31).

- À 1 000 Hz, l'effet de l'enclenchement du mécanisme de vortex shedding est très bien reproduit. Les variations de $Re(y_{\text{ réso}})$, $Im(y_{\text{ réso}})$ et α sont correctement modélisées. Les valeurs semi-analytiques coïncident mieux avec les résultats 3D pour les bas niveaux sonores, et avec les résultats 2D-axi pour les plus forts niveaux.
- À 1 500 Hz, la transition correspondant aux premiers lâchés tourbillonnaires est moins bien reproduite qu'à 1 000 Hz, la modélisation semi-analytique donnant un maximum d'absorption à 125 dB et non à 135 dB. À l'inverse de ce qui est constaté à 1 000 Hz, les valeurs semi-analytiques sont désormais en meilleur accord avec la DNS 2D-axi à faibles SPL, et avec la DNS 3D à forts SPL. Ceci tend à suggérer que les champs de vitesses laminaires dans le col du résonateur sont mieux reproduits par des calculs 2D-axi explicites d'ordre 2 en temps, alors que les détachements tourbillonnaires sont mieux simulés par des calculs 3D, même implicites d'ordre 1.
- À 3 000 Hz, les résultats des DNS sont bien reproduits par la modélisation semi-analytique. Un écart, surtout visible pour $Re(y_{\text{ réso}})$, est toutefois constaté à 155 dB.

Les vitesses débitantes étant des fonctions croissantes du SPL (Figure 4.28), les courbes en nombre de Reynolds débitant sont équivalentes. Elles clarifient le fait que les valeurs de $Re_{\text{débitant}}$ à partir desquelles les non-linéarités commencent à impacter les performances acoustiques du résonateur dépendent de la fréquence. De même, à 1 000 Hz et 1 500 Hz, la valeur de $Re_{\text{débitant}}$ à partir de laquelle α commence à chuter n'est pas constante :

f (Hz)	$Re_{\text{débitant}}$ « premières non-linéarités »	$Re_{\text{débitant}}$ « chute de l'absorption »
1 500	80 (\leftrightarrow 115 dB)	480 (\leftrightarrow 135 dB)
1 000	110 (\leftrightarrow 125 dB)	560 (\leftrightarrow 145 dB)
3 000	150 (\leftrightarrow 135 dB)	×

Tableau 4. 3 - Nombres de Reynolds débitants dans le col correspondant à des comportements particuliers du résonateur.

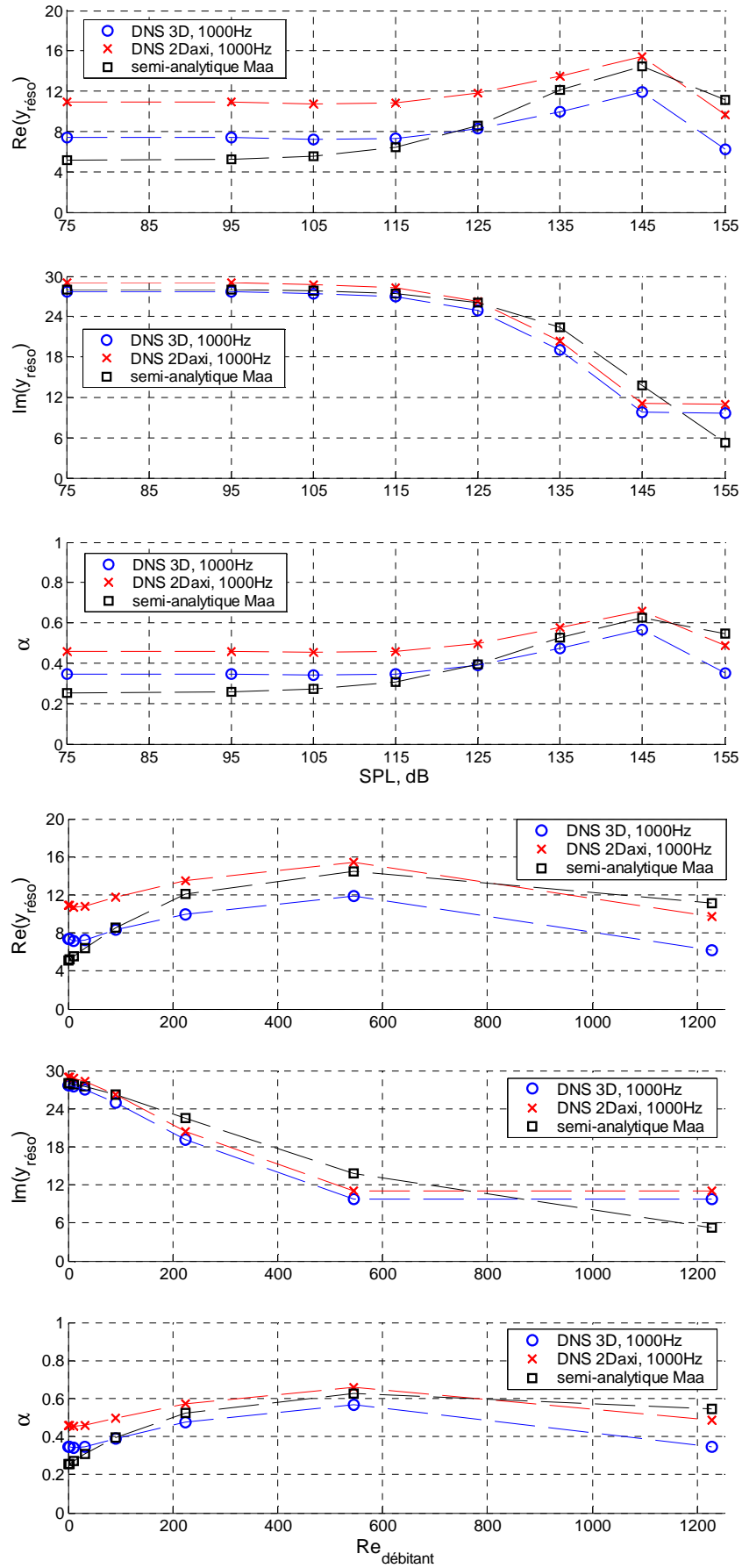


Figure 4. 29 - Confrontations DNS 3D et 2D-axi / modèle semi-analytique de Maa, à 1 000 Hz. Courbes en SPL (*haut*) et en nombre de Reynolds débitant (*bas*).

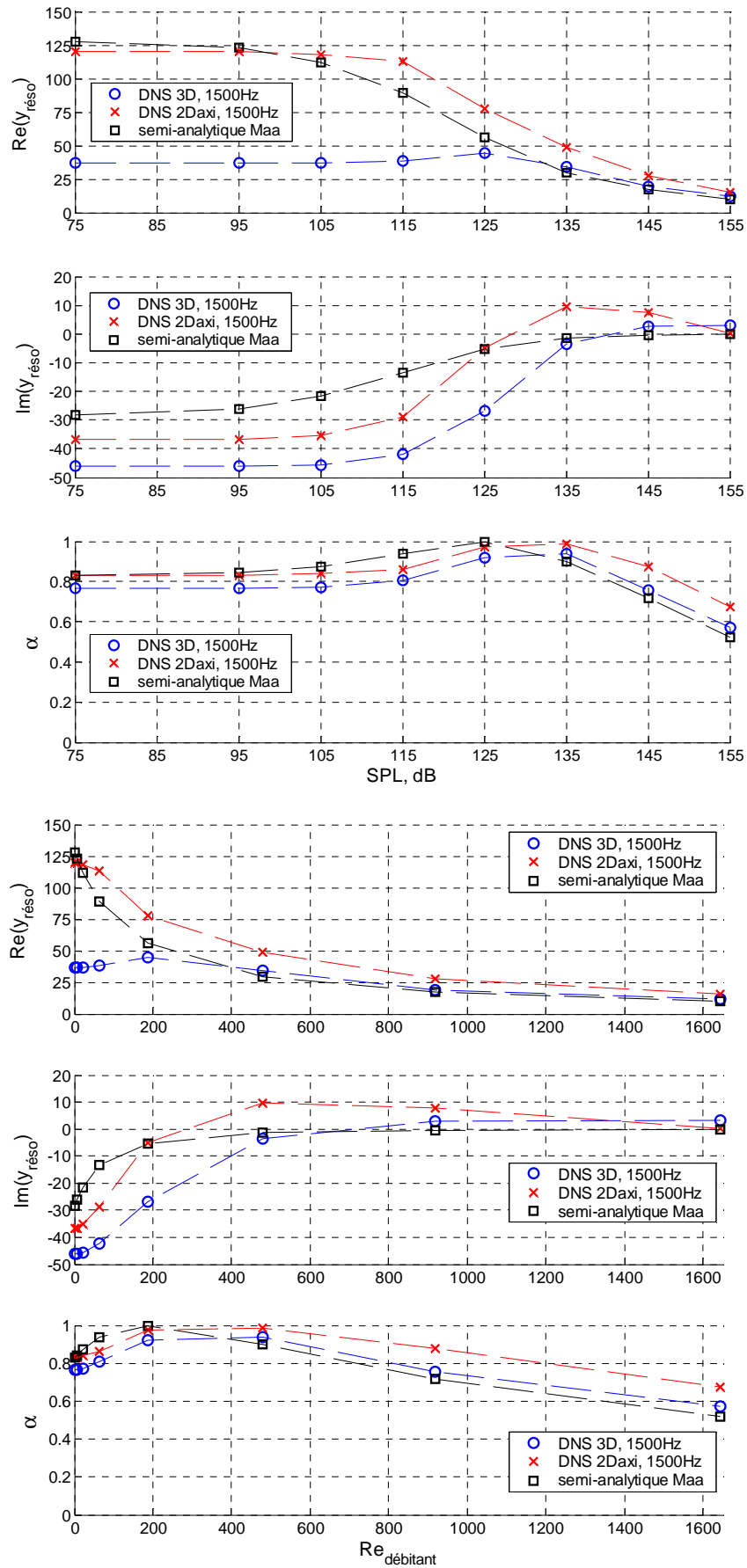


Figure 4. 30 - Confrontations DNS 3D et 2D-axi / modèle semi-analytique de Maa, à 1 500 Hz. Courbes en SPL (*haut*) et en nombre de Reynolds débitant (*bas*).

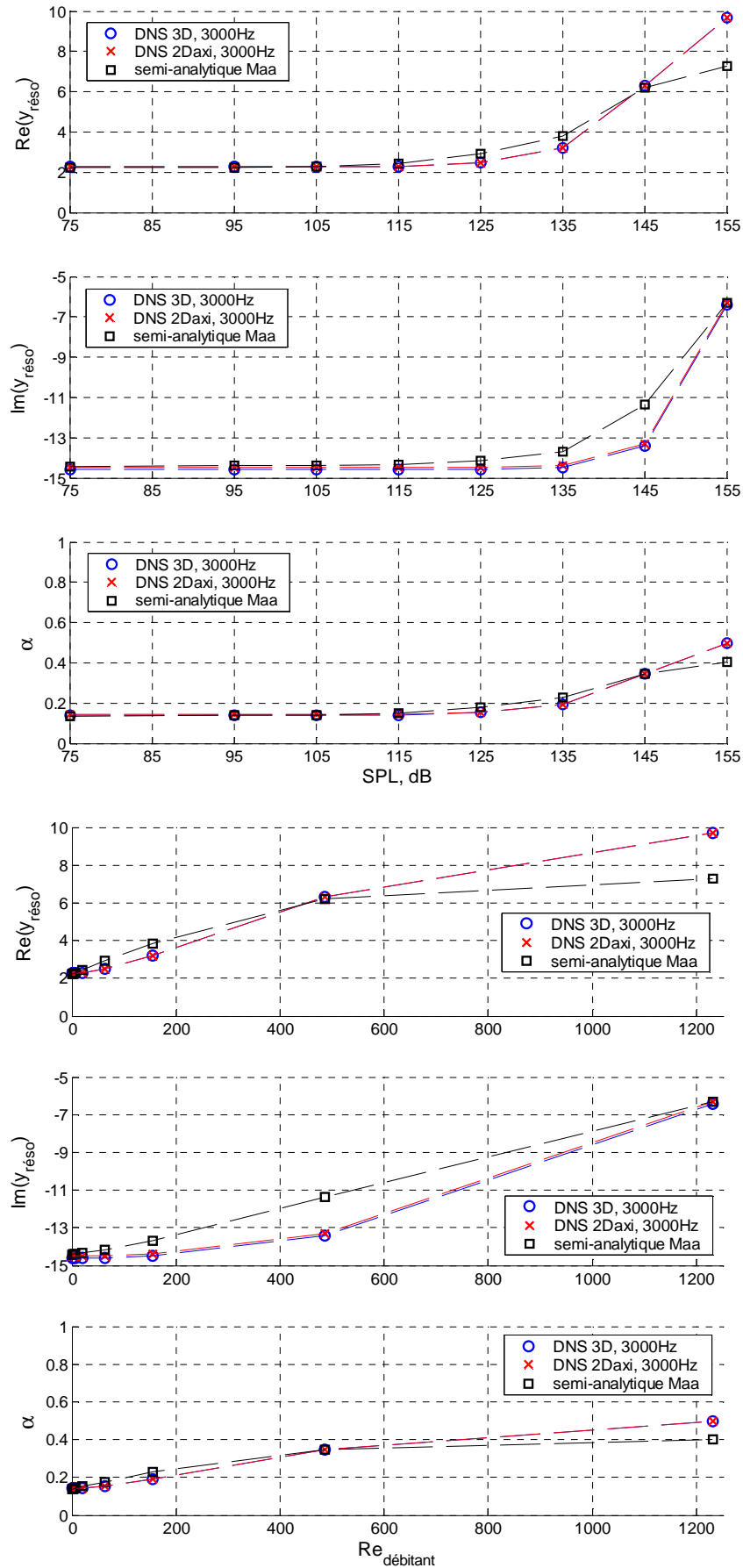


Figure 4. 31 - Confrontations DNS 3D et 2D-axi / modèle semi-analytique de Maa, à 3 000 Hz. Courbes en SPL (haut) et en nombre de Reynolds débitant (bas).

La modélisation semi-analytique donne donc des résultats satisfaisants. Cependant, au vu des écarts constatés au plus fort SPL et des courbes de la Figure 4.27, on peut s'interroger sur la validité de l'hypothèse selon laquelle la réactance du résonateur n'est pas modifiée par le vortex shedding. On peut, en particulier, se demander si la correction de col est toujours adéquate, d'autant qu'elle intervient aussi dans l'expression de la résistance visqueuse qui, comme on l'a suggéré dans le paragraphe 4.2.2, ne reste peut-être pas constante à forts SPL. À 1 000 Hz et 3 000 Hz, il s'avère qu'une diminution de Δe peut effectivement améliorer l'accord DNS / modélisation (Tableau 4.4). À 1 500 Hz, si la modification de la correction de col n'a pas d'effet notable, c'est la diminution de moitié de la résistance non-linéaire qui améliore nettement l'accord avec les résultats 2D-axi (Figure 4.32).

		DNS 2D-axi	semi-anal. (Δe Panton)	semi-anal. (Δe modifiée)
1 000 Hz	$Y_{\text{rés0}}$	$9.7 + j 11$	$11 + j 5.2$	$9.7 + j 6.7 (\Delta e = 0)$
	α	0.49	0.55	0.50 ($\Delta e = 0$)
3 000 Hz	$Y_{\text{rés0}}$	$9.7 - j 6.3$	$7.3 - j 6.3$	$9.4 - j 5.9 (\Delta e = \Delta e/2)$
	α	0.50	0.40	0.49 ($\Delta e = \Delta e/2$)

Tableau 4. 4 - Admittances réduites à 155 dB. Effet d'une modification de la correction de col.

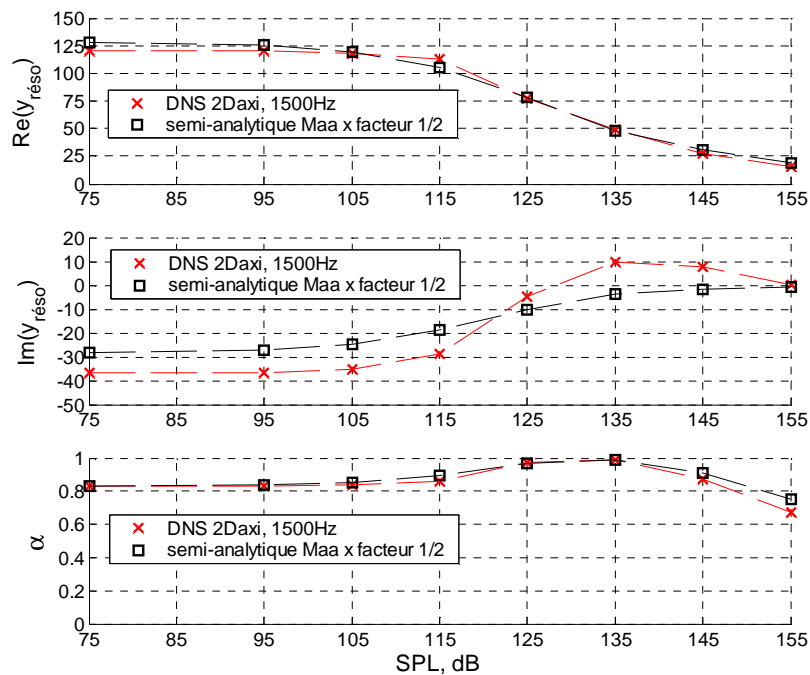


Figure 4. 32 - Amélioration de l'accord entre les résultats DNS 2D-axi et les valeurs semi-analytiques par la multiplication de la résistance non-linéaire de Maa par un facteur 1/2, à 1 500 Hz.

Physiquement, la nécessité de diminuer la correction de col montre que les zones proches du col du résonateur, perturbées par le mécanisme de dissipation par frottements visqueux, deviennent moins volumineuses à forts niveaux sonores ; la nécessité de diminuer la résistance non-linéaire met en évidence le fait que la modélisation semi-analytique surévalue la résistance due au vortex shedding par rapport à la résistance visqueuse. La nécessité d'évaluer l'évolution de l'efficacité relative de ces mécanismes de dissipation en fonction du SPL est donc une nouvelle fois mise en évidence.

4.2.3.2. Vers une modélisation prédictive ?

Bien qu'elle nécessite des améliorations, la modélisation proposée pour le domaine non-linéaire reste néanmoins satisfaisante. Sa vraie limitation est qu'elle n'est pas prédictive, la connaissance des vitesses débitantes dans le col du résonateur nécessitant en effet autant de simulations numériques que de couples {fréquence / SPL}. Le modèle deviendrait prédictif à condition d'exprimer la résistance non-linéaire en fonction de « données d'entrée » du problème, telles que les vitesses acoustiques incidentes quadratiques moyennes $\overline{v_i'}$:

$$\overline{v_i'} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T v_i'^2(t) dt} = \frac{V_i'}{\sqrt{2}} = \frac{2 \cdot 10^{-5}}{\rho_0 c_0} 10^{\frac{SPL}{20}} \quad (4.5)$$

$$R_{nl} = \frac{S_{conduit}}{s_{col}} \xi \rho_0 \overline{v_i'} \quad (4.6)$$

$$\xi = \frac{\overline{v_D'}}{S_{conduit} \overline{v_i'}} \quad (4.7)$$

V_i' est l'amplitude de la vitesse acoustique incidente de l'onde supposée plane progressive ; ξ est une grandeur adimensionnée dont les variations en fonction du SPL sont tracées pour nos trois fréquences d'étude sur la Figure 4.33 :

- À 3 000 Hz, entre 135 dB et 155 dB, ξ est quasi-constant (égal à environ 0.18).
- À 1 000 Hz, entre 125 dB et 155 dB, ξ décroît lentement de 0.37 à 0.18.
- À 1 500 Hz, entre 115 dB et 155 dB, ξ décroît nettement de 0.8 à 0.2.

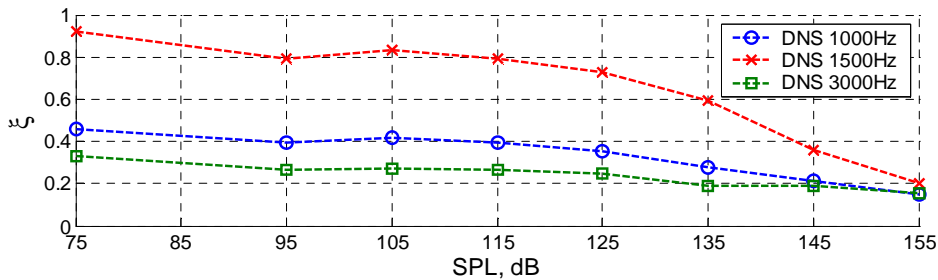


Figure 4. 33 - Variations en fonction du SPL du rapport entre les vitesses débitantes dans le col et les vitesses acoustiques incidentes (multipliées par le rapport des sections du conduit et du col).

Aucune relation simple entre les vitesses débitantes dans le col et les vitesses acoustiques incidentes ne se dégage donc à forts SPL. Le facteur ξ introduit dans la formulation de l'équation (4.6) ne peut être déterminé qu'à partir de résultats de simulations numériques. Il est ainsi possible d'exprimer la résistance non-linéaire en fonction des vitesses acoustiques incidentes, mais pas de manière prédictive. Des études plus approfondies restent nécessaires.

4.2.4. Discussion sur la validité des méthodes d'évaluation utilisées

Afin de vérifier la validité des méthodes d'évaluation des propriétés acoustiques du résonateur pour les forts SPL, on considère les résultats des simulations 3D à 1 500 Hz et 155 dB.

La Figure 4.34 valide l'hypothèse selon laquelle le résonateur absorbe l'énergie acoustique à la fréquence de l'excitation sonore. Les spectres de Fourier des pressions stationnaires observées par les capteurs positionnés sur l'axe du conduit (en $x_1 = 5$ mm, $x_2 = 10$ mm, $x_3 = 50$ mm et $x_4 = 55$ mm) se caractérisent toujours par un pic prépondérant à 1 500 Hz (les modules à 3 000 Hz émergent du spectre, mais demeurent 20 fois inférieurs). La Figure 4.35 valide la robustesse de la méthode de la fonction de transfert, les résultats trouvés pour l'admittance réduite et le coefficient d'absorption étant quasi-indépendants du couple de capteurs considéré. Les écarts relatifs ($< 3\%$) sont même inférieurs à ceux constatés à bas SPL. Enfin, la méthode des bilans de flux sonores est validée par la Figure 4.36 : les valeurs du coefficient d'absorption varient de moins de 1% d'une section de conduit à l'autre.

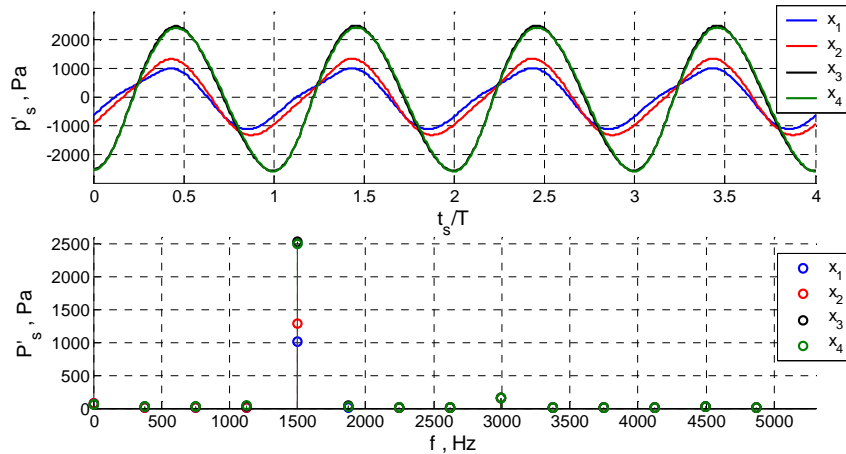


Figure 4. 34 - Modules de la pression acoustique stationnaire obtenus par FFT. DNS 3D, 1 500 Hz, 155 dB.

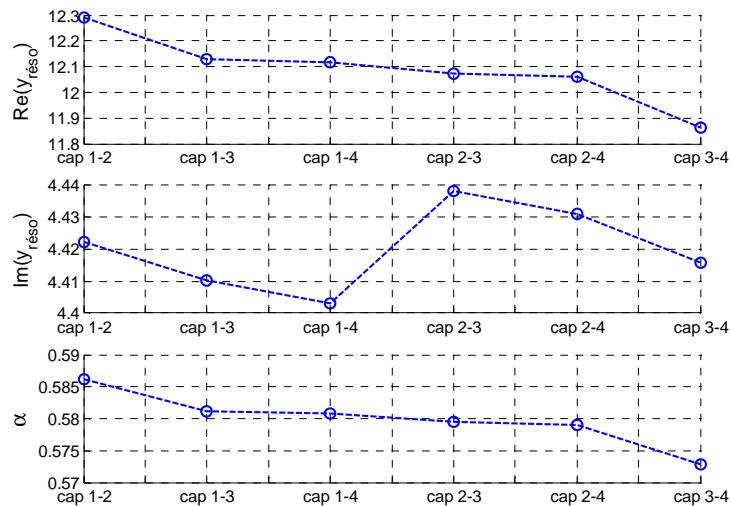


Figure 4. 35 - Variations des résultats issus de la méthode de la fonction de transfert selon le couple de capteurs choisi. DNS 3D, 1 500 Hz, 155 dB.

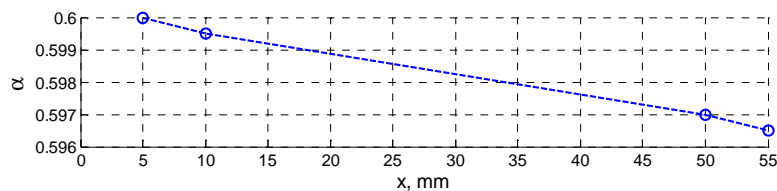


Figure 4. 36 - Variations des résultats issus de la méthode des bilans de flux d'intensité acoustique selon la section de conduit choisie. DNS 3D, 1 500 Hz, 155 dB.

4.3. Évaluation de l'efficacité relative des absorptions par vortex shedding et par frottements visqueux

Les résultats du paragraphe 4.2 ont souligné la nécessité d'évaluer l'importance relative des deux principaux mécanismes d'absorption du résonateur : les frottements visqueux et le vortex shedding (le rayonnement est négligé, au même titre que la conduction thermique). On suppose que la résistance du résonateur (renommée ici $R_{\text{réso}}$ par souci de clarté) se décompose comme la somme d'une résistance visqueuse R_{visc} et d'une résistance due au vortex shedding R_{vortex} . Afin d'accéder à chaque résistance séparément, on procède à des simulations Euler 3D, qui, par définition, ne prennent pas en compte la viscosité. L'hypothèse est alors faite qu'en première approximation, le mécanisme de détachement tourbillonnaire est indépendant de l'existence ou non de frottements visqueux dans le col du résonateur. Ainsi, on peut écrire :

$$R_{\text{réso}} = R_{\text{visc}} + R_{\text{vortex}} \text{ avec } \begin{cases} R_{\text{vortex}} = R_{\text{Euler}} \\ R_{\text{visc}} = R_{\text{Navier-Stokes}} - R_{\text{Euler}} \end{cases} \quad (4.8)$$

où $R_{\text{Navier-Stokes}}$ et R_{Euler} sont les résistances obtenues respectivement à partir des simulations numériques directes Navier-Stokes et des calculs Euler. Les simulations sont effectuées à 3 000 Hz et 1 500 Hz. Les résistances réduites (adimensionnées par l'impédance de l'air au repos) sont tracées sur les Figures 4.37 et 4.38.

Pour les deux fréquences, les valeurs de R_{Euler} sont quasi-nulles à bas SPL, ce qui était attendu puisque les pertes par viscosité, prépondérantes à ces niveaux, ne sont pas prises en compte. Elles augmentent une fois le mécanisme de vortex shedding enclenché (à 135 dB à 3 000 Hz, dès 115 dB à 1 500 Hz). En outre, pour les plus forts niveaux, l'accord entre les calculs Navier-Stokes et Euler est très bon, voire excellent. Une première conclusion majeure peut donc être tirée : une simulation Euler semble suffire à reproduire proprement le comportement acoustique d'un résonateur excité par des ondes sonores de fort SPL, ce qui représente un gain moyen en temps CPU d'environ 25%.

