Etude aéroacoustique de la détente d'un écoulement haute pression à travers des plaques perforées

Paul Laffay

▶ **To cite this version:**

Paul Laffay. Etude aéroacoustique de la détente d'un écoulement haute pression à travers des plaques perforées. Autre. Université de Lyon, 2019. Français. NNT : 2019LYSEC020 . tel-02418478

HAL Id: tel-02418478
https://theses.hal.science/tel-02418478

Submitted on 18 Dec 2019

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

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

N° d'ordre NNT : 2019LYSEC20

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de l'École Centrale de Lyon

École Doctorale N° 162
Mécanique Énergétique Génie Civil Acoustique

Spécialité de doctorat : Acoustique

par

Paul Laffay

Étude aéroacoustique de la détente d'un écoulement haute pression à travers des plaques perforées

---

Devant le jury composé de :

Gervais, Yves	Professeur	Institut Pprime	Rapporteur, Président
Schram, Christophe	Professeur	Von Karman Institute	Rapporteur
Cuenot, Bénédicte	Chercheur Senior	CERFACS	Examinatrice
Juvé, Daniel	Professeur	Ecole Centrale de Lyon	Examinateur
C.Jacob, Marc	Professeur	ISAE-SUPAERO	Directeur de thèse
Moreau, Stéphane	Professeur	Université de Sherbrooke	Co-directeur de thèse
Regnard, Josselin	Ingénieur	Safran Aircraft Engines	Invité

Résumé

Le bruit généré par la détente d'un écoulement sous pression à travers des plaques multi-perforées ou des diaphragmes est étudié expérimentalement. Cette analyse est menée sur deux configurations géométriques distinctes dans lesquelles la plaque perforée est placée à la sortie d'un conduit cylindrique (configuration de jet libre) ou à l'intérieur de celui-ci (configuration de jet confiné).
Dans un premier temps, une étude paramétrique acoustique est effectuée pour ces deux configurations en variant les caractéristiques géométriques des plaques perforées et les points de fonctionnement dans des régimes subsoniques et supersoniques. Les différentes sources de rayonnement pouvant apparaître sur de tels systèmes de détente, sont alors identifiées. Par ailleurs, les effets acoustiques de chacun des paramètres géométriques sont mis en lumière, offrant ainsi une aide à la conception silencieuse de tels systèmes.
Dans un second temps, l'intérêt est porté sur l'analyse de la composante à large bande dominante : le bruit de mélange. Cette étude est menée sur la configuration de jet libre et s'appuie sur des visualisations strioscopiques ainsi que sur des mesures de vélocimétrie par image de particules couplées à des acquisitions acoustiques en champ lointain.
Dans le cas des diaphragmes, les différents résultats mettent en évidence des mécanismes sources du bruit de mélange similaires à ceux observés dans la littérature pour les jets isolés issus de tuyères. Le rayonnement à l'aval, dominant, est généré par l'interaction de grosses structures turbulentes cohérentes à la fin du cône potentiel du jet, tandis que dans les autres directions, le bruit est généré par la turbulence de petite échelle dans les couches de cisaillement du jet.
Pour les plaques multi-perforées, des mécanismes comparables sont également identifiés. Néanmoins, selon la géométrie de ces plaques, deux zones sources distinctes du rayonnement aval sont identifiées favorisant l'apparition de deux bosses dans les spectres en champ lointain. Dans le cas de perforations éloignées, la bosse à plus haute fréquence domine le spectre aval et l'interaction des grosses structures turbulentes se produit au niveau de la fin du cône potentiel des jets. Lorsque les perforations sont en revanche proches, c'est la bosse à basse fréquence qui domine et l'interaction des grosses structures turbulentes cohérentes semble se produire près de la fin du cône potentiel du gros jet équivalent formé à l'aval à partir du mélange de l'ensemble des jets issus des perforations. Dans les autres directions, l'espacement des perforations joue également un rôle important sur le rayonnement acoustique, du fait d'une interaction plus ou moins rapide des jets entre eux. Cela a alors pour effet de modifier les zones de cisaillement et en conséquence le rayonnement acoustique de la même manière que dans la direction aval.

Abstract

The noise generated by the expansion of a pressurized flow through multi-perforated plates or diaphragms is experimentally investigated. The analysis is conducted on two distinct geometrical configurations in which the perforated plate is placed at the outlet of (free jet configuration) or inside (ducted jet configuration) a cylindrical duct.
Firstly, an acoustic parametric study is carried out on these two configurations for various perforated plate geometries and for a number of operating points ranging from subsonic to supersonic. The different acoustic sources that can arise from such systems are thus identified. Furthermore, the effect of each geometrical parameter onto the radiated sound field is highlighted, thus providing guidelines for the silent design of such pressure release devices.
In a second step, the focus is on the dominant broadband component, that is, the mixing noise. This part of the study is dedicated to the free jet configuration and is based on Schlieren imaging, as well as on Particle Image Velocimetry measurements, both coupled far-field sound measurements.
In the diaphragm cases, the aerodynamic results show that the source mechanisms are similar to those reported in the literature about isolated jets from conventional nozzles. The downstream radiation is generated by the interaction of large coherent structures at the end of the jet potential core, while in the other directions it is generated by the small-scale turbulence from the shear layer.
For multi-perforated plates, comparable mechanisms are also observed. However, depending on the plate geometry, two distinct source regions contributing to the downstream radiation are identified. They explain the presence of two broadband humps in the far-field spectra. In the case of widely spaced perforations, the higher frequency hump in the downstream spectrum increases and the interaction of the large turbulent structures occurs mainly at the end of the potential core of the small jets issuing the perforations. Conversely, when these perforations are close to each other, the small jets rapidly merge into a single larger one that has a longer potential core. As a result, larger coherent structures interact downstream of the small jet mixing region and therefore, a low-frequency hump dominates the downstream spectrum. In