La décomposition de $R_{\text{réso}}$ en R_{visc} et R_{vortex} amène de nouvelles conclusions :

- La résistance due au vortex shedding est une fonction croissante du SPL ; cette évolution est en accord avec la modélisation semi-analytique de Maa.
- La partie visqueuse de la résistance ne reste pas constante indépendamment de l'intensité sonore : à 3 000 Hz, R_{visc} s'effondre dès l'apparition des premiers tourbillons ; à 1 500 Hz, la même évolution est constatée entre 105 dB et 125 dB, puis R_{visc} augmente de nouveau. L'absorption par frottements visqueux, considérée jusqu'à présent comme un phénomène « linéaire », subit, elle aussi, des non-linéarités à forts SPL. La modélisation semi-analytique est donc remise en cause, l'ajout d'une résistance non-linéaire ne prenant pas en compte ces variations de la résistance visqueuse avec le niveau sonore. De fait, l'hypothèse (formulée dans le paragraphe 4.2.3) selon laquelle la contribution de la dissipation visqueuse à 1 500 Hz était sous-estimée à forts SPL est bien confirmée.
- À 3 000 Hz, le rapport entre R_{vortex} et R_{visc} augmente : à 155 dB, R_{vortex} est même 40 fois supérieure, ce qui certifie la prédominance du vortex shedding observée par Tam. À 1 500 Hz en revanche, ce rapport atteint un maximum de 70 à 125 dB puis chute à 20 pour les SPL plus élevés : un tel comportement nuance fortement la prépondérance du vortex shedding sur la dissipation visqueuse.

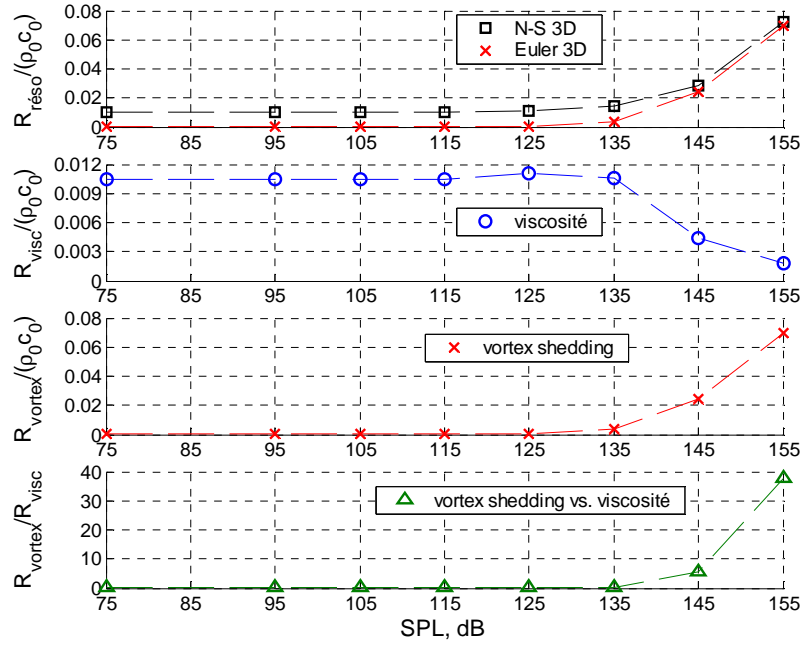


Figure 4. 37 - Résistance visqueuse et résistance due au vortex shedding. DNS 3D, 3 000 Hz.

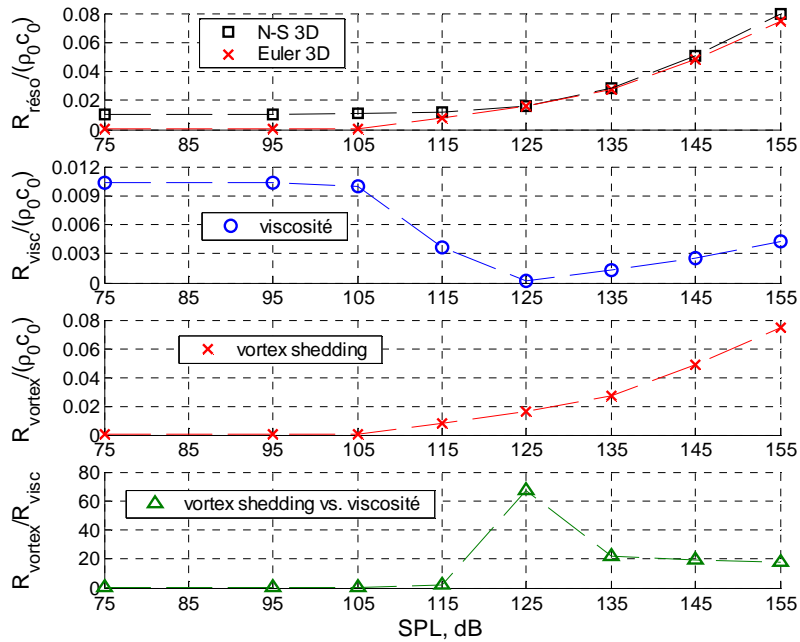


Figure 4. 38 - Résistance visqueuse et résistance due au vortex shedding. DNS 3D, 1 500 Hz.

Les non-linéarités de la dissipation visqueuse peuvent également être mises en évidence d'un point de vue énergétique, en considérant les coefficients d'absorption $\alpha_{\text{Navier-Stokes}}$ et α_{Euler} respectivement issus des simulations numériques Navier-Stokes directes et Euler. La fonction d'écrantage β_{nl} (définie par l'équation (4.9)) ne reste pas constante et égale à 0 lorsque le SPL varie (Figure 4.39) : l'absorption par vortex shedding ne s'ajoute donc pas à l'absorption visqueuse sans interaction.

$$\beta_{\text{nl}} = 1 - \frac{\alpha_{\text{Navier-Stokes}} - \alpha_{\text{Euler}}}{\alpha_{\text{analytique}}} \quad (4.9)$$

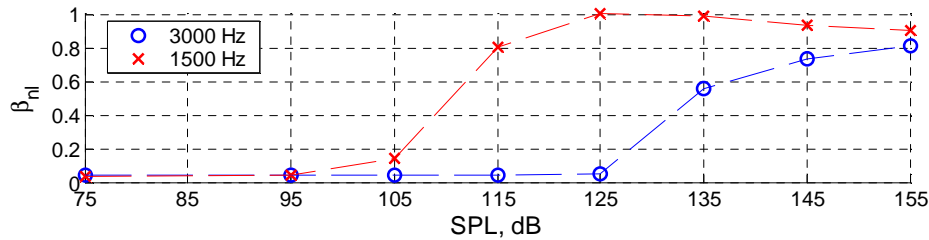


Figure 4.39 - Fonctions d'écrantage non-linéaires à 3 000 Hz et 1 500 Hz.

Ces résultats nous autorisent à avancer une théorie plus complète de l'absorption des résonateurs à forts niveaux sonores :

- Les premiers lâchés de tourbillons ont pour effet d'altérer l'efficacité des frottements visqueux dans le col du résonateur. L'essentiel de l'énergie acoustique absorbée est alors transférée en énergie cinétique rotationnelle. Si le coefficient d'absorption à bas SPL est faible, c'est ce phénomène et lui seul qui est observé. Ainsi, l'amélioration de l'absorption des NIDA perforés ne serait possible qu'en favorisant l'apparition des tourbillons : certains auteurs ont d'ailleurs étudié la possibilité d'avoir des cols en forme évasée [Tam 2005] afin de tenter de multiplier le nombre de tourbillons.
- Cependant, si le coefficient d'absorption à bas SPL est déjà élevé (ce qui est souvent le cas autour de la résonance), un second effet de couplage entre les deux mécanismes apparaît : la saturation de l'efficacité du vortex shedding. Les tourbillons absorbent toujours plus d'énergie au fur et à mesure que le niveau sonore croît (leurs vitesses rotationnelles sont de plus en plus importantes), mais l'augmentation de l'énergie qu'ils dissipent finit par être moins rapide que l'augmentation de l'énergie acoustique incidente. Ce comportement, jusqu'ici ignoré, confirme l'hypothèse formulée dans le paragraphe 4.2.2.2 selon laquelle la meilleure absorption n'est pas nécessairement obtenue dans le cas où les tourbillons sont les plus nombreux et les plus énergétiques.

4.4. Évaluation de l'influence de l'incidence des ondes sonores

Des simulations sont menées pour des ondes émises en incidence rasante. L'évaluation des propriétés acoustiques du résonateur se fait selon les méthodes globales (à partir des signaux temporels relevés par des capteurs en entrée et sortie du conduit) et locales (à partir des signaux relevés dans la section d'entrée du col du résonateur) introduites au chapitre précédent. Deux cas, correspondant aux conditions des mesures LDV, sont considérés :

- $f = 1\,592$ Hz ; SPL = 142 dB
- $f = 3\,136$ Hz ; SPL = 141.5 dB

4.4.1. Approches globales

La Figure 4.40 illustre les variations analytiques des pressions incidentes, transmises et réfléchies, construites à partir des modules et phases à la fréquence d'excitation acoustique des signaux temporels donnés par les calculs DNS 3D une fois le régime stationnaire établi. Les coefficients de transmission et de réflexion étant déterminés, l'admittance réduite du résonateur est déduite par la formule de l'équation (3.36). Des bilans de flux d'intensité sonore permettent également d'accéder au coefficient d'absorption et au facteur d'atténuation

acoustique. Les valeurs numériques ainsi obtenues sont données par les Tableaux 4.5 et 4.6. Comme à faible niveau sonore, les valeurs de $y_{\text{réso}}$ trouvées en incidence rasante sont assez proches de celles trouvées en incidence normale, sauf en partie imaginaire à 1 592 Hz. Les écarts constatés ne permettent donc pas de conclure rigoureusement à une éventuelle conservation de l'admittance. La conclusion est donc identique à celle du chapitre 3 : la propriété supposée de réaction localisée du résonateur n'est pas confirmée pour les forts SPL. L'évaluation de $y_{\text{réso}}$ par des approches locales s'avère nécessaire (paragraphe 4.4.2).

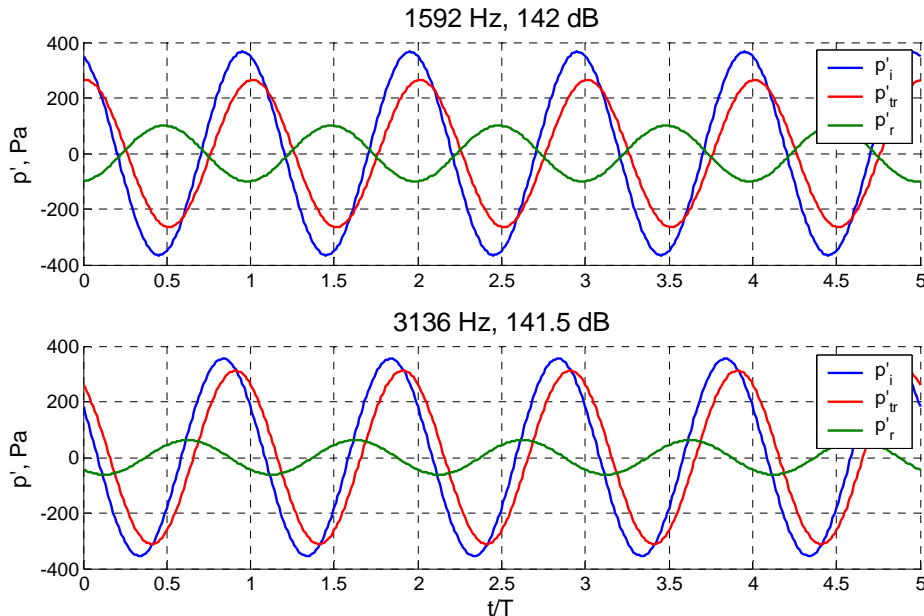


Figure 4. 40 - Courbes analytiques des pressions incidentes, transmises et réfléchies issues de DNS 3D.

1 592 Hz, 142 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	28.0	32.7
Im ($y_{\text{réso}}$)	6.2	12.7
3 136 Hz, 141.5 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	5.6	3.2
Im ($y_{\text{réso}}$)	- 13.2	- 15.4

Tableau 4. 5 - Admittances réduites en incidence normale et en incidence rasante. DNS 3D.

Les résultats du Tableau 4.6 confirment que le coefficient d'absorption n'est pas intrinsèque au résonateur et ne se conserve donc pas lors du passage à l'incidence rasante. On note que les valeurs de α et de TL calculées à 1 592 Hz à 142 dB sont très proches de celles obtenues à 105 dB ; à 3 136 Hz, entre 107 dB et 141.5 dB, α et TL augmentent. Ces évolutions sont équivalentes à celles constatées en incidence normale. Des simulations supplémentaires en incidence rasante, pour des SPL intermédiaires, sont toutefois nécessaires pour interpréter ces résultats de manière plus approfondie.

1 592 Hz, 142 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
α	0.80	0.37
TL (dB)	×	2.6
3 136 Hz, 141.5 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
α	0.29	0.18
TL (dB)	×	1.0

Tableau 4. 6 - Coefficients d'absorption et facteurs d'atténuation acoustique en incidence normale et en incidence rasante. DNS 3D.

4.4.2. Approches locales

Les profils d'admittance réduite sur la section d'entrée du col du résonateur, obtenus comme à faible SPL (paragraphe 3.5), sont tracés sur les Figures 4.41 et 4.42 pour les deux cas d'étude. L'effet des non-linéarités dues aux fortes intensités sonores est visible, l'axisymétrie étant moins parfaite qu'à faible SPL, notamment à 1 592 Hz, près de la résonance. Les valeurs moyennes obtenues à partir de ces profils sont récapitulées dans le Tableau 4.7 :

1 592 Hz, 142 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	33.4	33.5
Im ($y_{\text{réso}}$)	2.8	3.1
3 136 Hz, 141.5 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	5.0	4.8
Im ($y_{\text{réso}}$)	- 13.3	- 13.9

Tableau 4. 7 - Admittances réduites moyennes calculées à partir des profils d'admittances dans le col.

Les valeurs d'admittances réduites moyennes obtenues en incidence normale et en incidence rasante sont quasi-identiques, à 1 592 Hz comme à 3 136 Hz, en partie réelle et en partie imaginaire (des écarts relatifs inférieurs à 10% sont relevés). Ces accords tendent à montrer que même à forts SPL, l'admittance réduite est indépendante de l'incidence de l'excitation acoustique : la propriété de réaction localisée est donc bien conservée quand le niveau d'intensité acoustique augmente.

On note d'autre part qu'en incidence normale, à 1 592 Hz, la partie réelle de $y_{\text{réso}}$ calculée par un post-traitement *local* des simulations 3D est plus proche de la valeur *globale* 2D-axi que de la valeur globale 3D. Cette observation, déjà faite à faible SPL, suggère que l'exploitation par

méthodes *globales* des simulations 2D axisymétriques explicites Runge-Kutta 2 donne des résultats plus exacts que les simulations 3D implicites d'ordre 1, mais que l'exploitation *locale* des calculs 3D, au niveau du col, donne néanmoins des résultats tout aussi satisfaisants.

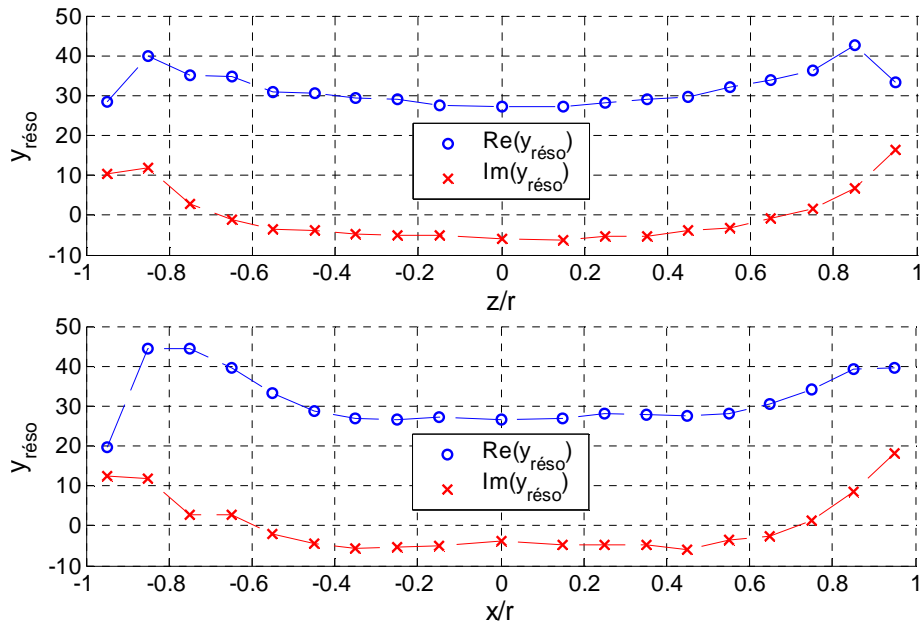


Figure 4. 41 - Profils d'admittance réduite en incidence normale (*haut*) et en incidence rasante (*bas*).
DNS 3D, 1 592 Hz, 142 dB.

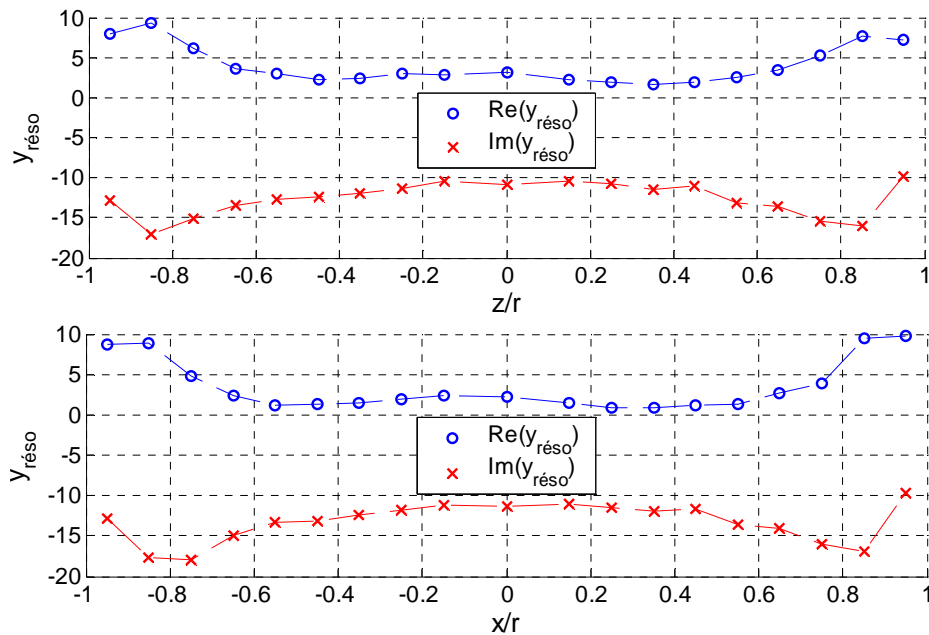


Figure 4. 42 - Profils d'admittance réduite en incidence normale (*haut*) et en incidence rasante (*bas*).
DNS 3D, 3 136 Hz, 141.5 dB.

La seconde approche locale, qui repose sur l'évaluation préalable de pressions et vitesses normales moyennes dans la section d'entrée du col, est également mise en œuvre. Les variations temporelles de ces grandeurs spatialement moyennées sont données par les Figures 4.43 à 4.46 :

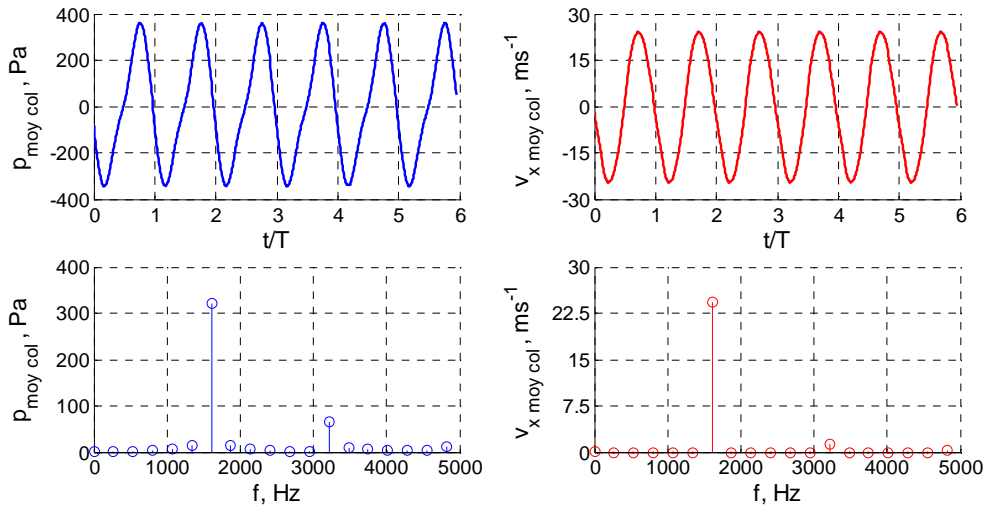


Figure 4. 43 - Pression et vitesse moyenne dans le col ; variation temporelle et spectre de Fourier. DNS 3D, incidence normale, 1 592 Hz, 142 dB.

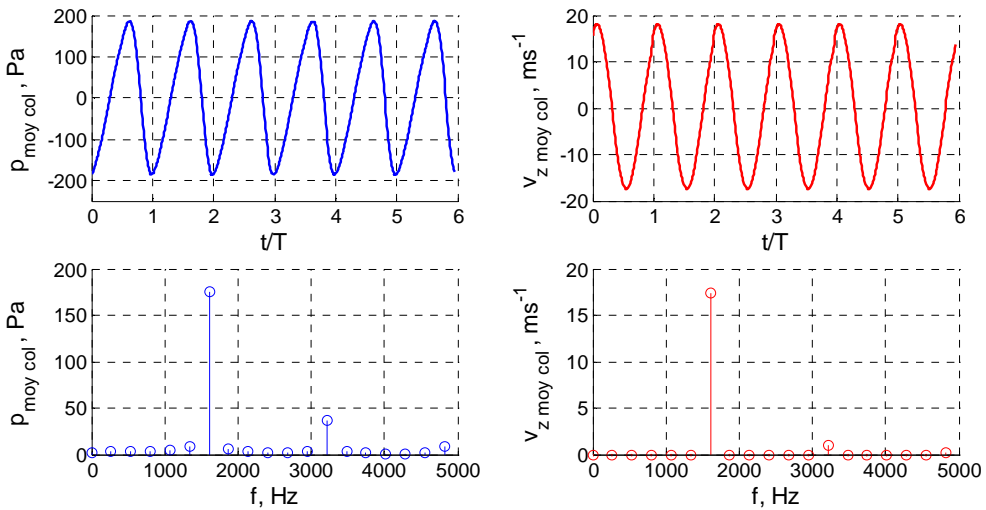


Figure 4. 44 - Pression et vitesse moyenne dans le col ; variation temporelle et spectre de Fourier. DNS 3D, incidence rasante, 1 592 Hz, 142 dB.

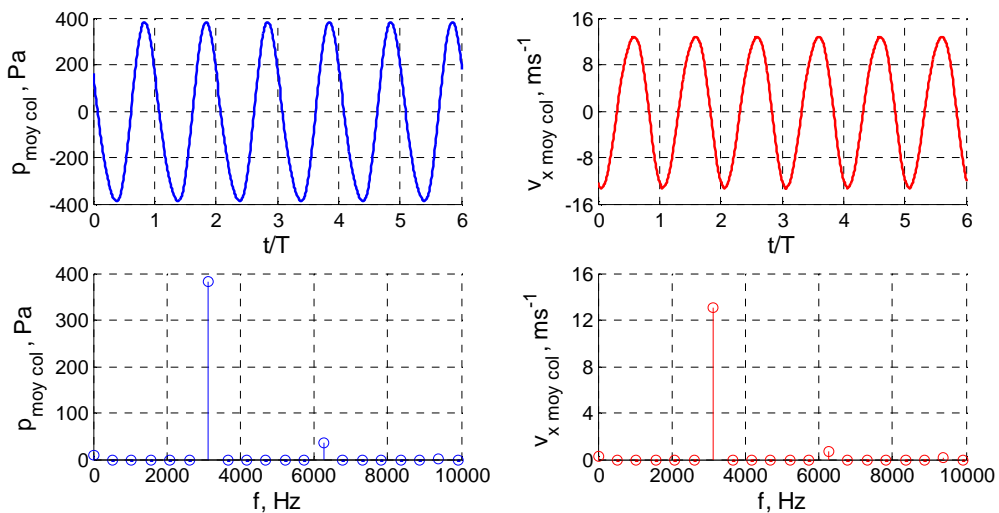


Figure 4. 45 - Pression et vitesse moyenne dans le col ; variation temporelle et spectre de Fourier. DNS 3D, incidence normale, 3 136 Hz, 141.5 dB.

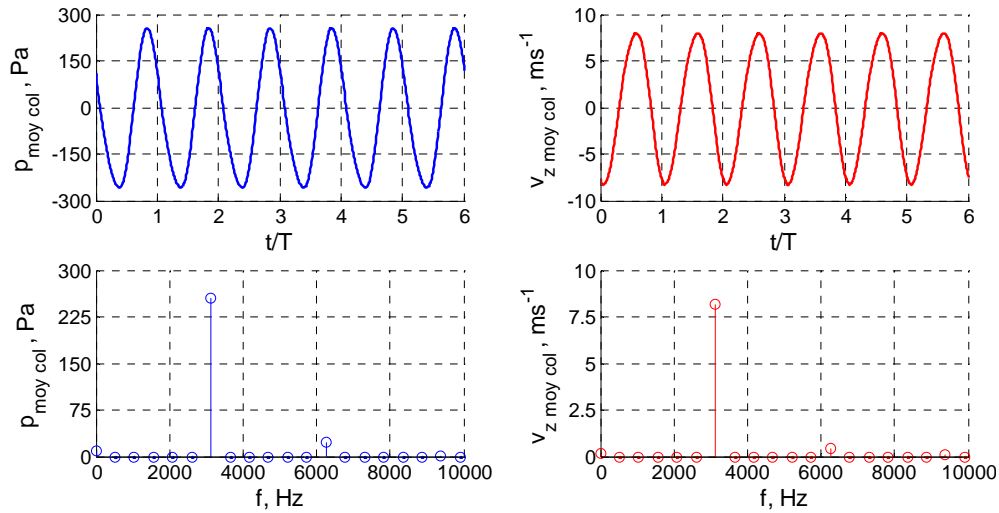


Figure 4. 46 - Pression et vitesse moyenne dans le col ; variation temporelle et spectre de Fourier. DNS 3D, incidence rasante, 3 136 Hz, 141.5 dB.

Les spectres de Fourier des pressions moyennes sont marqués par l'émergence de pics d'amplitudes non négligeables à la fréquence double. À 3 136 Hz, l'amplitude des pics à la fréquence d'excitation reste plus de 10 fois supérieure à celle des pics secondaires, mais ce ratio tombe à 4 à 1 592 Hz. On est donc à la limite du domaine de validité de la méthode, qui suppose des variations harmoniques pour les signaux moyens de pressions et de vitesses. Les admittances réduites obtenues sont en bon accord avec celles calculées par la première approche locale et sont cohérentes avec les valeurs globales (Tableau 4.8). La conservation de $y_{\text{réso}}$ n'est donc pas remise en cause, malgré des écarts plus importants qu'à faible SPL.

1 592 Hz, 142 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	31.4	41.3
Im ($y_{\text{réso}}$)	0.6	1.1
3 136 Hz, 141.5 dB		
	3D incidence normale	3D incidence rasante
Re ($y_{\text{réso}}$)	2.7	2.5
Im ($y_{\text{réso}}$)	- 14.1	- 13.2

Tableau 4. 8 - Admittances réduites calculées à partir des vitesses et pressions moyennes dans le col.

Dans ce chapitre, l'effet des non-linéarités dues aux forts SPL sur les propriétés acoustiques du résonateur a été évalué : la distinction des dissipations par viscosité et par vortex shedding a permis d'améliorer la compréhension de l'absorption des NIDA perforés. La conservation de l'impédance du résonateur d'une incidence à l'autre a, en outre, été établie.

Le chapitre 5 permettra de discuter l'influence du couplage non-linéaire d'un écoulement rasant aux ondes sonores incidentes.

– Chapitre 5 –

SIMULATION NUMÉRIQUE DES EFFETS DU COUPLAGE ÉCOULEMENT / ACOUSTIQUE SUR L'ABSORPTION DU NIDA PERFORÉ

Ce chapitre a pour objet l'étude de la seconde source de non-linéarité de l'absorption des NIDA perforés, liée au couplage entre des ondes acoustiques et un écoulement de nombre de Mach choisi égal à 0.1.

Le couplage aéroacoustique est d'abord simulé numériquement pour des excitations sonores de bas SPL, puis pour des excitations sonores de forts SPL. Dans les deux cas, l'effet de l'écoulement sur les mécanismes d'absorption du résonateur est mis en évidence par l'analyse des champs fluctuants de vitesse et de pression. Son influence sur l'impédance moyenne est alors évaluée par les approches globales et locales déjà mises en œuvre dans les chapitres précédents.

Ces résultats sont ensuite confrontés à des modèles analytiques empiriques, et à des mesures LDV effectuées sur une géométrie identique de résonateur, pour les mêmes excitations aéroacoustiques.

SOMMAIRE

5.1. Démarche d'étude et paramétrage du problème	105
5.1.1. Contexte et démarche proposée	105
5.1.2. Paramétrage numérique	108
5.1.2.1. Configurations d'étude	108
5.1.2.2. Géométrie et maillages	108
5.1.2.3. Mise en œuvre du couplage aéroacoustique	109
5.2. Couplage aéroacoustique à faible intensité sonore	112
5.2.1. Mise en évidence des mécanismes de dissipation	112
5.2.2. Effet de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur : évaluation globale	113
5.2.3. Effet de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur : évaluation locale	114
5.3. Couplage aéroacoustique à forte intensité sonore	118
5.3.1. Mise en évidence des mécanismes de dissipation	118
5.3.2. Effet de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur : évaluation globale	120
5.3.3. Effet de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur : évaluation locale	121
5.4. Modélisations empiriques du couplage aéroacoustique	124
5.5. Confrontation des simulations numériques aux essais expérimentaux LDV	126
5.5.1. Comparaisons préliminaires sans écoulement	127
5.5.2. Comparaisons avec écoulement	132

5.1. Démarche d'étude et paramétrage du problème

5.1.1. Contexte et démarche proposée

Les non-linéarités introduites par le couplage d'un écoulement d'air rasant à des excitations sonores ont jusqu'à présent fait l'objet d'études plus expérimentales que numériques. Dans sa thèse, Malmary revient sur les différentes méthodes de mesure de l'impédance d'un matériau absorbant en présence d'un écoulement tangentiel [Malmary 2000]. Parmi ces techniques, on distingue usuellement les méthodes « directes » et les méthodes « indirectes ».

Les méthodes « directes » sont des méthodes de mesures *in-situ* : l'impédance du matériau est déterminée par la mesure de la pression acoustique, la vitesse acoustique étant ensuite déduite analytiquement ou numériquement. La technique la plus classique, particulièrement adaptée aux matériaux présentant une couche résistive de faible épaisseur, tels les panneaux perforés de NIDA, est celle des deux microphones [Dean 1974, Hersh 1978, Cummings 1987, Simonich 2006]. Elle repose sur des mesures de pression à la surface du matériau et au fond de la cavité (notées respectivement p'_1 et p'_4 sur la Figure 5.1). L'épaisseur de la couche résistive étant négligée devant la longueur d'onde, l'impédance Z_{couche} se calcule selon l'expression de l'équation (5.1). Cette méthode a été appliquée à des résonateurs par Hersh [Hersh 1979] et reprise plus récemment par Malmary pour des écoulements de nombres de Mach allant jusqu'à 0.7 et des niveaux sonores maximaux de 150 dB [Malmary 2000].

$$Z_{\text{couche}} = j \rho_0 c_0 \left(\cotan(kD) - \frac{1}{\sin(kD)} \frac{p'_1}{p'_4} \right) \quad (5.1)$$

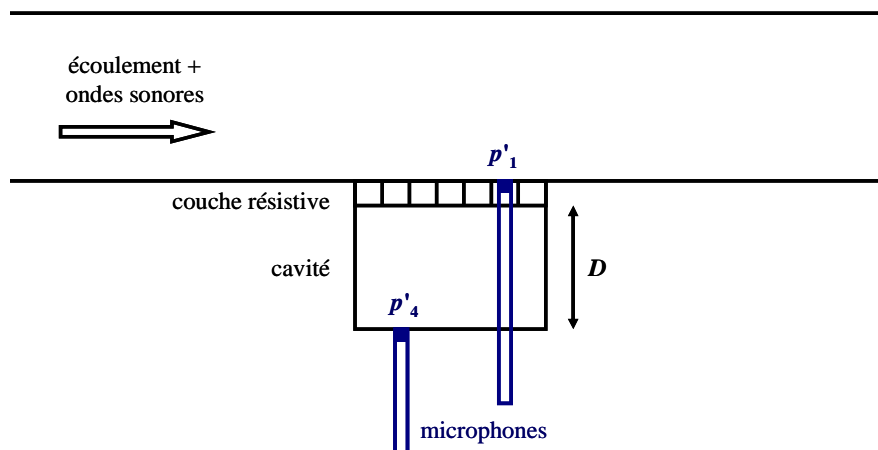


Figure 5.1 - Technique des deux microphones destinée à la mesure de l'impédance d'un matériau absorbant en présence d'écoulement [Malmary 2000].

Au cours des dernières années, plusieurs techniques expérimentales de mesure directe de la vitesse acoustique ont été développées. Citons les trois principales :

- l'anémométrie à fil chaud : la mesure s'effectue au moyen d'un fil conducteur chauffé électriquement placé dans l'écoulement d'air, dont la vitesse est déduite à partir du transfert de chaleur entre le fil et le fluide [Ville 1999, Lebiga 1999]. Cette méthode présente les désavantages d'être intrusive et très sensible à l'étalonnage du capteur.
- la vélocimétrie par image de particules (PIV, « Particle Image Velocimetry ») : cette méthode optique non-intrusive consiste à ensemencher l'écoulement par des particules

submicroniques puis à le soumettre à deux illuminations successives par flashes laser. Les deux images sont alors traitées par corrélation afin que soient déterminées les positions successives d'une particule donnée, d'où la vitesse recherchée. La pertinence de l'application de cette technique à la mesure de vitesse acoustique a été démontrée par Hann [Hann 1997]. Depuis, plusieurs campagnes de mesures en tube à impédance ont été effectuées [Blackshire 1997, Van der Eerden 1998, Siddiqui 2008].

- la vélocimétrie laser Doppler (LDV, « Laser Doppler Velocimetry ») : par cette autre méthode de mesure optique non-intrusive, la vitesse acoustique est extraite à partir du décalage par effet Doppler de la fréquence de la lumière laser incidente diffusée par de petites particules en suspension supposées suivre le mouvement de fluide.

À l'heure actuelle, la méthode la plus utilisée pour les mesures d'impédance est la LDV. En PIV, la cadence d'acquisition de mesures est plus faible et l'accès au champ de vitesse en proche paroi n'est possible qu'en diminuant fortement la taille de la fenêtre de mesure.

Depuis 2004, l'ONERA s'est doté d'un banc aéro-thermo-acoustique (« banc B2A ») dédié à la mesure de la vitesse acoustique par vélocimétrie laser Doppler à franges. Comme l'illustre la Figure 5.2, le banc B2A est constitué d'une veine d'essai de 4 m de long et de section carrée de 50 mm de côté. Il permet de générer des écoulements d'air rasants de Mach maximal égal à 0.4 à froid. Les deux haut-parleurs dont il est muni engendrent des ondes acoustiques planes atteignant des niveaux sonores de 140 dB pour des fréquences comprises entre 300 et 3 400 Hz. La cellule d'essai, de 200 mm de long, permet de tester des matériaux absorbants d'épaisseur allant jusqu'à 100 mm. Le pavillon exponentiel en sortie de conduit permet de limiter le taux de réflexion des ondes sonores à 0.2. Le système de mesure par LDV, dont Lavieille donne un descriptif détaillé dans sa thèse [Lavieille 2007], est constitué d'un dispositif optique (source de lumière laser, séparateur de couleurs, cellule de Bragg, optique de division, fibres de conduction, optique de focalisation et optique de réception), d'un générateur d'ensemencement, d'un banc de déplacement tridimensionnel et d'une chaîne de traitement des signaux (Figure 5.3). Les mesures, effectuées avec une cadence d'au moins 13 000 particules par seconde, donnent les trois composantes des vitesses. La vitesse globale \vec{V} mesurée peut être vue comme la somme de la vitesse moyenne de l'écoulement \vec{U}_0 et de la vitesse fluctuante \vec{u} , qui inclut une partie acoustique \vec{v}' et une partie turbulente \vec{v}^{tu} :

$$\vec{V} = \vec{U}_0 + \vec{u} = \vec{U}_0 + \vec{v}' + \vec{v}^{tu} \quad (5.2)$$

La vitesse acoustique est alors extraite en faisant l'hypothèse que les phénomènes acoustiques sont entièrement décorrélés des phénomènes turbulents : la technique de rejet de la turbulence repose sur les travaux de Chung [Chung 1980] et a été mise en œuvre dans le cadre de la thèse de Minotti [Minotti 2004]. La vitesse acoustique finalement obtenue s'écrit sous la forme d'une fonction temporelle sinusoïdale harmonique à la fréquence f de l'excitation :

$$v'_i = \text{Re} [|v'_i| \exp(j(2\pi ft - \varphi))] \quad (5.3)$$

$|v'_i|$ et φ sont les modules et phases de la vitesse acoustique.

Les mesures LDV effectuées sur le banc B2A ont fait l'objet de communications récentes [Piot 2010a, 2010b], parfois en comparaison avec des mesures PIV [Heuwinkel 2010].

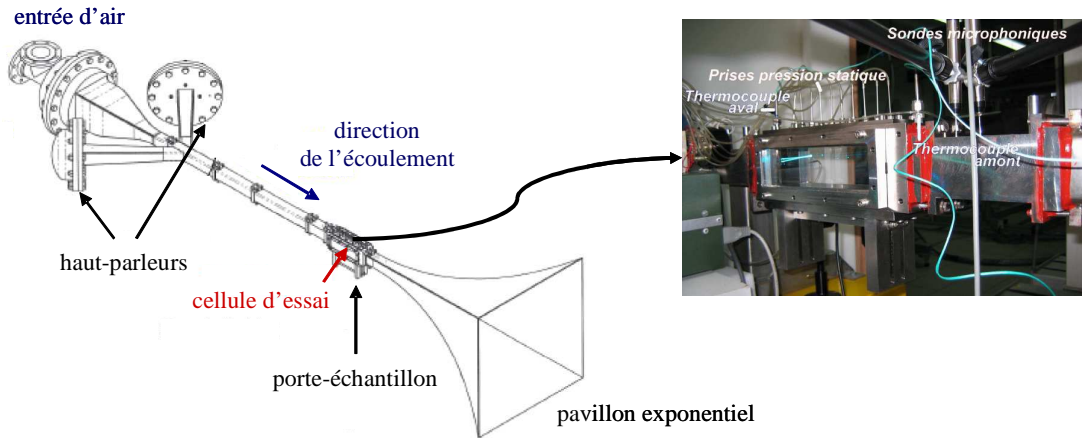


Figure 5.2 - Schéma du banc aéro-thermo-acoustique de l'ONERA (gauche) et instrumentation de la zone d'essai (droite) [Lavielle 2006, 2007].

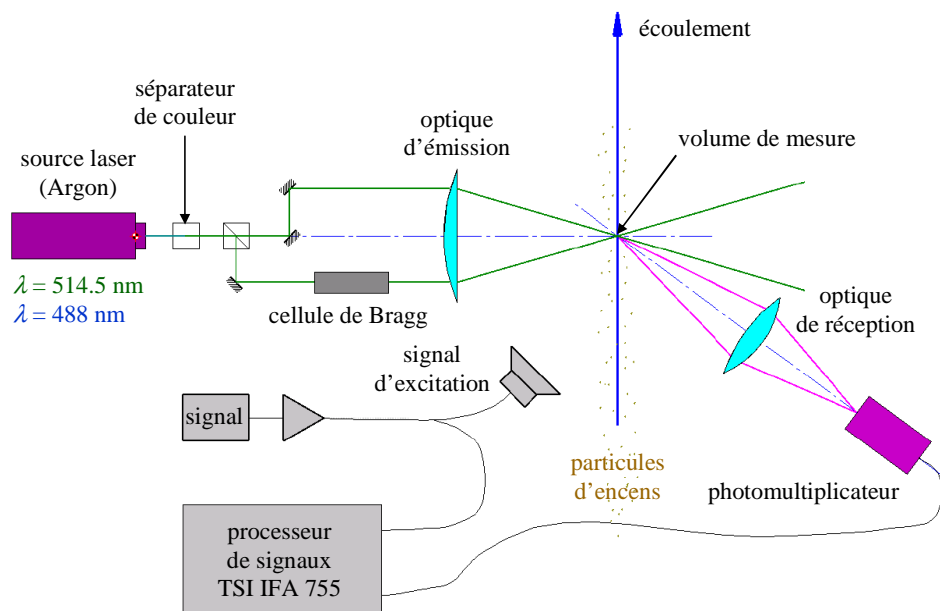


Figure 5.3 - Système de vélocimétrie laser du banc B2A [Lavielle 2007].

Les méthodes « indirectes » sont des méthodes « inverses ». Une des plus connues est la technique de mesure dite « education method », développée dernièrement par la NASA. Elle se base sur l'utilisation d'un microphone mobile (Figure 5.4) permettant d'avoir accès à la pression acoustique sur la paroi inférieure en amont et en aval de l'absorbant, et sur la paroi opposée. Sous l'hypothèse d'un écoulement uniforme et au moyen d'un calcul par éléments finis, l'impédance est déterminée par un polynôme dont les coefficients sont identifiés à partir des mesures de pression [Watson 1999, 2010]. Pour s'affranchir de l'hypothèse d'écoulement uniforme, des études sont aujourd'hui menées sur l'influence du profil d'écoulement sur l'impédance du matériau absorbant [Jones 2010]. L'application des approches indirectes nécessite la mise en œuvre de modèles analytiques ou semi-empiriques de propagation acoustique le long d'une paroi traitée, afin que l'impédance soit obtenue par des algorithmes de minimisation entre les mesures et les valeurs données par le modèle [Elnady 2004, Aurégan 2004, Leroux 2005]. La plupart des conditions limites d'impédance utilisées sont issues des modèles de Pridmore-Brown pour les matériaux absorbants de longueur infinie [Pridmore-Brown 1958] ou de Myers pour les matériaux absorbants de longueur finie

[Myers 1980]. Plusieurs études récentes ont visé à proposer des conditions aux limites adaptées à des géométries complexes [Delattre 2009] ou à des conditions aérodynamiques particulières telles que la présence d'un écoulement rasant de sens contraire [Renou 2010].

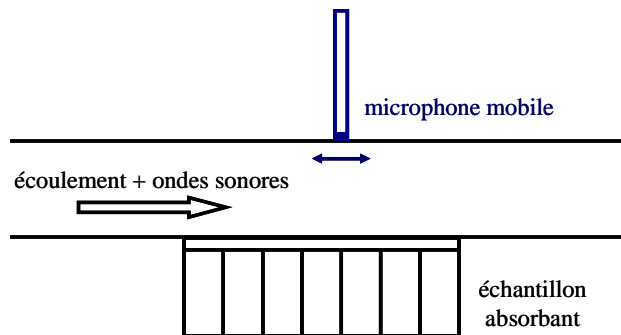


Figure 5. 4 - Technique de mesure d'impédance indirecte développée à la NASA [Watson 1999].

La démarche proposée dans le cadre de cette thèse consiste à simuler numériquement (par des calculs Navier-Stokes directs) la réponse du résonateur à des excitations aéroacoustiques, afin d'évaluer l'effet de l'écoulement sur ses propriétés acoustiques par les méthodes globales et locales introduites dans les chapitres précédents, puis à confronter ces résultats à des mesures expérimentales LDV, menées sur le banc B2A de l'ONERA.

5.1.2. Paramétrage numérique

5.1.2.1. Configurations d'étude

Le Mach moyen M_0 de l'écoulement rasant est choisi égal à 0.1, soit une vitesse moyenne U_0 d'environ 34 m.s^{-1} et un nombre de Reynolds (calculé à partir de la hauteur h du conduit affleurant) d'environ 10^4 . On est donc en présence d'un écoulement faiblement turbulent. Les quatre excitations acoustiques simulées sont celles des essais expérimentaux LDV :

- $f = 1\,592 \text{ Hz}$; SPL = 114 dB
- $f = 3\,136 \text{ Hz}$; SPL = 114 dB
- $f = 1\,592 \text{ Hz}$; SPL = 140.5 dB
- $f = 3\,136 \text{ Hz}$; SPL = 136.5 dB

À bas SPL (114 dB), il s'agira d'évaluer l'effet de l'écoulement sur l'absorption par frottements visqueux. À forts SPL (140.5 dB et 136.5 dB), l'effet de l'écoulement sur les détachements tourbillonnaires sera étudié. Ces derniers couplages aéroacoustiques sont les plus proches des excitations réelles auxquelles sont soumis les NIDA perforés dans les entrées d'air des nacelles de réacteurs d'avion, les nombres de Mach y étant cependant plus élevés.

5.1.2.2. Géométrie et maillages

La géométrie 3D considérée, identique à celle utilisée aux chapitres 3 et 4, est rappelée par la Figure 5.5 : le conduit affleurant est à section carrée ; le résonateur cylindrique est positionné à deux longueurs d'onde de son entrée, et à une longueur d'onde de sa sortie. Le maillage

autour du col est cependant davantage raffiné près de la paroi inférieure du conduit, en amont du résonateur pour résoudre correctement la couche limite aérodynamique incidente, et en aval pour anticiper les effets attendus de convection (Figure 5.6). Dans cette zone, les mailles sont des éléments hexaédriques de taille caractéristique égale à 0.030 mm. Le maillage obtenu, plus dense que le maillage initial, est constitué d'environ 5 millions d'éléments.

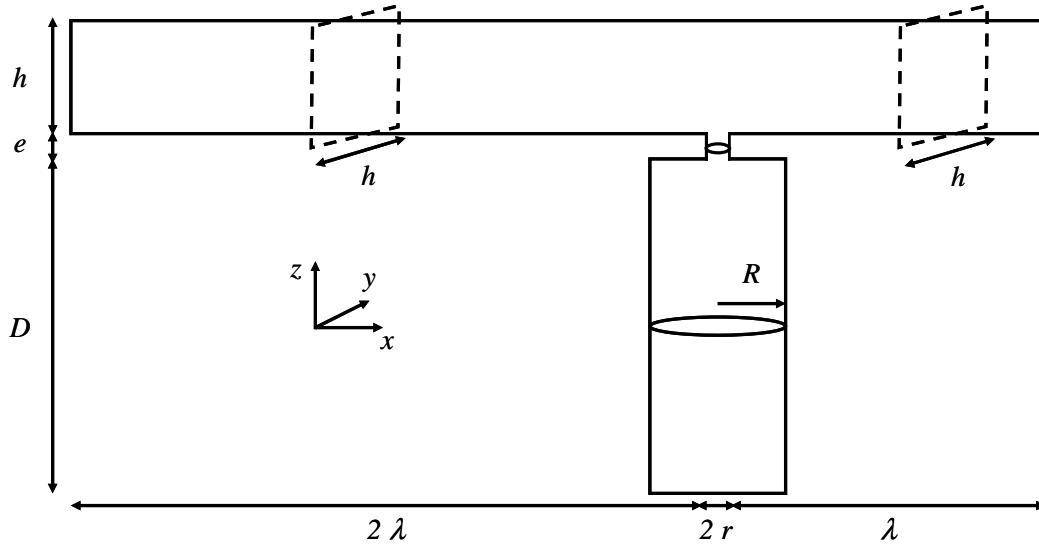


Figure 5. 5 - Géométrie pour l'étude du résonateur soumis à des excitations aéroacoustiques rasantes.

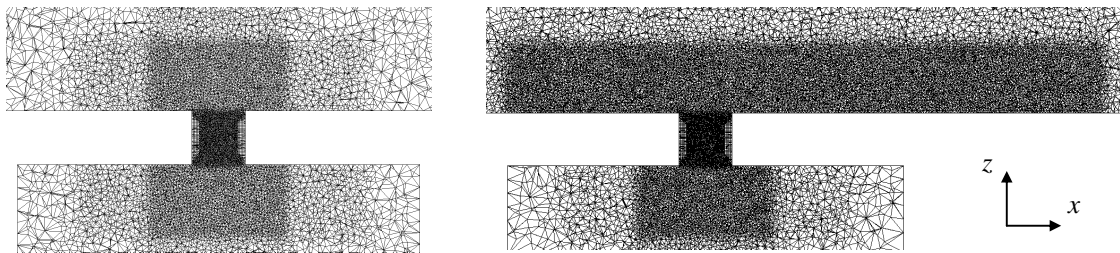


Figure 5. 6 - Adaptation du maillage du cas sans écoulement (à gauche) au cas avec écoulement (à droite).

5.1.2.3. Mise en œuvre du couplage aéroacoustique

Les simulations numériques se déroulent en trois étapes : l'établissement d'un écoulement rasant stationnaire ; le passage des conditions aux limites entrée / sortie « aérodynamiques » classiques aux conditions de non-réflexion ; ajout de l'excitation acoustique.

- établissement de l'écoulement stationnaire

Le profil de vitesse aérodynamique incidente souhaité est de la forme :

$$\vec{U} = U_x(y, z) \vec{e}_x \quad (5.4)$$

Un gradient de pression négatif est donc appliqué selon la direction de propagation x , entre l'entrée et la sortie du conduit. La condition aux limites « subsonique entrant » est appliquée à l'entrée du conduit, la pression d'arrêt et la température d'arrêt étant fixées respectivement à

103 000 Pa et 289.5 K. En sortie de conduit, la condition aux limites « subsonique sortant » est utilisée, la pression statique étant fixée à 101 198 Pa. Les autres parois du domaine de calcul sont fixées immobiles, adiabatiques et imperméables. Les champs aérodynamiques sont initialisés par une vitesse nulle, la pression et la température étant égales aux valeurs d'arrêt. Les simulations sont lancées sur 0.08 s, avec un schéma d'intégration temporelle implicite d'ordre 1. En l'absence d'excitation acoustique, un pas de temps de 10^{-6} s est choisi.

Au bout de 40 000 itérations, la différence entre les débits (massiques et d'énergie) entrants et sortants a convergé vers 0 : le régime stationnaire est établi. Dans le conduit, la vitesse aérodynamique, dont la composante rasante est tracée sur les Figures 5.7 et 5.8, est conforme aux attentes. Les valeurs moyennes U_0 et M_0 sont retrouvées (équations (5.5) et (5.6)).

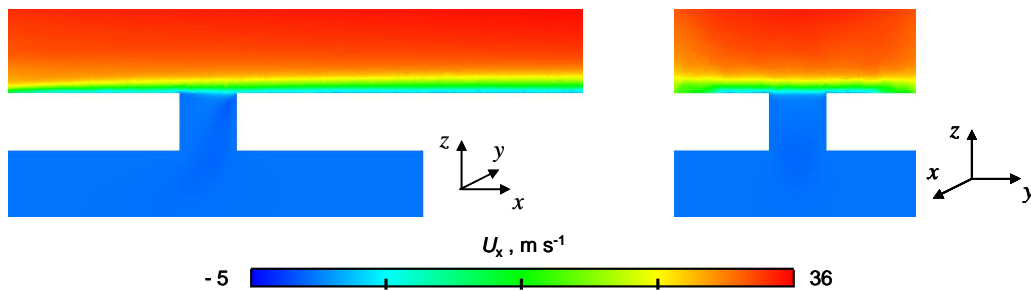


Figure 5. 7 - Champ de vitesse instantanée affleurante (selon x) autour du col du résonateur. *gauche* : coupe transversale en $y = 0$; *droite* : coupe transversale en $x = 430.4$ mm. DNS 3D, 1 592 Hz.

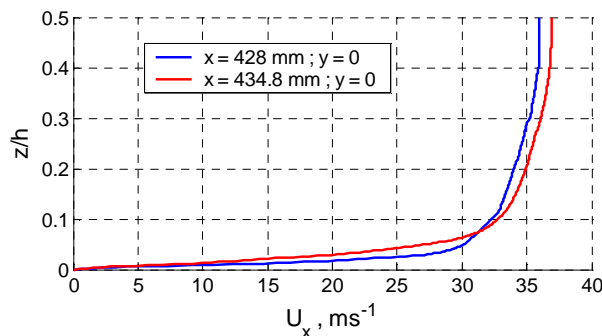


Figure 5. 8 - Profils de vitesse de l'écoulement sur une demi-hauteur de conduit, à 2 mm en amont du résonateur (*bleu*) et à 4 mm en aval du résonateur (*rouge*), dans le plan $y = 0$. DNS 3D, 1 592 Hz.

$$U_0 = \frac{1}{S_{\text{conduit}}} \iint_{S_{\text{conduit}}} \vec{U} \cdot \vec{dS} \approx 33.9 \text{ ms}^{-1} \quad (5.5)$$

$$M_0 = \frac{U_0}{c_0} \approx 0.1 \quad (5.6)$$

Le champ de vitesse dans le col (Figure 5.9) présente les caractéristiques de celui observé dans une cavité de rapport d'aspect (rapport entre sa largeur et sa profondeur) égal à 1 excitée par un écoulement rasant [Gloerfelt 2001] :

- décollement de l'écoulement sur le bord amont du col générant une couche cisailée ; légère accélération de l'écoulement liée à une dépression locale en sortie de col ; épaissement de la couche cisailée transportant la vorticité à l'aval du conduit ;
- création d'un tourbillon anti-trigonométrique, occupant l'ensemble du col.

L'effet de l'écoulement affleurant sur le comportement de l'air dans la cavité est moins visible : il y génère toutefois un écoulement de recirculation contrarotatif par rapport au tourbillon du col, de vitesse quasi-nulle.

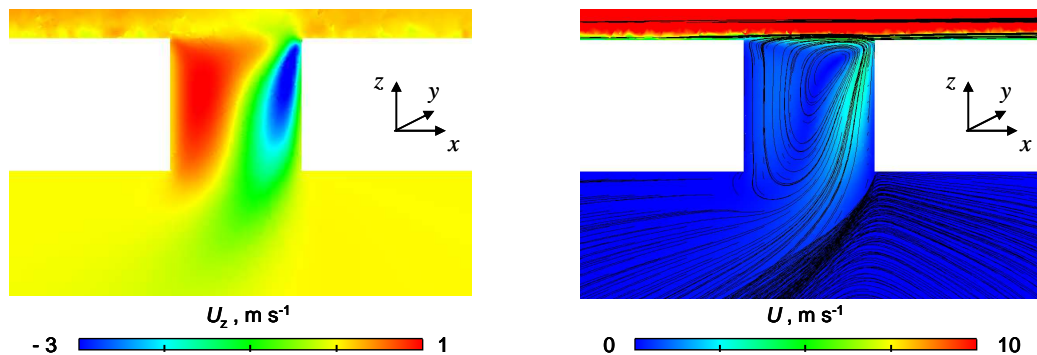


Figure 5.9 - Champs de vitesse instantanée dans le col du résonateur (coupe transversale en $y = 0$).
gauche : vitesse normale; droite : norme de la vitesse et lignes de champs associées. DNS 3D.

D'un point de vue acoustique, l'impact d'une couche cisailée sur le bord aval d'une structure cavitaire peut générer des perturbations sonores remontant vers l'amont : on parle de boucle de rétroaction [Rossiter 1964]. La réponse acoustique d'un résonateur à un écoulement bas Mach a été analytiquement étudiée par Elder qui voit l'interaction écoulement / résonateur comme un couplage entre une fluctuation due à l'écoulement, liée aux instabilités naturelles de la couche cisailée, et une fluctuation acoustique, liée à l'excitation des modes propres du résonateur [Elder 1982]. Afin de déterminer si un résonateur engendre ou non un sifflement, la grandeur à considérer est le nombre de Strouhal St (calculé à partir du diamètre du col, comme l'illustre l'équation (5.7)). Kooijman établit qu'en dessous d'un nombre de Strouhal de 0.3, le résonateur n'émet pas de son [Kooijman 2008]. Dans notre cas, St vaut environ 0.04 à 1 592 Hz et 0.07 à 3 136 Hz : on peut donc faire l'hypothèse que l'interaction de l'écoulement rasant avec notre résonateur ne produit pas de sifflement.

$$St = \frac{f \cdot 2r}{U_0} \quad (5.7)$$

- changement des conditions aux limites

Une fois l'écoulement établi, les conditions aux limites en entrée et sortie de conduit (subsonique entrant / sortant) sont modifiées en conditions de non-réflexion. Le calcul est relancé sur 20 000 itérations, soit 0.02 s, afin de s'assurer de sa stabilité.

- ajout de l'acoustique

Les sources acoustiques sont positionnées en entrée de conduit, comme pour les calculs sans écoulement. Le pas de temps est fixé de nouveau à $5 \cdot 10^{-8}$ s. Le calcul est relancé sur douze périodes acoustiques, soit environ 151 000 itérations à 1 592 Hz et 77 000 à 3 136 Hz.

Les champs fluctuants de vitesse et de vorticité, issus de la différence entre les champs globaux DNS et les champs aérodynamiques stationnaires moyens, sont alors considérés.

5.2. Couplage aéroacoustique à faible intensité sonore

5.2.1. Mise en évidence des mécanismes de dissipation

La réponse du résonateur à une excitation aéroacoustique de faible SPL reste périodique, les champs fluctuants autour du col variant à la fréquence d'excitation (Figures 5.10 et 5.11). Des changements sont toutefois constatés par rapport aux cas sans écoulement. Dans le conduit, une zone tourbillonnaire de forte vorticité fluctuante, de sens de rotation alternativement trigonométrique (quand l'air est aspiré dans la cavité) et anti-trigonométrique (quand l'air est éjecté dans le conduit), est convectée vers l'aval par l'écoulement moyen puis dissipée par viscosité moléculaire. À 1 592 Hz, son étendue spatiale est telle que les recirculations successives se recouvrent. Dans le col, l'interaction de l'acoustique avec le tourbillon aérodynamique rompt l'axisymétrie du profil de vitesse. L'activité tourbillonnaire est plus importante sur le bord aval du col, dit « bord d'impact », ce qui, là encore, correspond à un effet aérodynamique. Dans la cavité, la vorticité est lentement convectée vers l'amont par l'écoulement de recirculation contrarotatif de faible vitesse. Le phénomène est plus visible à 1 592 Hz, le SPL de 114 dB correspondant, pour cette fréquence, au seuil à partir duquel le mécanisme de vortex shedding commence à s'enclencher (chapitre 4).

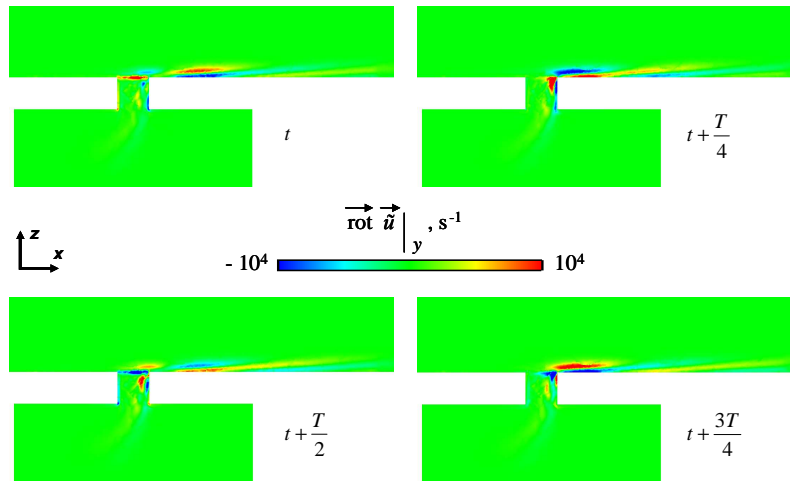


Figure 5. 10 - Champ de vorticité fluctuante sur une période acoustique. DNS 3D, 3 136 Hz, 114 dB, M 0.1.

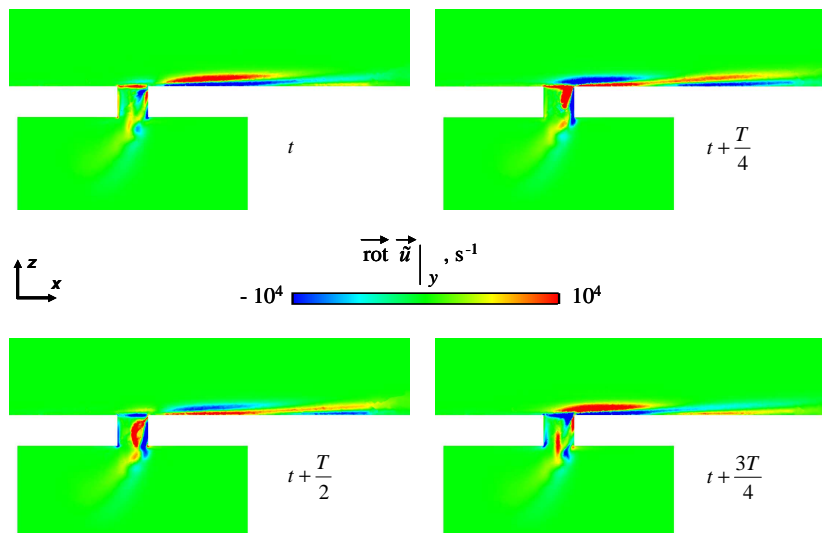


Figure 5. 11 - Champ de vorticité fluctuante sur une période acoustique. DNS 3D, 1 592 Hz, 114 dB, M 0.1.

5.2.2. Effet de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur : évaluation globale

De même que dans les chapitres 3 et 4, les variations analytiques des pressions incidentes, réfléchies et transmises sont reconstruites à partir des modules et phases des signaux fluctuants à la fréquence d'excitation acoustique. Les coefficients de réflexion et de transmission sont déterminés et l'admittance réduite du résonateur déduite, la formulation utilisée jusqu'ici étant adaptée au cas avec écoulement. Pour mieux appréhender l'influence de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur (notamment sur sa résistance), on considérera dorénavant l'impédance réduite $z_{\text{réso}}$ plutôt que l'admittance réduite :

$$y_{\text{réso}} = \frac{S_{\text{conduit}}}{s_{\text{col}}} \left(\frac{1 - \frac{1+M_0}{1-M_0} C_r}{C_{\text{tr}}} - 1 \right) \Leftrightarrow z_{\text{réso}} = \frac{s_{\text{col}}}{S_{\text{conduit}}} \frac{C_{\text{tr}}}{1 - C_{\text{tr}} - \frac{1+M_0}{1-M_0} C_r} \quad (5.8)$$

D'après les résultats du Tableau 5.1, l'effet de l'écoulement sur l'impédance réduite du résonateur n'est pas évident. Les valeurs obtenues avec et sans écoulement sont assez proches les unes des autres, avec toutefois une tendance à l'augmentation de la résistance, plus visible à 1 592 Hz qu'à 3 136 Hz.

3 136 Hz, 114 dB		
	<i>sans écoulement</i>	<i>avec écoulement</i>
Re ($z_{\text{réso}}$)	0.88×10^{-2}	0.91×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	6.59×10^{-2}	5.55×10^{-2}
1 592 Hz, 114 dB		
	<i>sans écoulement</i>	<i>avec écoulement</i>
Re ($z_{\text{réso}}$)	1.79×10^{-2}	1.87×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	1.11×10^{-2}	1.29×10^{-2}

Tableau 5. 1 - Impédances réduites avec et sans écoulement.

3 136 Hz, 114 dB		
	<i>sans écoulement</i>	<i>avec écoulement</i>
α	0.14	0.03
TL (dB)	0.7	0.2
1 592 Hz, 114 dB		
	<i>sans écoulement</i>	<i>avec écoulement</i>
α	0.39	0.26
TL (dB)	2.5	1.7

Tableau 5. 2 - Coefficients d'absorption et facteurs d'atténuation acoustique avec et sans écoulement.

L'effet de l'écoulement est en revanche beaucoup plus net sur les coefficients d'absorption et les facteurs d'atténuation acoustique. Le Tableau 5.2 donne leurs valeurs obtenues par la méthode des bilans de flux d'intensité sonore : l'ajout de l'écoulement fait chuter α et TL. Plus précisément, il s'avère que la proportion d'énergie transmise augmente (de 85% à 96% à 3 136 Hz ; de 56% à 68% à 1 592 Hz) tandis que la proportion d'énergie réfléchiée par la rupture d'impédance reste quasi-constante (environ 1% à 3 136 Hz ; environ 5% à 1 592 Hz).

Notons que la validité de ces évaluations globales est confirmée par les spectres de Fourier des signaux fluctuants de pression et de vitesse rasante relevés en entrée et sortie de conduit, leurs modules à la fréquence acoustique étant largement prédominants :

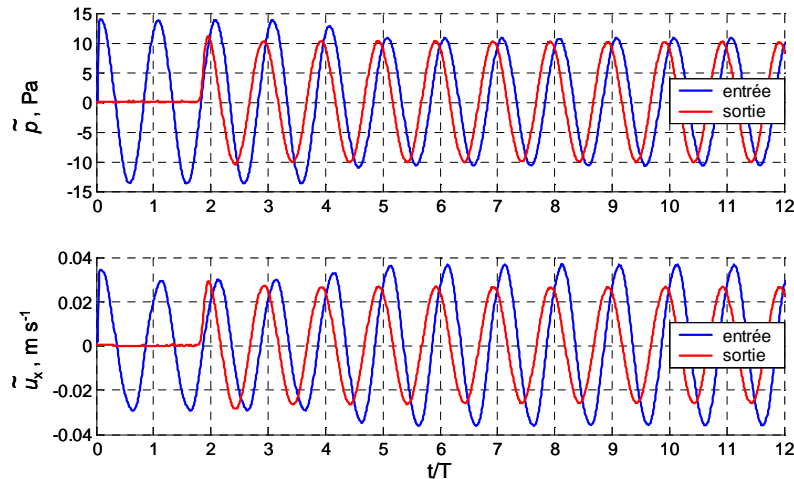


Figure 5.12 - Signaux temporels de pression et vitesse fluctuantes en entrée et en sortie de conduit.
DNS 3D, 1 592 Hz, 114 dB, M 0.1.

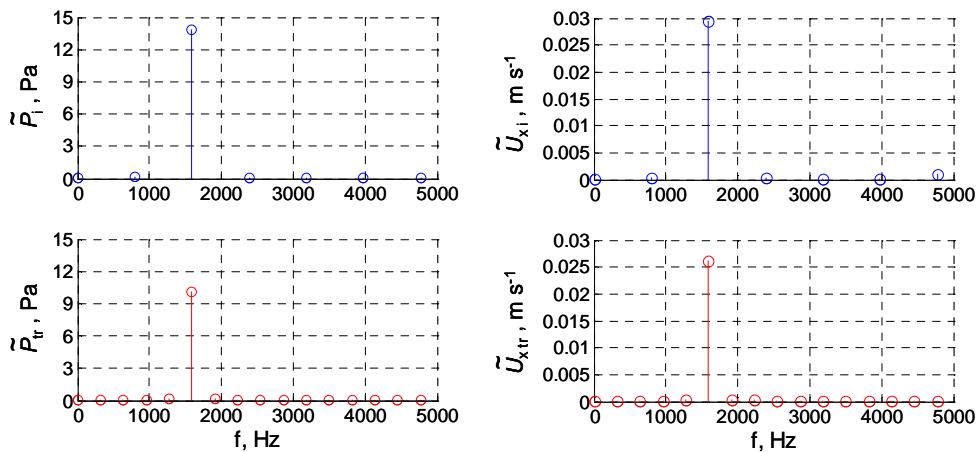


Figure 5.13 - Modules des signaux fluctuants incidents et transmis obtenus par FFT.
DNS 3D, 1 592 Hz, 114 dB, M 0.1.

5.2.3. Effet de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur : évaluation locale

Les informations globales données par les bilans énergétiques peuvent être complétées par l'évaluation de la part absorbée par viscosité. Selon la même procédure que celle suivie dans

le chapitre 3 (à faible SPL sans écoulement), la puissance volumique fluctuante dissipée par viscosité est tracée dans la région du col : la recirculation à l'aval, mise en évidence dans le paragraphe 5.2.1, est fortement dissipative (Figure 5.14). L'absorption de l'énergie acoustique n'a plus lieu exclusivement dans le col mais également le long de la paroi affleurante du conduit, en aval du résonateur. Comme en absence d'écoulement, W_{visc} varie selon le carré d'une sinusoïde de fréquence égale à la fréquence acoustique (Figure 5.15), ce qui valide le calcul du coefficient d'absorption visqueux α_{visc} :

- À 3 136 Hz, $\alpha_{\text{visc}} = 0.03$, soit précisément la valeur du coefficient d'absorption global. L'écoulement n'altère pas la prédominance de l'absorption par viscosité.
- À 1 592 Hz, $\alpha_{\text{visc}} = 0.13$, ce qui impliquerait que seulement la moitié de l'absorption se fasse par frottements visqueux. Ainsi, l'écoulement aurait pour effet de diminuer l'efficacité de l'absorption visqueuse. Une telle conclusion paraît toutefois très discutable, le vortex shedding n'étant pas complètement activé à 114 dB (d'après le chapitre 4).

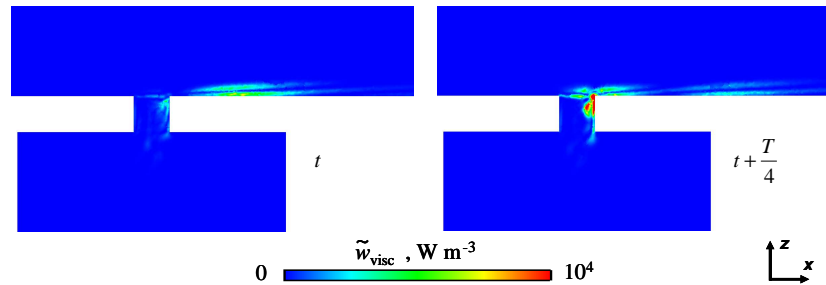


Figure 5.14 - Puissance volumique fluctuante dissipée par viscosité. DNS 3D, 1 592 Hz, 114 dB, M 0.1.

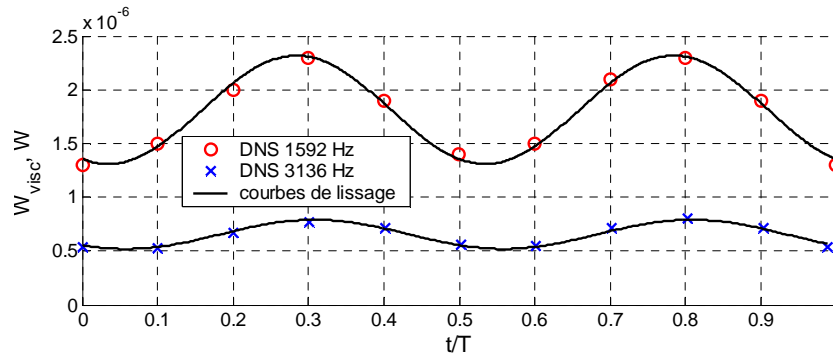


Figure 5.15 - Variations temporelles sur une période acoustique de la puissance dissipée par frottements visqueux dans la région du col. DNS 3D, 114 dB, M 0.1.

Afin d'évaluer localement l'impédance réduite du résonateur, les champs fluctuants de pression et vitesse normale dans la section d'entrée du col sont étudiés. Si leur périodicité est conservée, les profils aérodynamiques ne sont plus axisymétriques (Figure 5.16). D'un bord à l'autre, les valeurs de pression et vitesse diffèrent fortement. En outre, quelle que soit la zone de col considérée, leurs variations temporelles ne sont plus parfaitement sinusoïdales à la fréquence de l'excitation acoustique, les spectres de Fourier se caractérisant en effet par des pics d'amplitudes non négligeables pour la deuxième harmonique. L'altération des spectres fréquentiels est particulièrement visible pour la pression fluctuante (Figure 5.17). Des constatations équivalentes sont faites à 3 136 Hz.

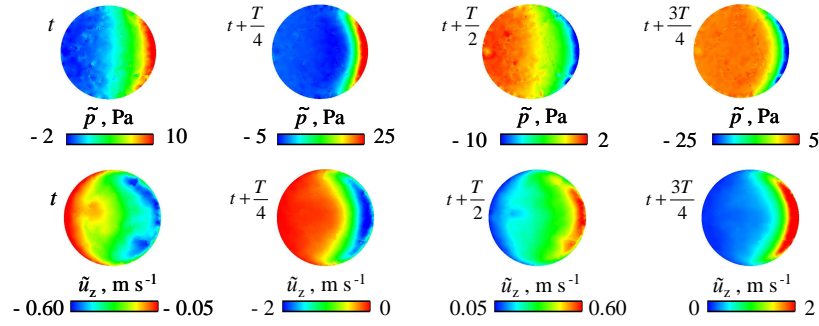


Figure 5. 16 - Évolution temporelle sur une période acoustique des champs fluctuants de pression et de vitesse normale sur la face supérieure du col. DNS 3D, 1 592 Hz, 114 dB, M 0.1.

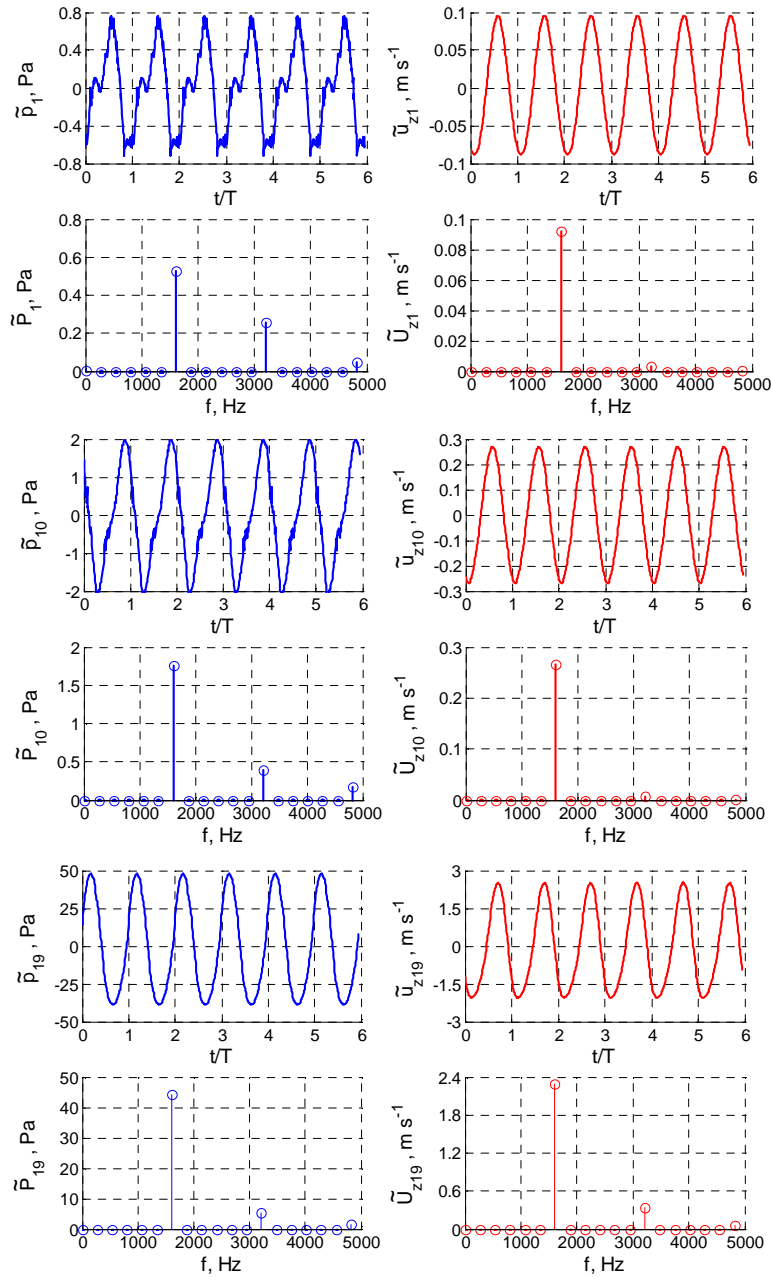


Figure 5. 17 - Évolutions temporelles et spectres de Fourier des pressions et vitesses normales fluctuantes sur la face supérieure du col, en $x_1 = x_{\text{col}} - 0.38 \text{ mm}$; $x_{10} = x_{\text{col}}$; $x_{19} = x_{\text{col}} + 0.38 \text{ mm}$.
DNS 3D, 1 592 Hz, 114 dB, M 0.1.

Le fait de considérer uniquement les amplitudes et phases des signaux fluctuants à la fréquence d'excitation n'est donc plus représentatif de la physique. Les profils d'admittance réduite sont d'ailleurs ininterprétables, au vu des importantes variations relevées d'un capteur numérique à l'autre (Figure 5.18).

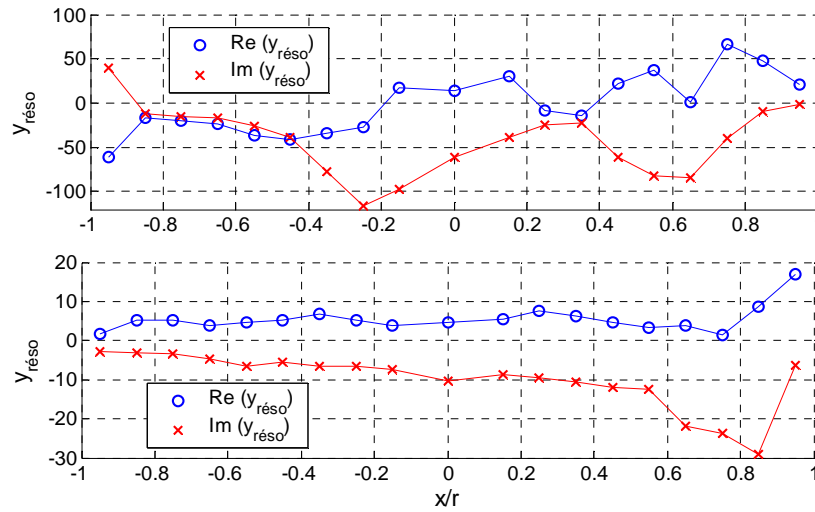


Figure 5. 18 - Profils d'admittances réduites à 1 592 Hz (*haut*) et 3 136 Hz (*bas*).
DNS 3D, 114 dB, M 0.1.

La seconde approche, basée sur les pressions et vitesses fluctuantes moyennées spatialement sur la section d'entrée du col, est donc préférée. Les spectres de Fourier de ces grandeurs montrent en effet une large prédominance des pics à la fréquence acoustique d'étude : en moyenne, les évolutions de la pression et de la vitesse fluctuantes demeurent périodiques (Figures 5.19 et 5.20). Les impédances réduites moyennes sont alors définies et comparées à celles sans écoulement :

3 136 Hz, 114 dB		
	<i>sans écoulement</i>	<i>avec écoulement</i>
Re ($z_{\text{réso}}$)	0.93×10^{-2}	1.85×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	6.63×10^{-2}	6.57×10^{-2}
1 592 Hz, 114 dB		
	<i>sans écoulement</i>	<i>avec écoulement</i>
Re ($z_{\text{réso}}$)	0.71×10^{-2}	1.18×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	0.82×10^{-2}	0.43×10^{-2}

Tableau 5. 3 - Impédances réduites avec et sans écoulement calculées à partir des pressions et vitesses moyennes dans le col.

Il apparaît désormais plus nettement que l'écoulement augmente la résistance du résonateur : la non-linéarité liée à l'écoulement semble donc avoir un effet comparable à celui engendré par la hausse de SPL (chapitre 4). L'effet de l'écoulement sur la réactance est en revanche moins évident : si elle semble se conserver à 3 136 Hz, elle diminue de moitié à 1 592 Hz.

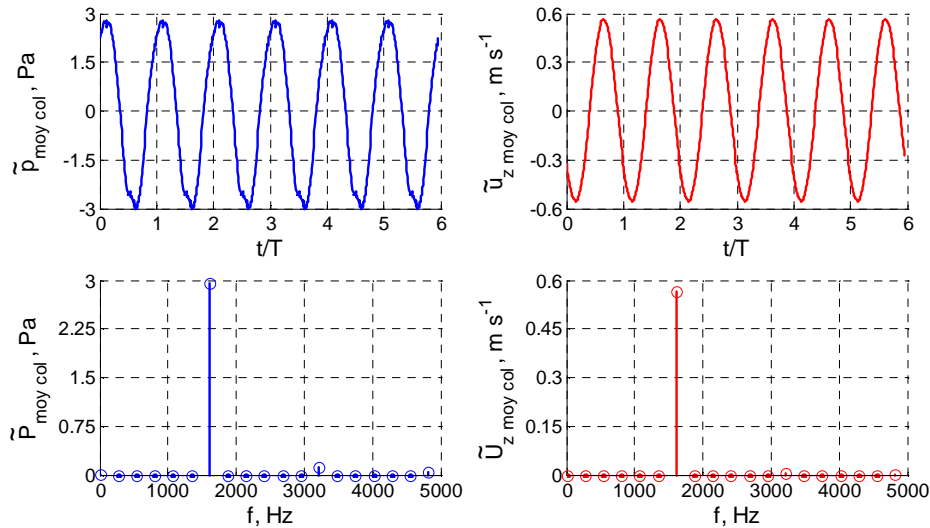


Figure 5. 19 - Signaux fluctuants de pression et de vitesse normale moyennés sur la face supérieure du col du résonateur et modules associés obtenus par FFT. DNS 3D, 1 592 Hz, 114 dB, M 0.1.

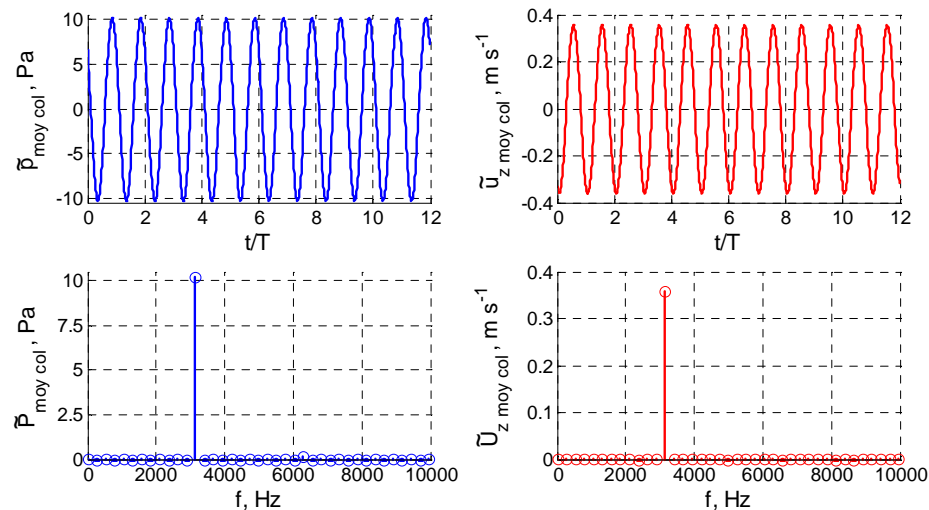


Figure 5. 20 - Signaux fluctuants de pression et de vitesse normale moyennés sur la face supérieure du col du résonateur et modules associés obtenus par FFT. DNS 3D, 3 136 Hz, 114 dB, M 0.1.

5.3. Couplage aéroacoustique à forte intensité sonore

5.3.1. Mise en évidence des mécanismes de dissipation

Comme en absence d'écoulement, l'augmentation de niveau sonore déclenche le mécanisme de vortex shedding. Sa périodicité est conservée, les tourbillons étant toujours détachés à la fréquence de l'excitation acoustique, alternativement vers l'intérieur de la cavité et dans le conduit (Figures 5.21 et 5.22). De nombreuses différences sont cependant relevées :

- Au cours de la demi-période pendant laquelle le flux acoustique est dirigé vers l'intérieur de la cavité, le mécanisme de vortex shedding est assez proche de celui observé sans écoulement. On note cependant une rupture d'axisymétrie : la forme annulaire des tourbillons est altérée et leur direction d'expulsion n'est plus orientée le long de l'axe du résonateur mais vers l'amont de la cavité. Ce comportement, déjà

pressenti à 114 dB pour le cas à 1 592 Hz, est le fruit du couplage entre le processus de lâché tourbillonnaire et l'écoulement de recirculation de très faible vitesse qui s'est développé dans la cavité suite à l'excitation aérodynamique.

- Au cours de la demi-période suivante, les tourbillons sont expulsés dans le conduit et immédiatement convectés vers l'aval par l'écoulement. Le phénomène est d'autant plus visible que le mécanisme de vortex shedding est violent, c'est-à-dire près de la résonance, à 1 592 Hz.

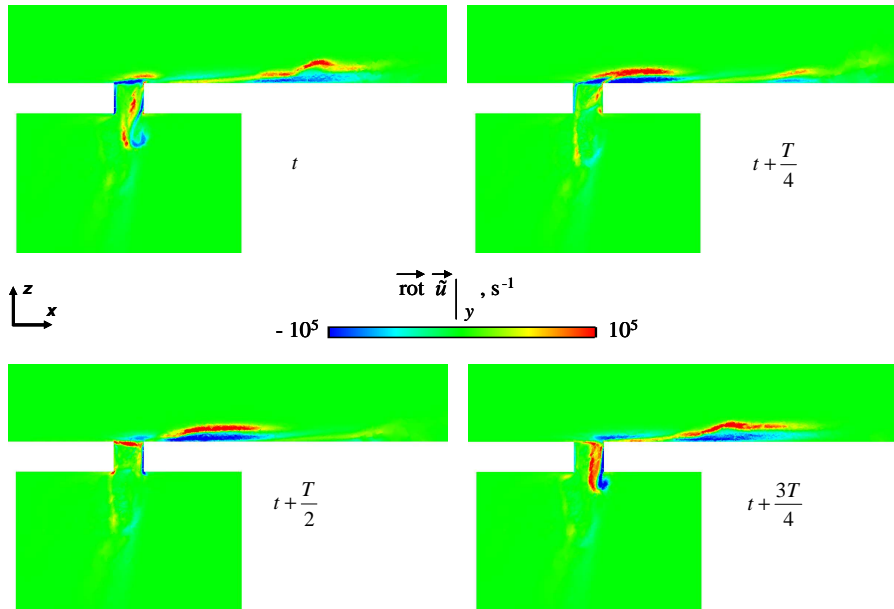


Figure 5. 21 - Champ de vorticité fluctuante sur une période acoustique.
DNS 3D, 3 136 Hz, 136.5 dB, M 0.1.

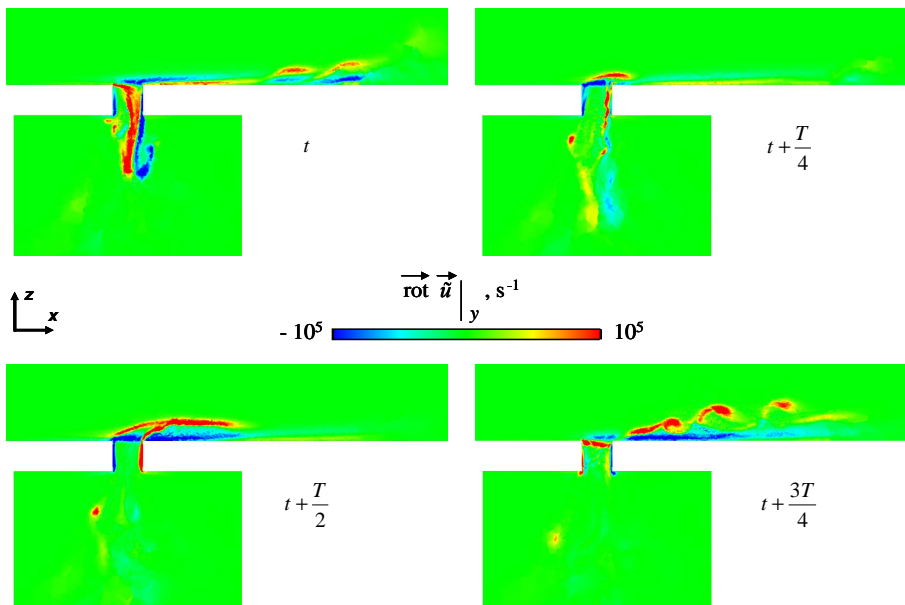


Figure 5. 22 - Champ de vorticité fluctuante sur une période acoustique.
DNS 3D, 1 592 Hz, 140.5 dB, M 0.1.

5.3.2. Effet de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur : évaluation globale

L'évaluation globale de l'impédance réduite du résonateur est faite suivant la même démarche qu'à faible SPL. Les résultats obtenus sont donnés par le Tableau 5.4 : ils témoignent d'une augmentation modérée de la résistance, la réactance semblant peu affectée par l'ajout de l'écoulement.

3 136 Hz, 136.5 dB		
	<i>sans</i> écoulement	<i>avec</i> écoulement
Re ($z_{\text{réso}}$)	1.06×10^{-2}	1.17×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	6.06×10^{-2}	5.51×10^{-2}
1 592 Hz, 140.5 dB		
	<i>sans</i> écoulement	<i>avec</i> écoulement
Re ($z_{\text{réso}}$)	2.57×10^{-2}	2.75×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	-0.71×10^{-2}	0.13×10^{-2}

Tableau 5. 4 - Impédances réduites avec et sans écoulement.

Les coefficients d'absorption et facteurs d'atténuation acoustique sont également calculés (Tableau 5.5). Pour les deux fréquences étudiées, l'effet de l'écoulement est en accord avec les phénomènes constatés à faible SPL : la proportion d'énergie transmise augmente (de 81% à 87% à 3 136 Hz ; de 55% à 63% à 1 592 Hz) tandis que la proportion d'énergie réfléchie reste quasi-constante (environ 3% à 3 136 Hz ; environ 7% à 1 592 Hz), ce qui engendre donc une baisse de α et TL.

3 136 Hz, 136.5 dB		
	<i>sans</i> écoulement	<i>avec</i> écoulement
α	0.16	0.10
TL (dB)	0.9	0.6
1 592 Hz, 140.5 dB		
	<i>sans</i> écoulement	<i>avec</i> écoulement
α	0.38	0.29
TL (dB)	2.6	2.0

Tableau 5. 5 - Coefficients d'absorption et facteurs d'atténuation acoustique avec et sans écoulement.

La validité des approches globales est, une fois encore, vérifiée : comme l'illustrent les Figures 5.23 et 5.24, les spectres de Fourier des signaux fluctuants de pression et de vitesse rasante en entrée et sortie de conduit restent centrés sur la fréquence de l'excitation acoustique incidente, même à fort niveau sonore.

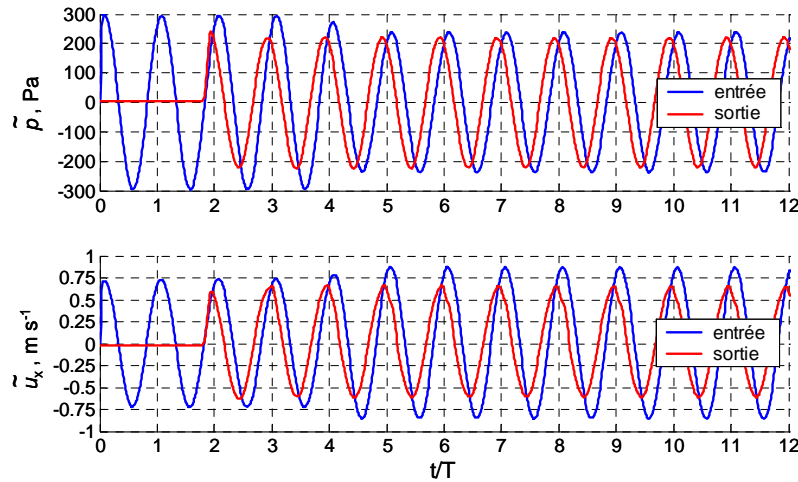


Figure 5.23 - Signaux temporels de pression et vitesse fluctuantes en entrée et en sortie de conduit.
DNS 3D, 1 592 Hz, 140.5 dB, M 0.1.

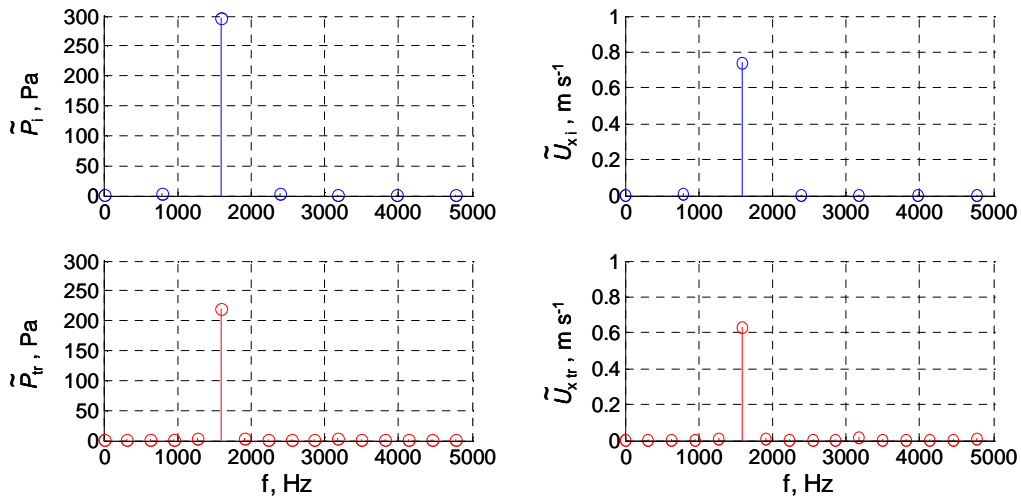


Figure 5.24 - Modules des signaux fluctuants incidents et transmis obtenus par FFT.
DNS 3D, 1 592 Hz, 140.5 dB, M 0.1.

5.3.3. Effet de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur : évaluation locale

La rupture de l'axisymétrie des profils fluctuants de pression et de vitesse normale, déjà constatée à faible niveau sonore, est encore plus nette à forts SPL (Figure 5.25). Dans les couches limites comme au centre du col, leurs spectres de Fourier présentent des pics non négligeables pour la deuxième et la troisième harmonique (Figure 5.26). Près du bord amont du col, la contribution de la composante à $2f$ au signal de pression est même plus importante que celle à la fréquence d'excitation. Cette altération des spectres est globalement moins importante pour la vitesse que pour la pression, ce qui était déjà le cas à faible niveau sonore.

La définition d'admittances locales, point par point dans le col, n'est donc pas validée car non représentative des phénomènes acoustiques. La Figure 5.27 montre que les profils qui seraient obtenus sont de toute façon assez chaotiques.

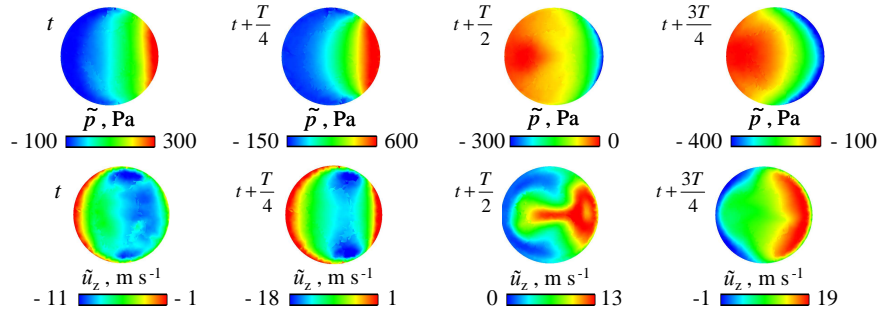


Figure 5.25 - Évolution temporelle sur une période acoustique des champs fluctuants de pression et de vitesse normale sur la face supérieure du col. DNS 3D, 1 592 Hz, 140.5 dB, M 0.1.

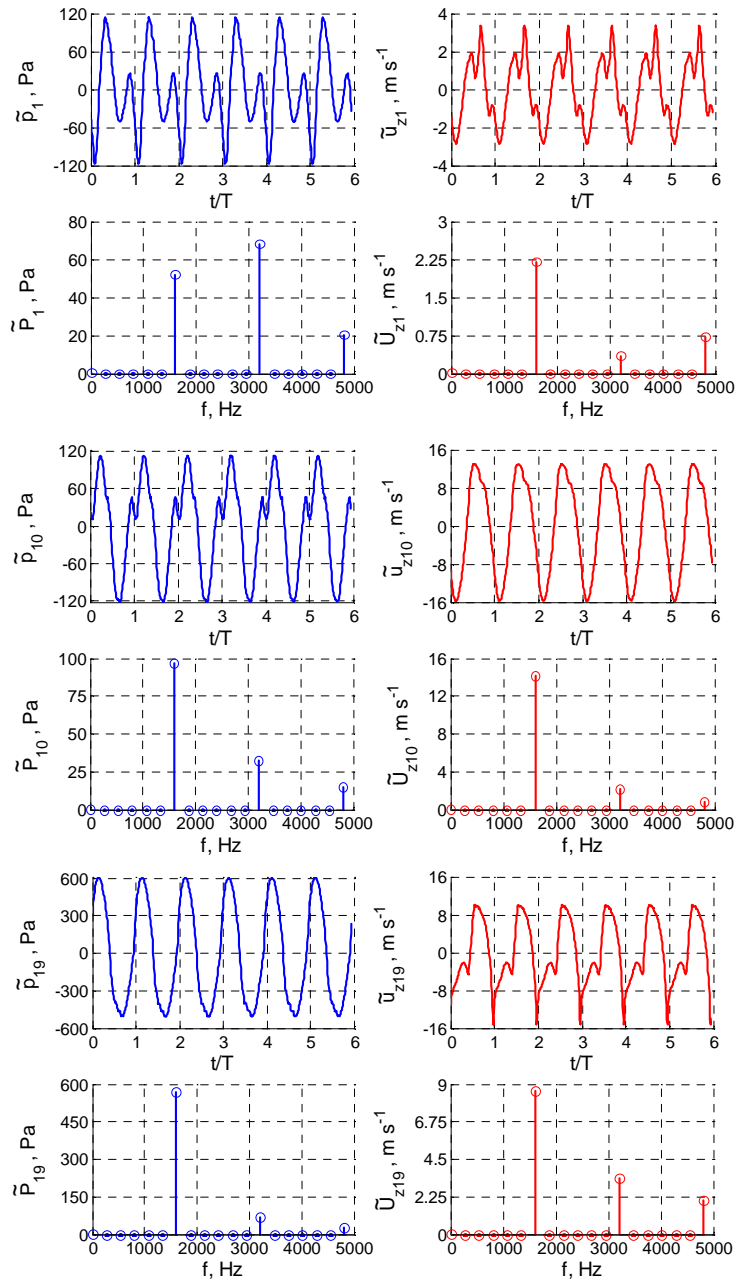


Figure 5.26 - Évolutions temporelles et spectres de Fourier des pressions et vitesses normales fluctuantes sur la face supérieure du col, en $x_1 = x_{col} - 0.38$ mm ; $x_{10} = x_{col}$; $x_{19} = x_{col} + 0.38$ mm. DNS 3D, 1 592 Hz, 140.5 dB, M 0.1.

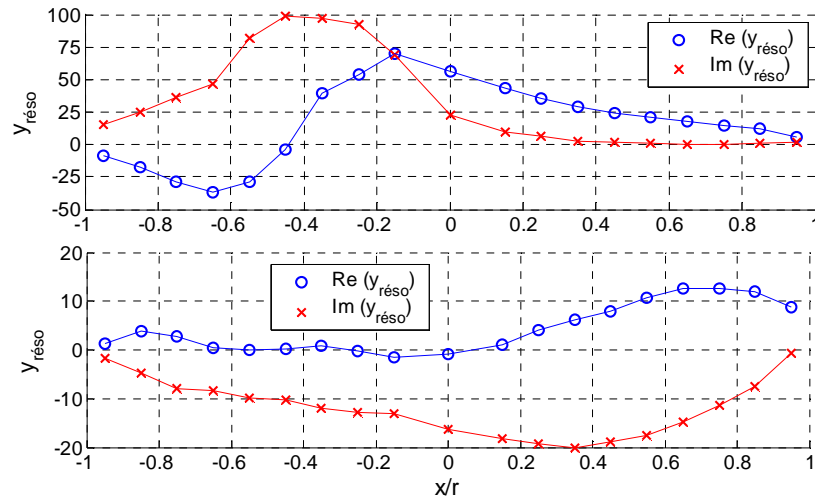


Figure 5.27 - Profils d'admittances réduites à 1 592 Hz, 140.5 dB (*haut*) et 3 136 Hz, 136.5 dB (*bas*). DNS 3D, M 0.1.

Comme à faible SPL, c'est donc l'approche reposant sur l'étude des pressions et vitesses normales fluctuantes spatialement moyennées qui est retenue. Les signaux temporels ainsi obtenus ont des spectres de Fourier marqués par une prédominance de la fréquence d'excitation, certes moins nette qu'à 114 dB (Figures 5.28 et 5.29). Les non-linéarités sur la pression fluctuante à 1 592 Hz sont toutefois moins négligeables que pour les autres signaux.

Les impédances réduites moyennes obtenues sont données par le Tableau 5.6. L'augmentation de la résistance du résonateur suite à l'ajout de l'écoulement est confirmée, dans des proportions comparables à celles relevées à faible intensité sonore : hausse de près d'un facteur 2 à 3 136 Hz et d'un facteur 1.5 à 1 592 Hz. L'évolution observée pour la réactance est également similaire, une légère baisse étant constatée, pour les deux fréquences d'étude.

3 136 Hz, 136.5 dB		
	<i>sans</i> écoulement	<i>avec</i> écoulement
Re ($z_{\text{réso}}$)	1.14×10^{-2}	2.11×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	6.94×10^{-2}	5.59×10^{-2}
1 592 Hz, 140.5 dB		
	<i>sans</i> écoulement	<i>avec</i> écoulement
Re ($z_{\text{réso}}$)	2.38×10^{-2}	3.24×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	0.06×10^{-2}	-1.06×10^{-2}

Tableau 5.6 - Impédances réduites avec et sans écoulement calculées à partir des pressions et vitesses moyennes dans le col.

Comme à faible SPL, les résultats obtenus par l'approche locale sont en accord avec ceux de l'approche globale mais mettent en évidence un effet plus important de l'écoulement sur les propriétés acoustiques du résonateur.

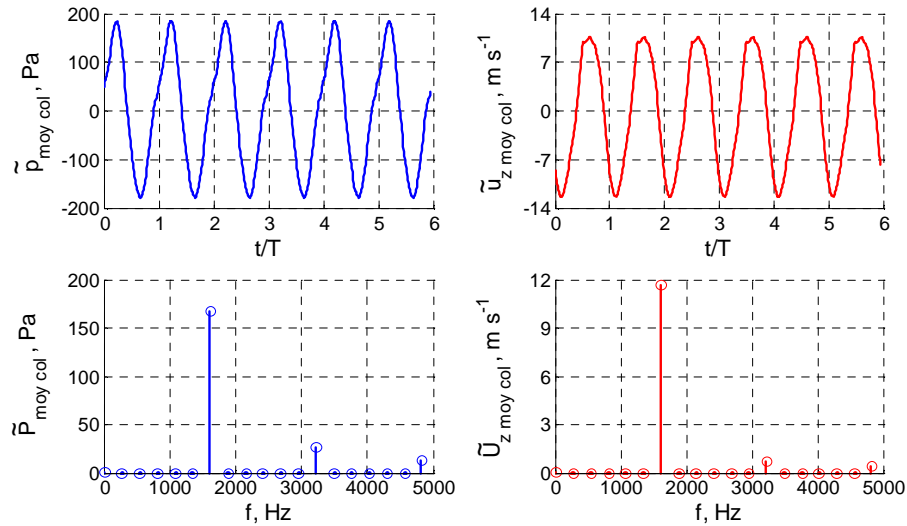


Figure 5. 28 - Signaux fluctuants de pression et de vitesse normale moyennés sur la face supérieure du col du résonateur et modules associés obtenus par FFT. DNS 3D, 1 592 Hz, 140.5 dB, M 0.1.

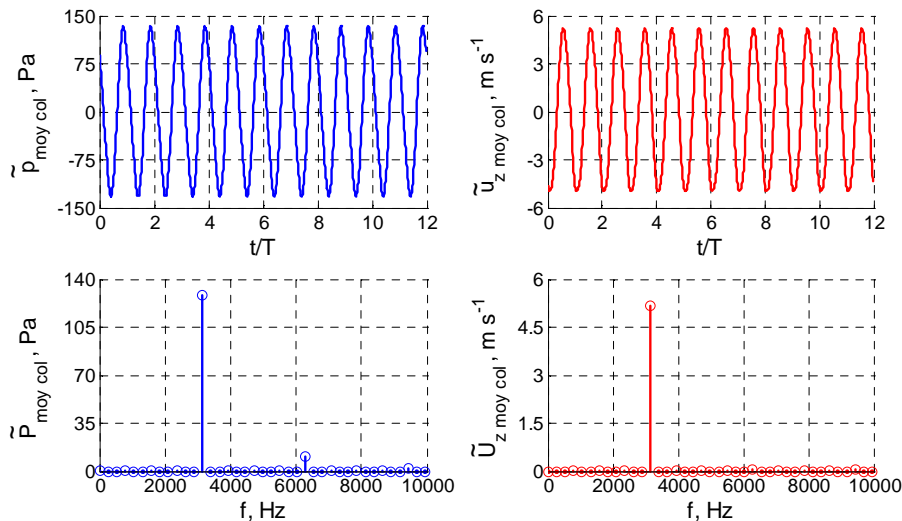


Figure 5. 29 - Signaux fluctuants de pression et de vitesse normale moyennés sur la face supérieure du col du résonateur et modules associés obtenus par FFT. DNS 3D, 3 136 Hz, 136.5 dB, M 0.1.

5.4. Modélisations empiriques du couplage aéroacoustique

À l'heure actuelle, les modèles d'impédance prenant en compte l'influence du nombre de Mach de l'écoulement rasant sont pour la plupart empiriques. L'objet de ce paragraphe est de revenir sur certains de ces modèles et de les confronter aux résultats de nos simulations numériques.

L'un des modèles les plus classiques est celui proposé par Garrison, qui prédit qu'un résonateur soumis à un écoulement rasant uniforme voit sa résistance augmenter et sa réactance diminuer [Garrison 1969]. Dans l'expression de l'impédance qu'il propose, la contribution de l'écoulement, sur la résistance comme sur la réactance, est déterminée très simplement à partir du nombre de Mach moyen M_0 (équation (5.9)). La connaissance de la résistance et de la réactance en absence d'écoulement, respectivement notées $R_{\text{sans écoulement}}$ et

$X_{\text{sans écoulement}}$, est cependant requise. Il paraît donc opportun de coupler le modèle de Garrison à celui de Maa qui prend en compte les non-linéarités liées à l'augmentation de niveau sonore (chapitre 4). Jayaraman, adaptant le modèle de Sullivan pour un écoulement rasant, a, quant à lui, établi une expression dépendant du nombre de Mach rasant moyen, de la fréquence acoustique et des dimensions géométriques du résonateur [Sullivan 1979, Jayaraman 1981]. Contrairement à Garrison, Jayaraman fonde son modèle sur l'hypothèse selon laquelle l'écoulement ne modifie que la résistance du matériau perforé, laissant sa réactance inchangée (équation (5.10)). Une approche équivalente a été suivie par Rao, qui a expérimentalement étudié des matériaux de taux de perforation inférieurs à 10%, excités par des écoulements rasants de nombres de Mach moyens compris entre 0.05 et 0.2 [Rao 1986]. Les diamètres et les profondeurs des ouvertures considérées variant respectivement entre 1 et 3 mm et entre 1.75 et 7 mm, son modèle n'est pas rigoureusement adapté à la géométrie de notre résonateur. Il est néanmoins rappelé ci-dessous (équation (5.11)).

$$z_{\text{ réso }} = \frac{1}{\rho_0 c_0} [(1 + 1.9M_0) R_{\text{ sans écoulement }} + j(1 - 1.65M_0) X_{\text{ sans écoulement }}] \quad (5.9)$$

$$z_{\text{ réso }} = 1.028 \frac{r}{e} M_0 + j \frac{S_{\text{ cavité }}}{s_{\text{ col }}} 4.8 \cdot 10^{-7} f \quad (5.10)$$

$$z_{\text{ réso }} = \frac{S_{\text{ cavité }}}{s_{\text{ col }}} [7.337 \cdot 10^{-5} (1 + 72.23M_0) + j 2.2245 \cdot 10^{-7} (1 + 51e) (1 + 408r) f] \quad (5.11)$$

3 136 Hz, 114 dB, M 0.1				
modèles empiriques			DNS 3D	
Garrison + Maa	Jayaraman	Rao	« global »	« local »
1.39 + j 6.08	5.14 + j 8.46	3.39 + j 4.74	0.91 + j 5.55	1.85 + j 6.57
1 592 Hz, 114 dB, M 0.1				
modèles empiriques			DNS 3D	
Garrison + Maa	Jayaraman	Rao	« global »	« local »
1.26 + j 0.56	5.14 + j 4.29	3.39 + j 2.41	1.87 + j 1.29	1.18 + j 0.43
3136 Hz, 136.5 dB, M 0.1				
modèles empiriques			DNS 3D	
Garrison + Maa	Jayaraman	Rao	« global »	« local »
2.31 + j 6.08	5.14 + j 8.46	3.39 + j 4.74	1.17 + j 5.51	2.11 + j 5.59
1 592 Hz, 140.5 dB, M 0.1				
modèles empiriques			DNS 3D	
Garrison + Maa	Jayaraman	Rao	« global »	« local »
4.48 + j 0.57	5.14 + j 4.29	3.39 + j 2.41	2.75 + j 0.13	3.24 - j 1.06

Tableau 5. 7 - Impédances réduites $\times 10^2$. Comparaisons DNS 3D / modélisations empiriques.

Le Tableau 5.7 fait un bilan des résultats obtenus pour les impédances réduites, par les calculs DNS d'une part (approche globale et approche locale), et par ces trois modèles empiriques d'autre part :

- À bas niveau sonore, un très bon accord est trouvé entre le modèle de Garrison couplé au modèle de Maa et les résultats des simulations numériques, en particulier ceux obtenus par l'approche locale. Les modèles de Jayaraman et de Rao semblent peu adaptés, notamment pour la résistance.
- À forts niveaux sonores, le modèle de Garrison et, dans une moindre mesure, celui de Rao donnent des prédictions empiriques assez proches des résultats numériques.

Les effets de l'écoulement rasant sur l'impédance du résonateur semblent donc se confirmer : augmentation de la résistance et diminution de la réactance. Couplé au modèle de Maa, le modèle de Garrison paraît bien adapté à notre résonateur ; des simulations supplémentaires, pour d'autres combinaisons {fréquence acoustique - niveau sonore - nombre de Mach} sont évidemment nécessaires à une éventuelle optimisation du modèle, en particulier en ce qui concerne les coefficients « 1.9 » et « - 1.65 » fixés par Garrison. Au vu des résultats du Tableau 5.7, il semblerait en effet que ces coefficients dépendent de la fréquence acoustique et/ou du niveau sonore. Dans le cadre d'une étude future, leurs variations pourraient être déterminées par recalage (sur la base de résultats supplémentaires) avant d'être éventuellement modélisées analytiquement. Le problème de la prédictivité ne serait pas résolu pour autant. Le modèle de Rao, qui, lui, est prédictif, donne des impédances globalement éloignées des valeurs obtenues par DNS.

Précisons ici que de nombreux autres modèles empiriques sont disponibles dans la littérature. Cummings et Lee, par exemple, ont proposé des expressions d'impédance faisant intervenir la vitesse de frottement dans le col, définie à partir du rapport entre la contrainte de cisaillement pariétale et la masse volumique de l'air [**Cummings 1986, Lee 2003**]. Leurs modélisations introduisent l'idée qu'à partir d'une certaine valeur de vitesse de frottement dans le col, la correction de col doit être modifiée. Cette idée est reprise par Astley qui propose même de corriger l'épaisseur de col par un facteur égal au rapport de proportionnalité qu'il postule entre la résistance du résonateur et le nombre de Mach de l'écoulement rasant [**Astley 2010**].

5.5. Confrontation des simulations numériques aux essais expérimentaux LDV

L'objet de ce dernier paragraphe est de valider les simulations numériques en les confrontant aux mesures LDV. Les comparaisons sont effectuées exclusivement sur la vitesse et son rotationnel, d'abord *sans* écoulement (paragraphe 5.5.1), puis *avec* l'écoulement de nombre de Mach 0.1 (paragraphe 5.5.2).

Les vitesses DNS considérées sont les vitesses fluctuantes ; les vitesses LDV sont les vitesses synchronisées à la fréquence acoustique d'excitation, dont l'expression était donnée en début de chapitre par l'équation (5.3). *A priori*, on s'attend donc à des différences dues au simple fait que les vitesses DNS, contrairement aux vitesses LDV, ne sont pas nécessairement des sinusoides à moyenne temporelle nulle. Pour s'affranchir de ces écarts liés à une différence de post-traitement et n'ayant donc aucune origine physique, les coefficients de Fourier des vitesses DNS sont également calculés en certains points d'intérêt, afin que soient construites des grandeurs comparables à celles fournies par la LDV.

5.5.1. Comparaisons préliminaires sans écoulement

Pour les premiers essais LDV, effectués *sans* écoulement, quatre configurations ont été retenues :

- $f = 1\,592$ Hz ; SPL = 105 dB
- $f = 3\,136$ Hz ; SPL = 107 dB
- $f = 1\,592$ Hz ; SPL = 142 dB
- $f = 3\,136$ Hz ; SPL = 141.5 dB

Pour les faibles niveaux sonores, les excitations sont des multi-sinus espacés par tiers d'octave : le résonateur est donc simultanément soumis à plusieurs fréquences, dont nos deux fréquences d'étude (1 592 Hz et 3 136 Hz), l'hypothèse étant faite que l'éventuel couplage entre harmoniques peut être négligé. Il s'agira néanmoins d'une possible source d'écarts avec les simulations numériques qui, elles, ont été effectuées avec des signaux mono-fréquentiels, d'abord à 1 592 Hz, puis à 3 136 Hz.

La zone de mesure dans le plan transversal $y = 0$ s'étend sur 6 mm selon la direction longitudinale (3 mm en amont du centre du col du résonateur et 3 mm en aval) et sur 5 mm selon la direction verticale, les premiers points se situant à une hauteur de 0.2 mm au-dessus du résonateur. Au-dessus du col, on a 7 points de mesure dans la direction affleurante. Au total, le « maillage » LDV est constitué de $17 \times 17 = 289$ points (Figure 5.30).

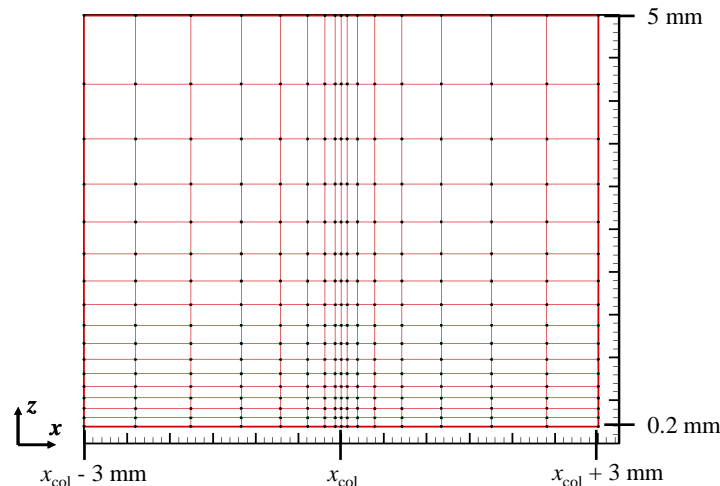


Figure 5. 30 - « Maillage » LDV pour les mesures *sans* écoulement. Coupe transversale en $y = 0$.

À faibles niveaux sonores, les champs LDV de vitesse normale et de vorticité sont en bon accord avec les champs DNS équivalents. La Figure 5.31 l'illustre pour le cas à 1 592 Hz ; des observations équivalentes sont faites pour le cas à 3 136 Hz. L'axisymétrie et la périodicité du mécanisme d'absorption du résonateur à faible SPL sont confirmées par la LDV. Les champs LDV sont cependant difficilement exploitables car à de tels niveaux d'intensité sonore, le seul mécanisme de dissipation enclenché est le frottement visqueux, et il s'ensuit que l'absorption a lieu quasi-exclusivement à l'intérieur du col du résonateur, hors de la zone de détection de la LDV. L'apport de la LDV à faible SPL en l'absence d'écoulement est donc limité.

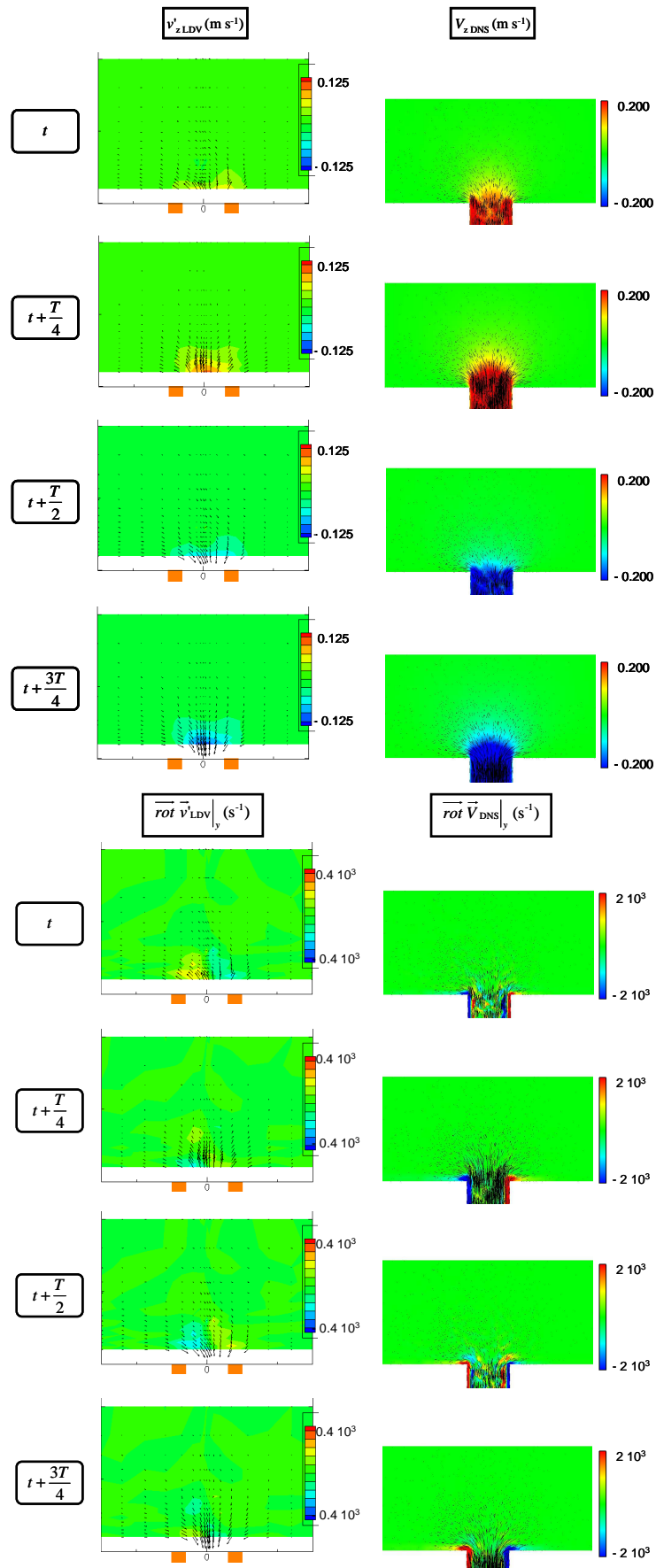


Figure 5. 31 - Comparaisons LDV / DNS 3D sur les champs de vitesse normale (*haut*) et de vorticité (*bas*).
1 592 Hz, 105 dB, coupe transversale $y = 0$.

Si les profils LDV et DNS de vitesse et de vorticité sont assez similaires, une différence d'ordre de grandeur est toutefois relevée, les valeurs LDV étant plus faibles. Afin d'affiner les comparaisons, les évolutions temporelles, sur une période acoustique, des vitesses normales LDV et DNS sont étudiées, pour les deux fréquences sélectionnées, juste au-dessus du centre du col, en $z = 2 \text{ mm}$ (Figure 5.32). Quatre courbes sont tracées :

- les résultats DNS « bruts », représentés par des cercles bleus ;
- les mesures LDV, représentées par des croix rouges ;
- la courbe analytique d'équation de la forme $A \sin(2\pi \cdot f \cdot t + B)$, en pointillés bleus, où A et B sont les coefficients de Fourier à la fréquence d'excitation acoustique correspondant aux résultats DNS : il s'agit donc de résultats DNS corrélés à la fréquence d'excitation ;
- la courbe analytique d'équation de la forme $C \sin(2\pi \cdot f \cdot t + D)$, en pointillés rouges, où C et D sont les coefficients de Fourier à la fréquence d'excitation acoustique correspondant aux résultats LDV : les mesures LDV étant déjà corrélées à la fréquence d'excitation, cette courbe doit *a priori* passer exactement par chaque point de mesure LDV.

(Ces courbes seront tracées pour chaque cas d'étude, avec ou sans écoulement.)

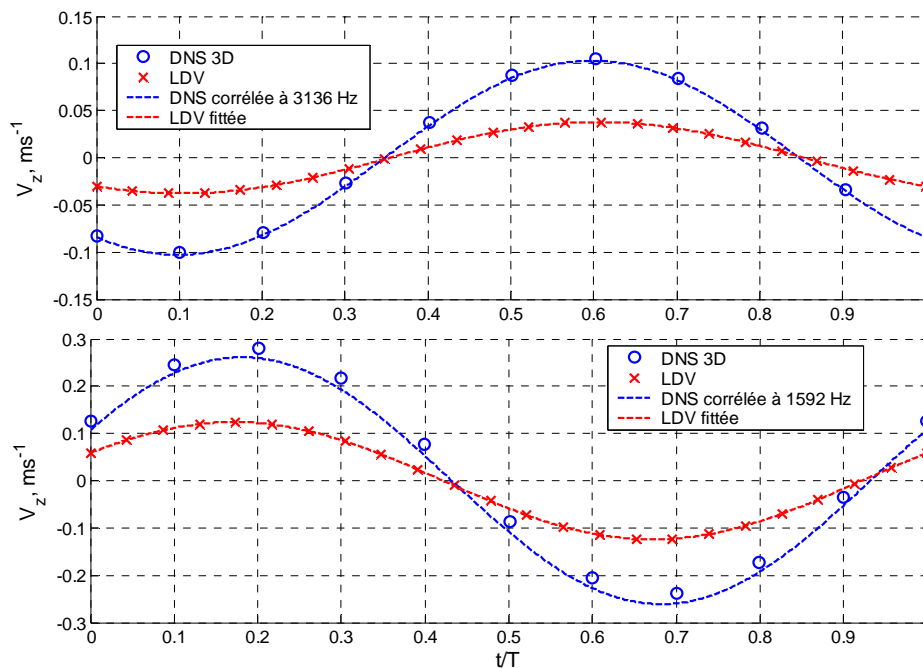


Figure 5. 32 - Comparaisons DNS 3D / LDV sur les champs de vitesses normales au-dessus du col
 $\{x = x_{\text{col}} ; y = 0 ; z = 0.2 \text{ mm}\}$. 3 136 Hz, 107 dB (*haut*) ; 1 592 Hz, 105 dB (*bas*).

Comme attendu, les courbes analytiques co  cident parfaitement avec les points de mesure LDV,    1 592 Hz comme à 3 136 Hz. Pour ce qui est de la DNS, les valeurs brutes et les courbes analytiques sont presque confondues, ce qui indique que localement, au-dessus du col, les variations temporelles de la vitesse normale demeurent quasi-périodiques à la fréquence acoustique incidente.

La comparaison entre les courbes DNS filtrées et les courbes LDV révèle une différence d'amplitude d'environ un facteur 2.5. Deux explications peuvent être proposées :

- la différence de sections (facteur 100) entre le conduit expérimental et le conduit considéré pour les simulations numériques ;
- le manque de précision des mesures LDV en absence d'écoulement à faible niveau sonore.

S'il est impossible, à ce stade, de donner plus de poids à l'une ou l'autre de ces deux hypothèses, les comparaisons faites pour les cas à forts niveaux sonores apporteront des éléments supplémentaires de réflexion.

À forts niveaux sonores, le mécanisme de vortex shedding est retrouvé par la LDV. Ses deux principales propriétés, à savoir la périodicité des détachements et l'axisymétrie des anneaux tourbillonnaires, sont confirmées.

Une différence majeure est cependant constatée : les vitesses normales observées en LDV sont, le long de l'axe du résonateur, alternativement positives puis négatives. Il s'ensuit que l'expulsion de vortex dans le conduit semble ininterrompue et que le sens de rotation des tourbillons change toutes les demi-périodes (Figure 5.33). Cet écart s'explique par la différence de post-traitement décrite en début de paragraphe, c'est-à-dire au fait de visualiser des grandeurs sinusoïdales de moyennes temporelles nulles en LDV et des grandeurs fluctuantes de moyennes non nécessairement nulles en DNS.

Le tracé, juste au-dessus du centre du col, des variations temporelles des vitesses normales obtenues par DNS montre en effet qu'à forte intensité sonore, la vitesse normale demeure périodique à la fréquence acoustique mais n'est plus de moyenne nulle. Pendant la demi-période correspondant à l'expulsion tourbillonnaire dans le conduit, la vitesse normale est élevée ; en revanche, pendant la demi-période suivante, correspondant à l'expulsion tourbillonnaire dans la cavité, elle prend des valeurs plus faibles (Figure 5.34). Seules les courbes filtrées sont donc comparables entre elles. Les différences d'amplitudes alors constatées sont de l'ordre d'un facteur 1.33. Elles sont moins importantes qu'à faible niveau sonore (facteur 2.5).

Les deux phases du mécanisme de vortex shedding mises en évidence par la Figure 5.34 sont encore mieux identifiables quand on se place à 3 mm au-dessus du centre du col du résonateur (Figure 5.35) : pendant la première demi-période, les valeurs de vitesses normales DNS sont à peu près constantes et très faibles car l'expulsion de vorticités a lieu vers l'intérieur de la cavité ; pendant la seconde demi-période, une nette croissance des valeurs DNS, témoignant du passage du tourbillon expulsé dans le conduit, est observée. Ainsi, les courbes DNS filtrées à la fréquence d'excitation ne passent plus du tout par les points numériques « bruts ». La comparaison DNS / LDV effectuée sur les courbes filtrées donne un excellent accord, les courbes filtrées DNS et LDV étant presque confondues. Plus encore qu'à bas SPL, l'accord DNS / LDV est donc satisfaisant.

La différence de sections de conduit entre la DNS et la LDV étant la même qu'à faible niveau sonore, on peut de plus suggérer que l'hypothèse du manque de précision de la LDV à bas SPL sans écoulement est la plus crédible.

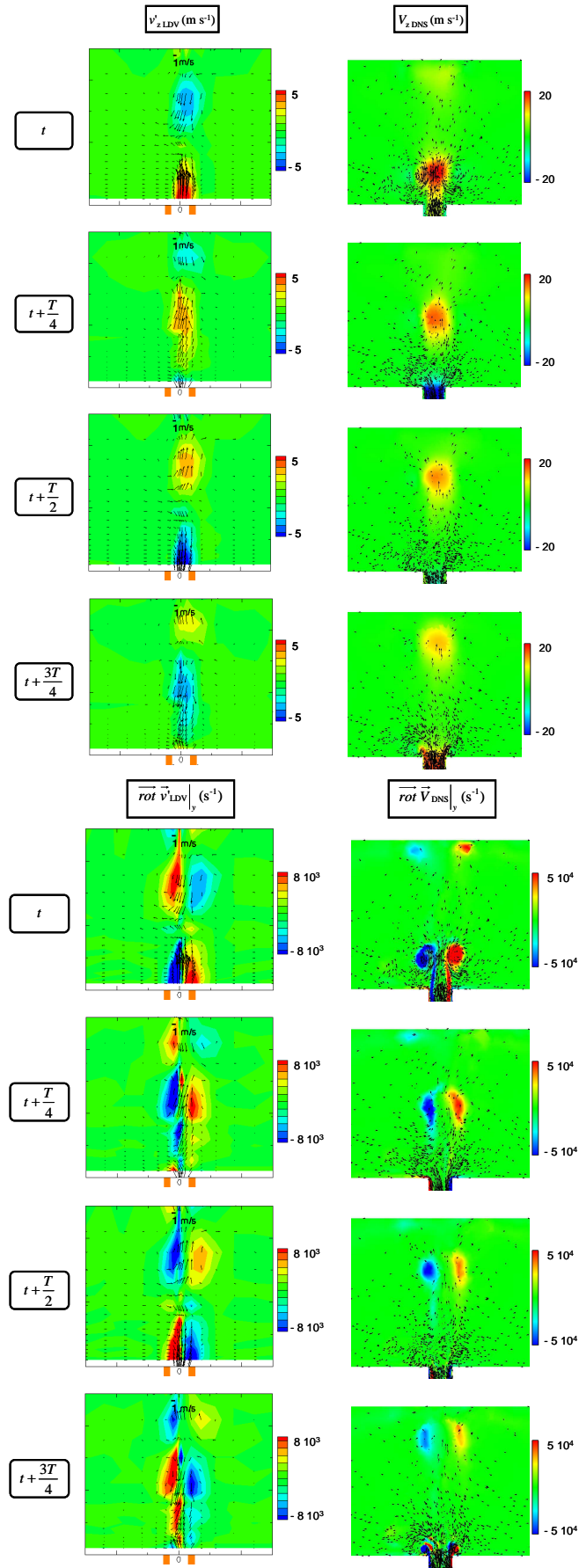


Figure 5.33 - Comparaisons LDV / DNS 3D sur les champs de vitesse normale (*haut*) et de vorticité (*bas*).
1 592 Hz, 142 dB, coupe transversale $y = 0$.

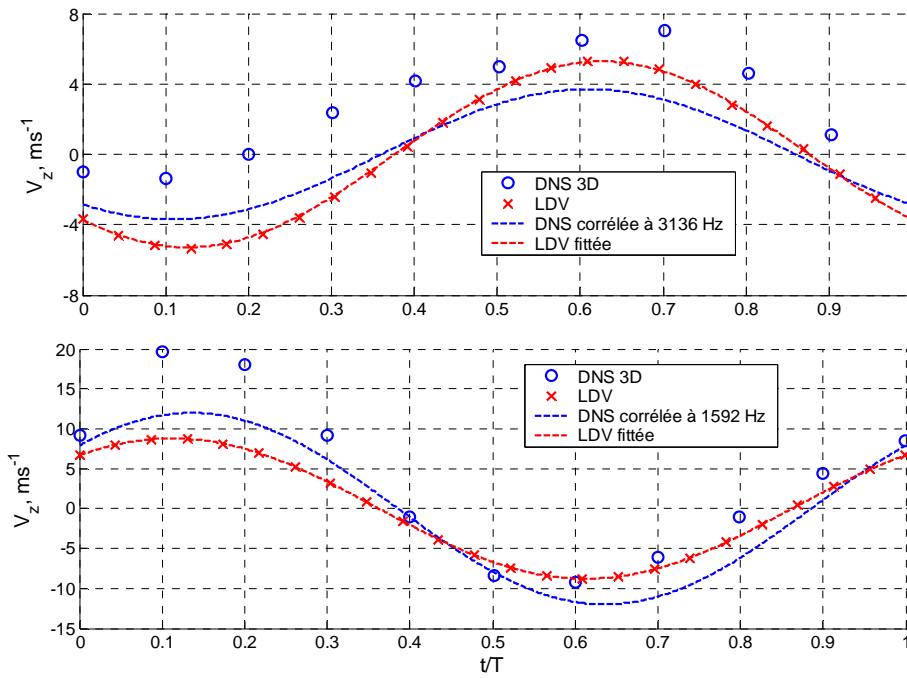


Figure 5.34 - Comparaisons DNS 3D / LDV sur les champs de vitesses normales au-dessus du col $\{x = x_{\text{col}} ; y = 0 ; z = 0.2 \text{ mm}\}$. 3 136 Hz, 141.5 dB (*haut*) ; 1 592 Hz, 142 dB (*bas*).

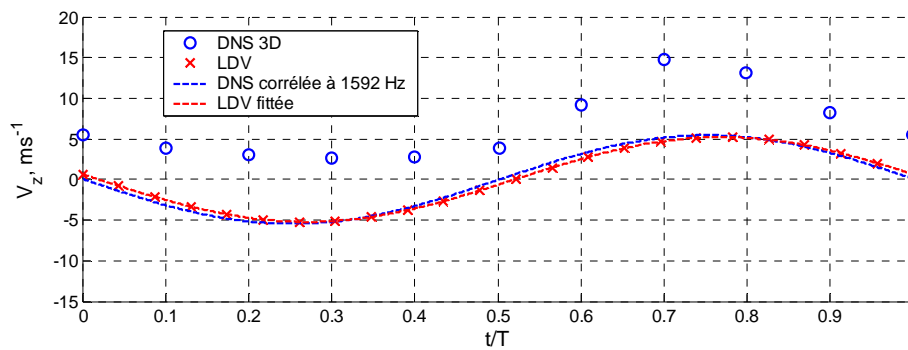


Figure 5.35 - Comparaisons DNS 3D / LDV sur les champs de vitesses normales au-dessus du col $\{x = 430.4 \text{ mm} ; y = 0 ; z = 3 \text{ mm}\}$. 1 592 Hz, 142 dB.

5.5.2. Comparaisons avec écoulement

De même que pour les simulations numériques, le « maillage » de points de mesure LDV est adapté à l'ajout de l'écoulement rasant, afin notamment d'anticiper le phénomène de convection. La zone de mesure dans le plan transversal $y = 0$ s'étend désormais jusqu'à 6 mm en aval du résonateur selon la direction longitudinale. Au-dessus du col, on a toujours 7 points de mesure, ce qui donne $19 \times 17 = 323$ points au total (Figure 5.36).

Rappelons les quatre cas étudiés :

- $M = 0.1 ; f = 1\,592 \text{ Hz} ; \text{SPL} = 114 \text{ dB}$
- $M = 0.1 ; f = 3\,136 \text{ Hz} ; \text{SPL} = 114 \text{ dB}$
- $M = 0.1 ; f = 1\,592 \text{ Hz} ; \text{SPL} = 140.5 \text{ dB}$
- $M = 0.1 ; f = 3\,136 \text{ Hz} ; \text{SPL} = 136.5 \text{ dB}$

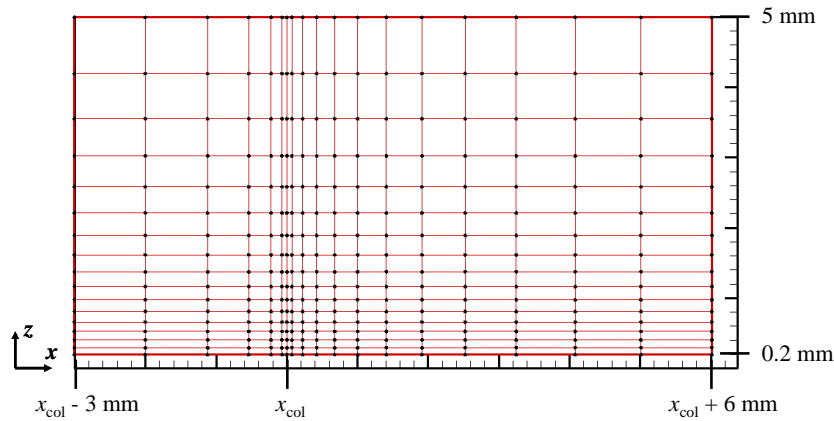


Figure 5.36 - « Maillage » LDV pour les mesures avec écoulement. Coupe transversale en $y = 0$.

À faible intensité sonore, le profil de vitesse au-dessus du col obtenu par LDV est en bon accord avec le profil DNS. Bien que le comportement du fluide le long de la paroi inférieure du conduit ne soit pas complètement reproduit par la LDV (les premières mesures sont faites à 0.2 mm de hauteur), les champs LDV de vorticité confirment la présence de la zone de recirculation en aval du résonateur. La rupture d'axisymétrie du mécanisme de vortex shedding ainsi que la conservation de la périodicité globale de la réponse du résonateur sont confirmées (Figure 5.38).

De même qu'en absence d'écoulement, les évolutions temporelles des vitesses normales au-dessus du centre du col du résonateur sont tracées (Figure 5.37). La présence de l'écoulement n'affecte pas la périodicité des signaux de vitesse. À 1 592 Hz, l'accord entre les valeurs DNS « brutes » et les courbes corrélées à la fréquence acoustique est même meilleur que sans écoulement. Par rapport à la LDV, des écarts d'un facteur 2.5 sont retrouvés sur les amplitudes des courbes filtrées. Le manque de précision des mesures LDV à faible SPL peut, là encore, être avancé comme une explication possible.

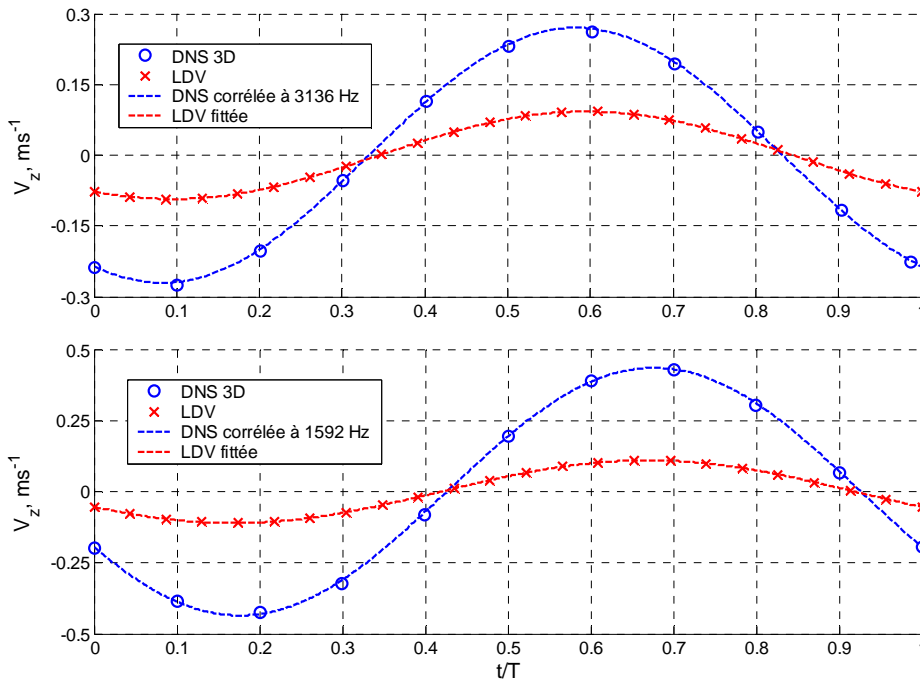


Figure 5.37 - Comparisons DNS 3D / LDV sur les champs de vitesses normales au-dessus du col $\{x = x_{col} ; y = 0 ; z = 0.2 \text{ mm}\}$. M 0.1, 3 136 Hz, 114 dB (haut) ; M 0.1, 1 592 Hz, 114 dB (bas).

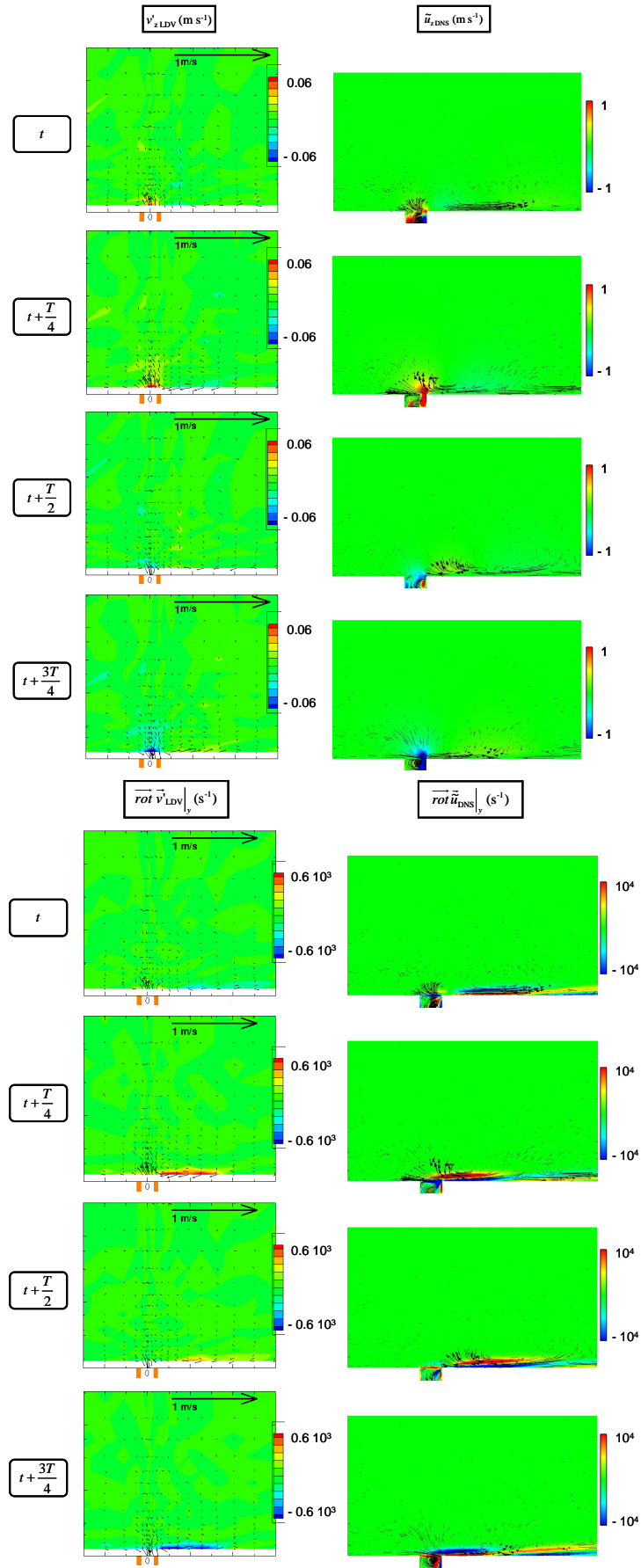


Figure 5.38 - Comparaisons LDV / DNS 3D sur les champs de vitesse normale (*haut*) et de vorticité (*bas*).
M 0.1, 1 592 Hz, 114 dB, coupe transversale $y = 0$.

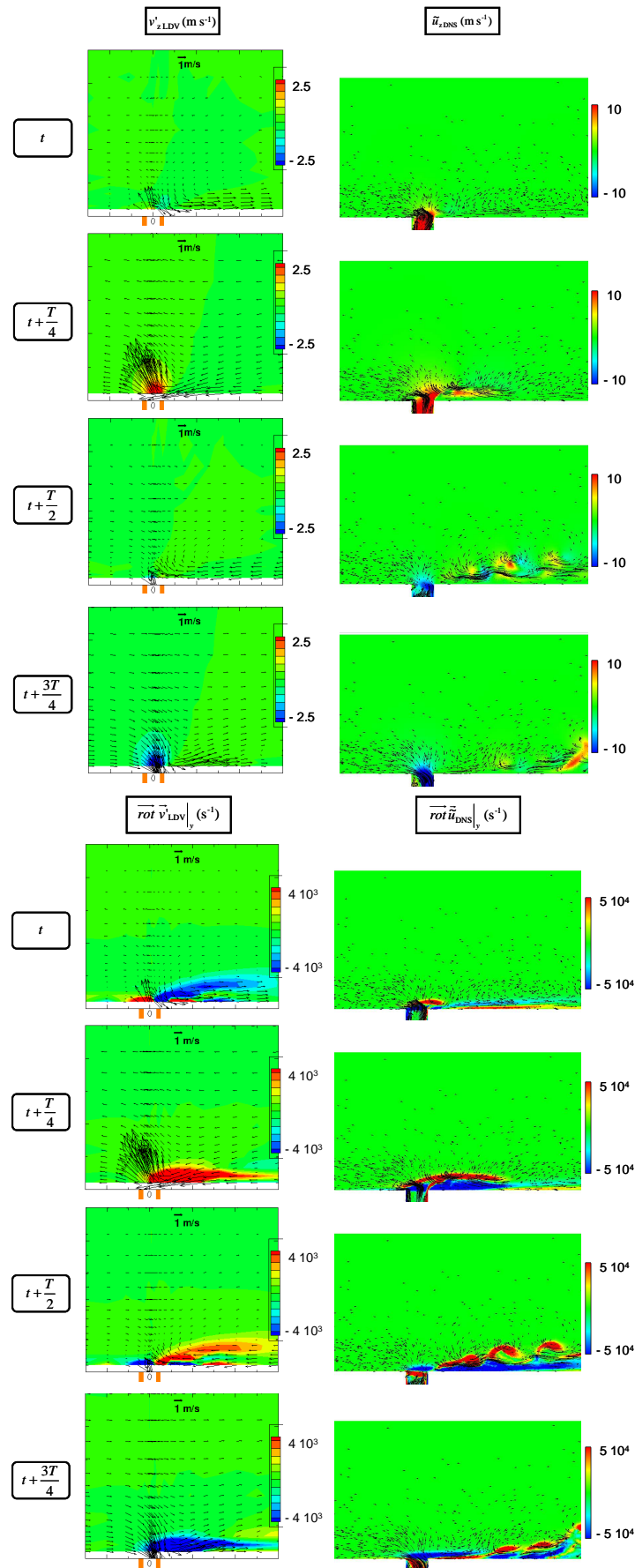


Figure 5. 39 - Comparaisons LDV / DNS 3D sur les champs de vitesse normale (*haut*) et de vorticité (*bas*).
M 0.1, 1 592 Hz, 140.5 dB, coupe transversale $y = 0$.

À fortes intensités sonores, la convection des tourbillons en aval du résonateur est retrouvée sur les champs LDV de vitesse et de vorticité (Figure 5.39). Les écarts relevés entre la LDV et la DNS sont dus à la différence de raffinement des maillages, les champs DNS étant, de ce point de vue, plus précis, et à la différence de post-traitement.

À 1 592 Hz comme à 3 136 Hz, les vitesses normales au-dessus du col, issues des simulations numériques, ont une variation temporelle périodique : les courbes filtrées aux fréquences d'excitation sont très proches des valeurs brutes. Les différences d'amplitudes constatées entre les courbes DNS filtrées et la LDV sont, comme en absence d'écoulement, moins grandes à fort SPL qu'à faible SPL : on retrouve un facteur 1.33, inférieur au facteur 2.5 précédemment mis en évidence (Figure 5.40). Si l'imprécision des mesures LDV à bas SPL semble confirmée, on conclut surtout que l'accord DNS / LDV est plus satisfaisant à forte intensité sonore, y compris en présence d'écoulement, ce qui est d'autant plus intéressant qu'il s'agit de la configuration la plus proche des conditions réelles d'emploi des NIDA perforés.

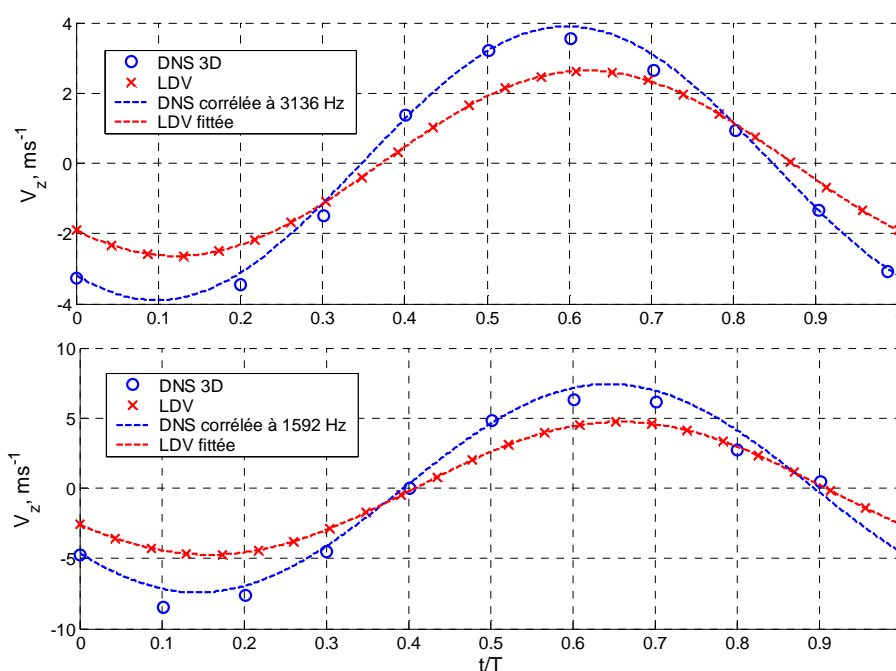


Figure 5. 40 - Comparaisons DNS 3D / LDV sur les champs de vitesses normales au-dessus du col $\{x = x_{col} ; y = 0 ; z = 0.2 \text{ mm}\}$. M 0.1, 3 136 Hz, 136.5 dB (haut) ; M 0.1, 1 592 Hz, 140.5 dB (bas).

Les résultats des simulations numériques directes menées sur le code CEDRE sont donc globalement en bon accord avec les résultats expérimentaux issus des mesures LDV, pour les configurations sans écoulement comme pour les configurations avec écoulement. Les mécanismes d'absorption du résonateur et le comportement local de ce dernier sont validés. On retiendra en particulier les très bons accords pour le cas le plus complexe de l'excitation aéroacoustique à forts niveaux sonores, ce qui ouvre des perspectives intéressantes quant à d'éventuelles études futures. La complémentarité des simulations numériques directes et des mesures LDV est en effet mise en évidence : si la DNS donne des informations plus précises (maillage très raffiné) pour un résonateur donné, la LDV doit être vue comme une possibilité d'étudier l'absorption d'une plaque NIDA perforée entière, dans une configuration géométrique qui se rapproche davantage de la nacelle d'avion et pour des conditions aérodynamiques plus proches de la réalité, pour un nombre de Mach plus élevé.

– Chapitre 6 –

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ce dernier chapitre revient sur les principaux résultats obtenus dans le cadre de la thèse : un bilan des effets de l'augmentation du niveau d'intensité acoustique, de l'incidence des ondes et du couplage d'un écoulement rasant à des excitations sonores est effectué. En outre, des conclusions sur la démarche et les méthodes mises en œuvre pour évaluer l'efficacité des mécanismes d'absorption du résonateur sont tirées.

Dans un second temps, des perspectives de travail sont suggérées. En particulier, l'intérêt de l'étude de l'influence de la présence d'un résonateur voisin (étude initiée en fin de thèse) est mis en évidence.

SOMMAIRE

6.1. Synthèse des résultats obtenus et conclusions	139
6.2. Perspectives de travail	141

6.1. Synthèse des résultats obtenus et conclusions

L'objet de ce travail de thèse était d'étudier numériquement l'absorption des matériaux résonants tels que les nids d'abeille perforés, qui sont utilisés dans les entrées d'air des nacelles de réacteurs d'avions pour réduire le bruit de soufflante. Pour y parvenir, une approche basée sur des simulations numériques directes (« DNS ») effectuées sur le code de CFD CEDRE de l'ONERA, a été proposée. La première étape de notre démarche a consisté à choisir une géométrie de résonateur représentative des NIDA perforés industriels classiques, puis à proposer un modèle analytique d'impédance (reprenant divers résultats de la littérature) prédisant sa réponse à des excitations acoustiques de bas niveaux sonores. Ce modèle, *a priori* valable exclusivement dans le domaine de l'acoustique linéaire et pour des ondes impactant le résonateur en incidence normale, ne pouvait prétendre rendre compte de l'absorption des NIDA perforés soumis à des excitations sonores rasantes de forts niveaux (≥ 130 dB), surtout quand celles-ci sont couplées à un écoulement d'air. Dès lors, il convenait d'évaluer les effets du SPL, de l'incidence des ondes sonores, puis du couplage acoustique / écoulement sur l'impédance du résonateur. Pour atteindre cet objectif, plusieurs méthodes d'évaluation ont été mises en œuvre : des méthodes « globales », basées sur la reconstruction des expressions analytiques des pressions et vitesses acoustiques à partir des signaux temporels numériques relevés en entrée et sortie de conduit ; des méthodes « locales », qui reposent sur les champs aérodynamiques dans la section d'entrée du col du résonateur.

Influence de l'augmentation du niveau d'intensité sonore

Les principaux mécanismes de dissipation du résonateur ont été définis : dissipation visqueuse à faible niveau sonore ; dissipation visqueuse et vortex shedding à fort niveau sonore. Leur nature périodique et axisymétrique a été mise en évidence, y compris à SPL élevés, les tourbillons détachés, de forme annulaire, se propageant le long de l'axe du résonateur jusqu'à leur dissipation en chaleur par viscosité moléculaire.

La modélisation de l'augmentation du SPL par l'ajout au modèle analytique d'une résistance non-linéaire s'exprimant à partir de la vitesse acoustique débitante dans le col du résonateur, s'est avérée satisfaisante pour la plupart des fréquences étudiées. Des variations inattendues de l'impédance ont toutefois été constatées, notamment près de la résonance. Des conclusions nouvelles ont alors été avancées, grâce à des simulations Euler :

- l'absorption par frottements visqueux dans le col n'est pas un phénomène physique toujours linéaire, son efficacité ne restant pas constante indépendamment du SPL ;
- les détachements tourbillonnaires n'améliorent pas de façon systématique les propriétés acoustiques du résonateur, un phénomène de saturation pouvant se produire.

Ainsi, contrairement à ce que sous-entendaient certaines études antérieures à cette thèse, une modification de la forme des perforations des NIDA pour favoriser l'expulsion de tourbillons n'assurerait donc pas l'augmentation de leur absorption [Roche 2009].

Influence de l'incidence des ondes acoustiques

Les simulations numériques et les mesures LDV ont permis de montrer la conservation des mécanismes de dissipation du résonateur, en l'absence d'écoulement, lors du passage de

l'incidence normale à l'incidence rasante. Le caractère intrinsèque de l'impédance, évaluée d'abord par les approches « globales », puis par les approches « locales », a été établi.

Influence du couplage d'un écoulement à des excitations sonores

Le couplage aéroacoustique a été étudié pour un écoulement stationnaire de nombre de Mach égal à 0.1 et des excitations sonores de niveaux d'intensité variables. À faible niveau, l'analyse des champs fluctuants de vorticité a permis d'identifier une zone de recirculation fortement dissipative, dans le conduit affleurant, en aval du résonateur ; à fort niveau, l'effet de l'écoulement s'est traduit par une rupture de l'axisymétrie des lâchés tourbillonnaires vers l'intérieur de la cavité et surtout par une convection de tourbillons vers l'aval dans le conduit affleurant. Ces observations ont été confirmées par les champs LDV.

Par les mêmes méthodes globales et locales que celles utilisées sans écoulement, l'impédance du résonateur a été évaluée. Des tendances traduisant l'effet du couplage aéroacoustique ont été dégagées : l'ajout de l'écoulement augmenterait la résistance et diminuerait la réactance [**Roche 2010**]. Les (très) bons accords trouvés entre les modèles empiriques d'impédance et nos résultats numériques, particulièrement ceux issus de l'approche locale, ont confirmé ces tendances.

D'un point de vue numérique, ce travail de thèse a amené plusieurs conclusions :

- L'utilisation du code CEDRE pour la simulation directe de phénomènes d'absorption aéroacoustique mettant en œuvre une interaction entre une structure résonante et des ondes sonores a été validée. Le choix d'un schéma d'intégration temporelle implicite d'ordre 1 n'a pas été pénalisant, à condition toutefois de disposer de maillages suffisamment raffinés pour respecter la condition de propagation de l'acoustique liée au nombre CFL. Il serait néanmoins intéressant de reprendre ces calculs avec des schémas temporels explicites d'ordres plus élevés (en développement à l'ONERA).
- Les limitations des calculs 2D plans ont été mises en évidence, le comportement d'une fente vis-à-vis d'une onde sonore et/ou d'un écoulement étant nettement diff rent de celui d'un trou cylindrique.
- Pour les cas d'excitations acoustiques émises en incidence normale, les simulations numériques 2D axisymétriques (moins coûteuses en temps CPU que les calculs 3D équivalents) se sont révélées suffisantes pour capter l'essentiel de la physique, autant pour les faibles SPL que pour les niveaux sonores les plus élevés [**Roche 2008**].
- En l'absence d'écoulement, les simulations numériques Euler (moins coûteuses en temps CPU que les calculs Navier-Stokes complets)   forts niveaux sonores ont donné une assez bonne approximation de l'absorption du résonateur.
- L'approche DNS CEDRE s'est également avérée adaptée aux cas faisant intervenir le couplage acoustique / écoulement, au moins à faible nombre de Mach.

D'un point de vue expérimental, un accord satisfaisant a été trouvé entre les champs de vitesse et de vorticité obtenus par LDV et ceux obtenus par DNS, en présence ou non d'écoulement. Les écarts constatés ont été plus importants pour les cas d'excitations sonores de faible SPL, ce qui s'explique peut-être par des imprécisions de mesure LDV.   plus forts

niveaux en revanche, y compris en présence d'écoulement, DNS et LDV ont donné des résultats très proches, ce qui est de bonne augure pour des comparaisons futures.

6.2. Perspectives de travail

Ce travail de thèse aura donc permis une meilleure compréhension des mécanismes de dissipation aéroacoustique des NIDA perforés. Elle constitue une première étape vers l'optimisation des performances acoustiques des matériaux absorbants utilisés pour la réduction du bruit de soufflante. Cette thématique, à l'interface entre le domaine de la mécanique des fluides et énergétique d'une part, et le domaine de la mécanique des matériaux et structures d'autre part, repose sur des phénomènes physiques très complexes. Les suites possibles à cette thèse sont donc nombreuses. On se propose ici de donner quelques pistes.

Influence de la présence d'un résonateur voisin

La suite la plus immédiate pourrait être de mener une étude comparable pour deux résonateurs en série et non plus un seul. En fin de thèse, ce travail a été initié numériquement, à 1 592 Hz.

En absence d'écoulement, deux configurations sont simulées :

- $f = 1\,592$ Hz ; SPL = 105 dB
- $f = 1\,592$ Hz ; SPL = 142 dB

Les champs de vorticité autour des deux cols sont identiques à ceux obtenus pour le résonateur isolé : on retrouve le mécanisme de frottements visqueux le long des parois des cols à 105 dB et le mécanisme de vortex shedding à 142 dB (Figure 6.1). Les comportements des résonateurs semblent indépendants l'un de l'autre et identiques (au déphasage temporel près, dû au fait que l'onde se propage sur 6.1 mm avant d'atteindre le second résonateur).

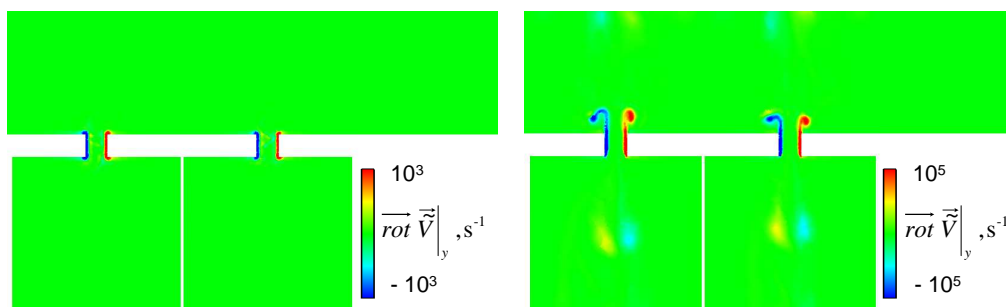


Figure 6. 1- Excitation acoustique rasante sans écoulement de deux résonateurs en série. DNS 3D, 1 592 Hz. gauche : 105 dB ; droite : 142 dB. Coupes en $y = 0$. DNS 3D.

De même que pour un résonateur isolé, l'impédance des deux résonateurs est évaluée à partir des pressions et vitesses moyennées sur les sections d'entrée des cols (Tableau 6.1). Pour les deux niveaux sonores considérés, il s'avère que :

- les résonateurs en série ont exactement les mêmes résistances réduites, les valeurs trouvées étant, de plus, très proches de celles du résonateur seul ;
- leurs réactances sont également proches mais nettement inférieures aux valeurs trouvées pour le résonateur seul.

1 592 Hz, 105 dB			
	résonateur seul	résonateur amont	résonateur aval
Re ($z_{\text{réso}}$)	0.77×10^{-2}	0.62×10^{-2}	0.62×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	0.77×10^{-2}	0.12×10^{-2}	0.02×10^{-2}
1 592 Hz, 142 dB			
	résonateur seul	résonateur amont	résonateur aval
Re ($z_{\text{réso}}$)	2.42×10^{-2}	2.35×10^{-2}	2.35×10^{-2}
Im ($z_{\text{réso}}$)	-0.06×10^{-2}	-0.36×10^{-2}	-0.43×10^{-2}

Tableau 6. 1 - Impédances réduites calculées à partir des pressions et vitesses moyennes dans le col, en absence d'écoulement.

Il en résulte que les comportements des résonateurs en série sont assez semblables l'un par rapport à l'autre, ce qui était effectivement observé sur les champs de vorticité, mais qu'aucune relation simple entre l'impédance du résonateur seul et celles des résonateurs en série ne peut *a priori*  tre donnée. Si le comportement local d'un résonateur isolé excité par des ondes sonores est bien qualitativement représentatif du comportement de deux résonateurs en série, il n'en est pas de même pour l'impédance (en particulier la réactance). Même en l'absence d'écoulement, un couplage entre résonateurs est donc à prendre en compte, ce qui est en accord avec des études expérimentales antérieures [Johansson 2001].

En présence d'écoulement, deux autres configurations sont simulées :

- $M = 0.1$; $f = 1\,592$ Hz ; SPL = 114 dB
- $M = 0.1$; $f = 1\,592$ Hz ; SPL = 140.5 dB

Cette fois, les champs de vorticité suffisent à mettre clairement en évidence l'interaction entre les deux résonateurs (Figure 6.2), celle-ci étant d'autant plus forte que la convection de vorticité est importante :   140.5 dB, les tourbillons détachés du col amont sont convectés au-dessus de la couche cisailée du col aval et finissent même par s'apparier avec les tourbillons expulsés hors du second résonateur.   l'intérieur des cavités, les champs de vorticité sont assez proches, bien que temporellement déphasés, et correspondent aux champs étudiés dans le cas d'un résonateur seul : la rupture de l'axisymétrie des tourbillons et la déviation de leur propagation vers l'amont sont retrouvées.

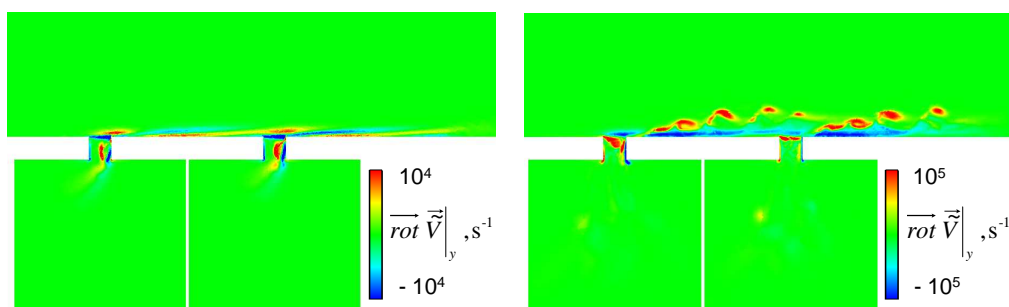


Figure 6. 2 - Excitation aéroacoustique rasante de deux résonateurs en série. DNS 3D, M 0.1, 1 592 Hz, gauche : 114 dB ; droite : 140.5 dB. Coupes en $y = 0$. DNS 3D.

Les valeurs d'impédances déduites des pressions et vitesses moyennées sur les sections d'entrée des cols sont données par le Tableau 6.2. Les résultats obtenus mènent à plusieurs conclusions :

- l'ajout de l'écoulement a pour effet de rompre la conservation de résistance entre le résonateur amont et le résonateur aval ;
- le fait que la résistance réduite maximale ne soit pas associée au même résonateur selon que l'on considère une excitation acoustique à 114 dB ou à 140.5 dB souligne la complexité du couplage auquel on est désormais confrontés ;
- les écarts relevés pour les réactances sont plus grands qu'en l'absence d'écoulement ;
- la comparaison entre l'impédance du résonateur seul et les impédances de chacun des deux résonateurs en série ne permet pas de conclure à une possible conservation, bien que les valeurs obtenues demeurent assez proches.

1 592 Hz, 114 dB, M 0.1			
	résonateur seul	résonateur amont	résonateur aval
Re ($z_{\text{réso}}$)	1.18	0.77	1.13
Im ($z_{\text{réso}}$)	0.43	0.31	0.07
1 592 Hz, 140.5 dB, M 0.1			
	résonateur seul	résonateur amont	résonateur aval
Re ($z_{\text{réso}}$)	3.24	3.02	2.69
Im ($z_{\text{réso}}$)	- 1.06	- 1.20	- 0.84

Tableau 6. 2 - Impédances réduites calculées à partir des pressions et vitesses moyennes dans le col, en présence d'un écoulement de nombre de Mach 0.1.

Il est donc confirmé que la connaissance de l'impédance d'un résonateur isolé ne suffit pas à rendre pleinement compte des propriétés d'absorption d'un panneau absorbant perforé et que l'interaction entre les perforations voisines ne peut être négligée. C'est pourquoi, la poursuite de ce travail de recherche semble aujourd'hui nécessaire. La mise en œuvre des méthodes d'évaluation globale présentées dans ce mémoire de thèse pourrait fournir des éléments supplémentaires de réflexion.

L'étape suivante, toujours dans le souci de rendre compte au mieux de l'absorption des plaques de NIDA perforées, serait d'augmenter le nombre de résonateurs. Les limitations de la DNS seraient rapidement atteintes : il est en effet irréaliste d'entreprendre la simulation de la réponse d'une plaque de NIDA perforée entière. Dès lors, une campagne de mesures LDV s'avèrerait nécessaire. La complémentarité entre la DNS, qui donne une solution « exacte » mais pour un cas simplifié, et la LDV, qui, en dépit d'un maillage de points moins raffiné, peut fournir des résultats pour une configuration plus proche des conditions réelles d'emploi, se révélerait sans doute fructueuse.

« Améliorations » numériques envisageables

Une première amélioration possible concerne les comparaisons DNS / LDV. Afin de visualiser les mêmes grandeurs qu'en LDV, des développements dans le code CEDRE seraient nécessaires : il s'agirait d'évaluer, en chaque point du maillage numérique, les coefficients de Fourier (module et phase à la fréquence acoustique) des vitesses et pressions, puis de déduire les grandeurs « acoustiques » par multiplication par le terme $e^{j\omega t}$. Ce post-traitement, réalisé jusqu'ici en un nombre limité de points, serait ainsi automatisé.

La simulation d'écoulements à nombres de Mach plus élevés conduira nécessairement à la question de la simulation d'un écoulement turbulent : l'utilisation de modèles de turbulence (déjà implémentés dans CEDRE) en proche paroi pourrait réduire les temps de calcul. Cependant, dans cette optique, la DES (« **D**etached **E**ddy **S**imulation ») pourrait être plus adaptée que la DNS.

Modélisation de l'interaction non-linéaire acoustique / écoulement

Si les non-linéarités liées à l'augmentation du niveau sonore semblent désormais assez bien comprises, quoique difficilement modélisables, il n'en est pas de même pour celles liées au couplage acoustique / écoulement. Il conviendrait donc d'effectuer d'autres simulations numériques, pour des écoulements de vitesses différentes, pour confirmer ou remettre en cause la dépendance entre l'impédance du résonateur et le nombre de Mach. Des modèles plus adaptés, prédictifs si possible, pourraient alors être proposés.

Problématique matériau

Le premier volet de cette problématique concerne les éventuelles améliorations structurales des NIDA perforés. Les conclusions apportées par ce mémoire de thèse invitent à la prudence quant au choix d'une forme de col évasée. Il s'agit cependant du cœur du problème puisqu'il touche à des enjeux industriels d'envergure. Il serait donc intéressant de tester d'autres modifications structurales (à condition qu'elles ne dégradent pas les propriétés mécaniques du matériau) en présence d'écoulement.

Enfin, une perspective à plus long terme consisterait à étendre ce travail aux autres types de matériaux absorbants tels que les matériaux poreux. D'autres propriétés, qui leur sont intrinsèques, comme leur porosité, leur tortuosité ou leur perméabilité, devraient alors être prises en compte. En outre, leurs modélisations existantes [**Johnson 1987, Champoux 1991**] devraient être couplées aux modèles aéroacoustiques. Il s'agirait toutefois d'une entreprise d'ampleur.

– Bibliographie –

[Allard 1994] Allard J.-F. and Daigle G., Propagation of Sound in Porous Media: Modeling Sound Absorbing Materials, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 95(5), p. 2785-2785, 1994

[Alster 1972] Alster M., Improved Calculation of Resonant Frequencies of Helmholtz Resonators, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 24(1), p. 63-85, 1972

[Astley 2010] Astley R.J., Sugimoto R., Mustafi P., Kewin M. and Achunche I., Liner Optimisation for Turbofan Ducts: Towards a Fully Automated Approach, *AIAA Paper 2010-3826*, 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010

[Auffray 2009] Auffray N., Comportement des Matériaux Cellulaires ; Élaboration, Caractérisation et Modélisation Prédictive des Propriétés, *Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble*, 2009

[Aurégan 2004] Aurégan Y., Leroux M. and Pagneux V., Measurement of Liner Impedance with Flow by an Inverse Method, *AIAA Paper 2004-2838*, 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2004

[Beranek 1993] Beranek L.L., Acoustics, *Acoustic Society of America, Woodbury, New York*, 116-143, p. 47-77, 1993

[Bethe 1944] Bethe H.A., Theory of Diffraction by Small Holes, *Physical Review*, vol. 66(7), p. 163-182, 1944

[Biancherin 2003] Biancherin A., Simulation Aéroacoustique d'un Jet Chaud Subsonique, *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI*, 2003

[Blackshire 1997] Blackshire J.L., Analysis of Particle Image Velocimetry (PIV) Data for Acoustic Particle Velocity Measurements, *NASA Contractor Report*, n°201664, 1997

[Bigg 1982] Bigg G.R., The Three Dimensional Cavity Resonator, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 85, p. 85-103, 1982

[Brillouin 1949] Brillouin J., Théorie de l'Absorption du Son par les Structures à Panneaux Perforés, *Cahiers du CSTB*, vol. 31, 1949

[Bruneau 1998] Bruneau M., Manuel de l'Acoustique Fondamentale, *Paris : Hermès*, 1998

[Caussé 1984] Caussé R., Kergomard J. and Lurton X., Input Impedance of Brass Musical Instruments – Comparison between Experiment and Numerical Models, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 75(1), p. 241-254, 1984

- [**Cerezo 2005**] Cerezo V., Propriétés Mécaniques, Thermiques et Acoustiques d'un Matériau à base de Particules Végétales : Approche Expérimentale et Modélisation Théorique, *Thèse de Doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*, 2005
- [**Champoux 1991**] Champoux Y. and Allard J.F., Dynamic Tortuosity and Bulk Modulus in Air-Saturated Porous Media, *Journal of Applied Physics*, vol. 70(4), p. 1975-1979, 1991
- [**Chanaud 1994**] Chanaud R.C., Effects of Geometry on the Resonance Frequency of Helmholtz Resonators, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 178(3), p. 337-348, 1994
- [**Chanaud 1997**] Chanaud R.C., Effects of Geometry on the Resonance Frequency of Helmholtz Resonators – Part II, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 204(5), p. 829-834, 1997
- [**Chu 1988**] Chu W.T., Further Experimental Studies on the Transfer-Function Technique for Impedance Tube Measurements, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 83(6), p. 2255-2260, 1988
- [**Chung 1980**] Chung J.Y., Rejection of Flow Noise using a Coherence Function Method, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 62(2), p. 388-395, 1980
- [**Crandall 1926**] Crandall I.B., Theory of Vibrating Systems and Sound, *New York: Van Nostran*, 1926
- [**Cremer 1948**] Cremer L., On the Acoustic Boundary Layer outside a Rigid Wall, *Archiv der Elektrischen Übertragung*, vol. 2, p. 136-139 (1948)
- [**Cummings 1987**] Cummings A., The Response of a Resonator under a Turbulent Boundary Layer to a High Amplitude Non-Harmonic Sound Field, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 115(2), p. 312-328, 1987
- [**Dean 1974**] Dean P.D., An In-Situ Method of Wall Acoustic Impedance Measurement in Flow Ducts, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 34(1), p. 97-130, 1974
- [**Delattre 2009**] Delattre G., Impédance de Paroi des Matériaux à Réaction Localisée, *Thèse de doctorat de l'Université Paris VI*, 2009
- [**Ducourneau 1994**] Ducourneau J. et Ozouf P., Modélisation de l'Impédance Acoustique Normale des Structures à Panneaux Perforés, *Journal de Physique IV*, Colloque C5, supplément au Journal de Physique III, vol. 4, p. 113-116, 1994
- [**Dupont 2002**] Dupont T., Transparence et Absorption Acoustiques des Structures Microperforées, *Thèse de doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*, 2002
- [**Elder 1982**] Elder S.A., Farabee T.M. and DeMetz F.C., Mechanisms of Flow-Excited Cavity Tones at Low Mach Number, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 72(2), p. 532-549, 1982
- [**Elnady 2004**] Elnady T. and Boden H., An Inverse Analytical Method for Extracting Liner Impedance from Pressure Measurements, *AIAA Paper 2004-2836*, 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2004
- [**Flynn 1990**] Flynn K.P. and Panton R.L., The Interaction of Helmholtz Resonators in a Row when Excited by a Turbulent Boundary Layer, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 87(4), p. 1482-1488, 1990

- [Gallas 2003]** Gallas Q., Holman R., Nishida T., Carroll B., Sheplak M. and Cattafesta L., Lumped Element Modeling of Piezoelectric-Driven Synthetic Jet Actuators, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, vol. 41(2), p. 240-247, 2003
- [Gasser 2003]** Gasser S., Étude des Propriétés Acoustiques et Mécaniques d'un Matériau Métallique Poreux Modèle à Base de Sphères Creuses de Nickel, *Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble*, 2003
- [Gatski 1993]** Gatski T.B. and Speziale C.G., On Explicit Algebraic Stress Models for Complex Turbulent Flows, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 254, p. 59-78, 1993
- [Galbrun 1931]** Galbrun H., Propagation d'une Onde Sonore dans l'Atmosphère Terrestre et Théorie des Zones de Silence, *Gauthier-Villars*, 1931
- [Garrison 1969]** Garrison G.D., Schnell A.C., Baldwin C.D. and Russell P.R., Suppression of Combustion Oscillations with Mechanical Damping Devices, *Pratt & Whitney Report PWA FR-3299*, 1969
- [Gély 1999]** Gély D., Elias G., Lupoglazoff N., Vuillot F. and Micheli F., Aeroacoustics Characterization and Numerical Simulation of a Helmholtz Resonator, *AIAA Paper 99-1941*, 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 1999
- [Gloerfelt 2001]** Gloerfelt X., Bruit Rayonné par un Écoulement Affleurant une Cavité : Simulation Aéroacoustique Directe et Application de Méthodes Intégrales, *Thèse de doctorat de l'École Centrale de Lyon*, 2001
- [Guo 2008]** Guo Y., Allam S. and Abom M., Micro-Perforated Plates for Vehicle Applications, *Internoise 2008*, 2008
- [Haller 2005]** Haller G., An Objective Definition of a Vortex, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 525, p. 1-26, 2005
- [Hann 1997]** Hann D.B. and Greated C.A., The Measurement of Flow Velocity and Acoustic Particle Velocity using Particle Image Velocimetry, *Measurement Science and Technology*, vol. 8(12), p. 1517-1522, 1997
- [Haÿne-Lecocq 2006]** Haÿne-Lecocq B., Contribution à l'Étude du Comportement Acoustique de Matériaux Présentant des Cavités Débouchantes, *Thèse de doctorat de l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers*, 2006
- [Hersh 1978]** Hersh A.S. and Walker B., Effects of Grazing Flow on the Steady-State Flow Resistance and Acoustic Impedance of Thin Porous-Faced Liners, *NASA Contractor Report*, n°2951, 1978
- [Hersh 1979]** Hersh A.S. and Walker B., Effect of Grazing Flow on the Acoustic Impedance of Helmholtz Resonators Consisting of Single and Clustered Orifices, *NASA Contractor Report*, n°3177, 1979
- [Hersh 1993]** Hersh A.S. and Tso J., Extended Frequency Range Helmholtz Resonators, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 93, p. 2256-2267, 1993
- [Heuwinkel 2010]** Heuwinkel C., Fisher A., Röhle I., Enghardt L., Bake F., Piot E. and Micheli F., Characterization of a Perforated Liner by Acoustic and Optical Measurements, *AIAA Paper 2010-3765*, 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010
- [Ingard 1950]** Ingard K.U. and Labate S., Acoustic Circulation Effects and the Nonlinear Impedance of Orifices, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 22(2), p. 211-218, 1950

- [Ingard 1953]** Ingard K.U., On the Theory and Design of Acoustics Resonators, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 25(6), p. 1037-1061, 1953
- [Ingard 1967]** Ingard K.U. and Ising H., Acoustic Nonlinearity of an Orifice, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 42(1), p. 6-17, 1967
- [Ingard 2009]** Ingard K.U., Noise Reduction Analysis, *Jones & Bartlett Publishers*, 2009
- [Jayaraman 1981]** Jayaraman K. and Yam K., Decoupling Approach to Modeling Perforated Tube Muffler Components, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 69(2), p. 390-396, 1981
- [Johnson 1987]** Johnson D.L., Koplik J. and Dashen R., Theory of Dynamic Permeability and Tortuosity in Fluid-Saturated Porous Media, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 176, p. 379-402, 1987
- [Johansson 2001]** Johansson T.A. and Kleiner M., Theory and Experiments on the Coupling of Two Helmholtz Resonators, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 110(3), p. 1315-1328, 2001
- [Jones 2010]** Jones M.G., Watson W.R. and Nark D.M., Effects of Flow Profile on Educated Acoustic Liner Impedance, *AIAA Paper 2010-3763*, 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010
- [Kergomard 1981]** Kergomard J., Champ Interne et Champ Externe des Instruments à Vent, *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI*, 1981
- [Kerschen 2004]** Kerschen E.J., Cain A.B. and Raman G., Analytical Modeling of Helmholtz Resonator Based Powered Resonance Tubes, *AIAA Paper 2004-2691*, 2nd AIAA Flow Control Conference, 2004
- [King 1936]** King L.V., On the Electrical and Acoustic Conductivities of Cylindrical Tubes Bounded by Infinite Flanges, *Philosophical Magazine Series 7*, vol. 21, p. 128-144, 1936
- [Kooijman 2008]** Kooijman G., Hirschberg A. and Golliard J., Acoustical Response of Orifices under Grazing Flow: Effect of Boundary Layer Profile and Edge Geometry, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 315, p. 849-874, 2008
- [Lamb 1959]** Lamb H., Hydrodynamics, *Cambridge University Press*, 1959
- [Lavieille 2006]** Lavieille M., Simon F. and Micheli F., Measurement of Acoustic Quantity Fields in Duct Flow by Laser Doppler Velocimetry, *AIAA Paper 2006-2550*, 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2006
- [Lebiga 1999]** Lebiga V.A. and Zinoviev V.N., Application of Hot Wire for Acoustic Measurements in Gas Flow, *AIAA Paper 99-1867*, 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 1999
- [Lavieille 2007]** Lavieille M., Développement d'une Méthode de Mesure Acoustique en Écoulement Rapide et Chaud par Vélocimétrie Laser Doppler, *Thèse de doctorat de l'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace*, 2007
- [Lee 2003]** Lee S.-H. and Ih J.-G., Empirical Model of the Acoustic Impedance of a Circular Orifice in Grazing Mean Flow, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 114(1), p. 98-113, 2003

- [Leroux 2005] Leroux M., Propagation Acoustique en Conduit Traité : Influence de l'Écoulement sur l'Impédance de Paroi et Effet des Modes Hydrodynamiques, *Thèse de doctorat de l'Université du Maine*, 2005
- [Levine 1948] Levine H. and Schwinger J., On the Radiation of Sound from an Unflanged Circular Pipe, *Physical Review*, vol. 73, p. 383-406, 1948
- [Léwy 2001] Léwy S., Acoustique Industrielle et Aéroacoustique, *Éditions Hermès Science Europe*, chapitre 7, p. 201-243, 2001
- [Lidoine 2007] Lidoine S., Terrasse I., Abboud T. and Bennani A., Numerical Prediction of SDOF-Perforated Plate Acoustic Treatment Impedance. Part 1: Linear Domain, *AIAA Paper 2007-3717*, 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2007
- [Maa 1994] Maa D.-Y., Microperforated Panel at High Sound Intensity, *Proceedings of Internoise 94*, 1994
- [Maa 1998] Maa D.-Y., Potential of Microperforated Panel Absorber, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 104(5), p. 2861-2866, 1998
- [Malmarmy 2000] Malmarmy C., Étude Théorique et Expérimentale de l'Impédance Acoustique de Matériaux en Présence d'un Écoulement d'Air Tangentiel, *Thèse de doctorat de l'Université du Maine*, 2000
- [Mason 1930] Mason W.P., The Approximate Networks of Acoustic Filters, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 1, p. 263-272, 1930
- [Melling 1973] Melling T.H., The Acoustic Impedance of Perforates at Medium and High Sound Pressure Level, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 29, p. 1-65, 1973
- [Minotti 2004] Minotti A., Contribution à la Mesure Aéroacoustique par Vélocimétrie Laser Doppler, *Thèse de doctorat de l'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace*, 2004
- [Mohring 1999] Mohring J., Helmholtz Resonators with Large Aperture, *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 85(6), p. 751-763, 1999
- [Morfey 1969] Morfey C.L., Acoustic Properties of Openings at Low Frequencies, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 9, p. 357-366, 1969
- [Morse 1948] Morse P.M., Vibration and Sound, *New York: McGraw-Hill*, 2nd ed., 1948
- [Morse & Ingard 1968] Morse P.M. and Ingard K.U., Theoretical Acoustics, *New York: McGraw-Hill*, 1968
- [Myers 1980] Myers M.K., On the Acoustic Boundary Condition in the Presence of Flow, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 71(3), p. 429-434, 1980
- [Nicole 2003] Nicole A., Évaluation des Performances Acoustiques du code CEDRE dans des Configurations Académiques Mono et Bi-Dimensionnelles, *Rapport Technique Onera*, RT 1/06591 DEFA, 2003
- [Nielsen 1949] Nielsen A.K., Acoustical Resonators of Circular Cross-section and with Axial Symmetry, *Transactions of the Danish Academy of Technical Science*, vol. 10, p. 9-70, 1949
- [Panton 1975] Panton R.L. and Miller J.M., Resonant Frequencies of Cylindrical Helmholtz Resonators, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 57, p. 1533-1535, 1975

- [**Pierce 1981**] Pierce A.D., *Acoustics: an Introduction to its Physical Principles and Applications*, *Acoustical Society of America, McGraw-Hill*, 1981
- [**Piot 2010a**] Piot E., Micheli F. and Simon F., Méthodes de Mesure Optique Appliquées à la Caractérisation d’Absorbants Acoustiques en Écoulement, *Proceedings du 10^{ème} Congrès Français d’Acoustique*, 2010
- [**Piot 2010b**] Piot E., Micheli F. and Simon F., Optical Acoustic Pressure Measurements in a Large-Scale Test Facility with Mean Flow, *AIAA Paper 2010-3752*, 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010
- [**Pridmore-Brown 1958**] Pridmore-Brown D.C., Sound Propagation in a Fluid Flowing Through an Attenuating Duct, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 4, p. 393-406, 1958
- [**Rao 1986**] Rao K.N and Munjal M.L, Experimental Evaluation of Impedance of Perforates with Grazing Flow, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 108(2), p. 283-295, 1986
- [**Rayleigh 1870**] Rayleigh J.W.S., On the Theory of Resonators, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 1870
- [**Rayleigh 1878**] Rayleigh J.W.S., The Theory of Sound, *Macmillan Co., London*, vol. 2, 1878
- [**Renou 2010**] Renou Y. and Aurégan Y., On a Modified Myers Boundary Condition to Match Lined Wall Impedance Deduced from Several Experimental Methods in Presence of a Grazing Flow, *AIAA Paper 2010-3945*, 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010
- [**Roche 2008**] Roche J.M., Leyeikian L. and Vuillot F., 2D-axisymmetric and 3D Computational Study of the Acoustic Absorption of Resonant Liners, *Proceedings of Internoise 2008*, vol. 210(1), p. 3526-3542, 2008
- [**Roche 2009**] Roche J.M., Leyeikian L., Delattre G. and Vuillot F., Aircraft Fan Noise Absorption: DNS of the Acoustic Dissipation of Resonant Liners, *AIAA Paper 2009-3146*, 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2009
- [**Roche 2010**] Roche J.M., Vuillot F., Leyeikian L., Delattre G., Piot E. and Simon F., Numerical and Experimental Study of Resonant Liners Aeroacoustic Absorption under Grazing Flow, *AIAA Paper 2010-3767*, 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010
- [**Rossiter 1964**] Rossiter J.E., Wind Tunnel Experiments on the Flow Over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds, *Aeronautical Research Council, R&M-3438*, London, 1964
- [**Savre 2010**] Savre J., Simulation Numérique Instationnaire de la Combustion Turbulente au sein de Foyers Aéronautiques et Prédiction des Émissions Polluantes, *Thèse de doctorat de l’Institut National des Sciences Appliquées de Rouen*, 2010
- [**Siddiqui 2008**] Siddiqui K. and Nabavi M., Measurement of the Acoustic Velocity Characteristics in a Standing-Wave Tube using Out of Phase PIV, *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 19, p. 364-369, 2008
- [**Simonich 2006**] Simonich J., Narayanan S., Morin B. and Patrick W., Development and Quantification of an In-Situ Grazing Flow Impedance Measurement Technique, *AIAA Paper 2006-2640*, 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2006
- [**Spence 1948**] Spence R.D., The Diffraction of Sound by Circular Disks and Apertures, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 20(4), p. 380-386, 1948

- [**Stinson 1991**] Stinson M.R., The Propagation of Plane Sound Waves in Narrow and Wide Circular Tubes, and Generalization to Uniform Tubes of Arbitrary Cross-Sectional Shapes, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 89, p. 550-558, 1991
- [**Sullivan 1978**] Sullivan J.W. and Crocker M.J., Analysis of Concentric-Tube Resonators Having Unpartitioned Cavities, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 64(1), p. 207-215, 1978
- [**Tam 2000**] Tam C.K.W. and Kurbatskii K.A., Microfluid Dynamics and Acoustics of Resonant Liners, *AIAA Journal*, vol. 38(8), p.1331-1339, 2000
- [**Tam 2001**] Tam C.K.W., Kurbatskii K.A., Ahuja K.K. and Gaeta R.J., A Numerical and Experimental Investigation of the Dissipation Mechanisms of Resonant Acoustic Liners, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 245(3), p. 545-557, 2001
- [**Tam 2005**] Tam C.K.W., Ju H., Jones M.G., Watson W.R. and Parrott T.L., A Computational and Experimental Study of Slit Resonators, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 284, p. 947-984, 2005
- [**Tam 2006**] Tam C.K.W., Ju H. and Walker B.E., Numerical Simulation of a Slit Resonator in a Grazing Flow, *AIAA Paper 2006-799*, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2006
- [**Tam 2008**] Tam C.K.W., Ju H. and Walker B.E., Numerical Simulation of a Slit Resonator in a Grazing Flow under Acoustic Excitation, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 313, p. 449-471, 2008
- [**Tijdeman 1975**] Tijdeman H., On the Propagation of Sound Waves in Cylindrical Tubes, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 39, p.1-33, 1975
- [**Van der Eerden 1998**] Van der Eerden F.J.M., De Bree H.E. and Tijdeman H., Experiments with a New Acoustic Particle Velocity Sensor in an Impedance Tube, *Sensors and Actuators A, Physical*, vol. 69, p.126-133, 1998
- [**Ville 1999**] Ville J.M. and Moens M.A., Description of Experiment and Results on Propagation without and with Flow in Hard Wall Configuration and Locally Reacting Liner Configuration Duct, *Technical Report Université de Technologie de Compiègne*, DUCAT-UT-99-T2.52, 1999
- [**Watson 1999**] Watson W.R., Jones M.G. and Parrott T.L., Validation of an Impedance Education Method in Flow, *AIAA Journal*, vol. 37(7), p. 818-824, 1999
- [**Watson 2010**] Watson W.R. and Jones M.G., Validation of a New Procedure for Impedance Education in Flow, *AIAA Paper 2010-3764*, 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2010
- [**Wu 1956**] Wu T.Y., Small Perturbations in the Unsteady Flow of a Compressible, Viscous and Heat-Conducting Fluid, *Journal of Mathematical Physics*, vol. 35, p. 13-27, 1956
- [**Zandbergen 1979**] Zandbergen T., Are Locally Reacting Acoustic Liners Always Behaving As They Should?, *AIAA Paper 79-0597*, 5th AIAA Aeroacoustics Conference, 1979
- [**Zwikker 1949**] Zwikker C. and Kosten C.W., Sound Absorbing Materials, *New York: Elsevier*, 1949

Simulation numérique de l'absorption acoustique de matériaux résonants en présence d'écoulement

Afin de réduire le bruit de soufflante, les parois d'entrée des nacelles de réacteurs d'avion sont traitées par des plaques de nids d'abeille perforés. Si l'absorption de ces matériaux résonants peut être analytiquement prédite à faible niveau sonore et en l'absence d'écoulement, ce n'est pas le cas en conditions réelles d'emploi, à forte intensité acoustique et en présence d'un écoulement rasant. Dès lors, en vue d'une amélioration de leurs propriétés d'absorption, une meilleure compréhension de leurs mécanismes de dissipation et des variations d'impédance associées est nécessaire : c'est l'objet de ce travail de thèse. La réponse d'un résonateur à différents types d'excitations est donc simulée numériquement, par le biais de calculs tridimensionnels directs (résolution des équations de Navier-Stokes compressibles) menés avec le code de mécanique des fluides et d'énergétique CEDRE, développé à l'ONERA.

Dans un premier temps, les effets d'une augmentation de niveau sonore sur le comportement acoustique du résonateur sont mis en évidence et évalués, en incidence normale puis en incidence rasante, par des approches « globales » (ne nécessitant la connaissance que des champs fluctuants dans des zones éloignées du col du résonateur) et « locales » (à partir des champs fluctuants relevés sur la face d'entrée du col). L'efficacité relative des mécanismes de dissipation par frottements visqueux et par lâchés tourbillonnaires est étudiée et la notion d'absorption « non-linéaire » est précisée.

Dans un second temps, le cas plus complexe d'une excitation sonore couplée à un écoulement stationnaire de nombre de Mach 0.1 est abordé. Les non-linéarités supplémentaires engendrées par la présence de l'écoulement sont mises en évidence par simulation numérique et validées par confrontation à des mesures réalisées par Vélocimétrie Laser Doppler sur le banc aéro-thermo-acoustique de l'ONERA. Leur impact sur l'impédance du résonateur est quantifié, les résultats obtenus étant alors comparés à divers modèles empiriques.

Mots-clés : BRUIT DE SOUFFLANTE ; MATÉRIAU ABSORBANT RÉSONANT ; DISSIPATION ACOUSTIQUE ; LÂCHÉS TOURBILLONNAIRES ; SIMULATION NUMÉRIQUE DIRECTE ; VÉLOCIMÉTRIE LASER DOPPLER

Numerical simulation of the acoustic absorption of resonant liners under flow excitation

Perforated honeycomb panels are set in the aircraft inlet nacelles to reduce fan noise. The absorption of these resonant liners can be analytically predicted at low sound level, without a flow, but not when they are excited by high-level sound waves coupled with a grazing flow. Therefore, in order to improve their acoustic properties, a better understanding of their dissipation mechanisms and of the associated variations of their impedance is needed: this is the purpose of this PhD work. To achieve this aim, the behavior of a resonator impacted by different kinds of excitations is numerically computed, by three-dimensional direct numerical simulations (the compressible Navier-Stokes equations are solved) performed on the ONERA CFD CEDRE code.

The effects of a rise of sound level over the acoustic properties of the resonator are first highlighted and evaluated, for a normal incidence and then for a grazing one, by “global” approaches (based only on the fluctuating fields in areas far from the resonator opening) and “local” approaches (based on the fluctuating fields in the opening inlet). The relative efficiency of the dissipation mechanisms by wall friction and by vortex shedding is studied and the nature of the nonlinearity of absorption is clarified and discussed.

The more complex configuration of an acoustic excitation coupled with a stationary 0.1 Mach number flow is then studied. The additional nonlinearities generated by the presence of the flow are highlighted by numerical simulation and validated by comparison with Laser Doppler Velocimetry measurements carried out on the aero-thermo-acoustic bench of ONERA. Their impact on the impedance of the resonator is quantified, the results being ultimately compared to empiric models.

Keywords : FAN NOISE ; RESONANT LINER ; ACOUSTIC DISSIPATION ; VORTEX SHEDDING ; DIRECT NUMERICAL SIMULATION (DNS) ; LASER DOPPLER VELOCIMETRY (LDV)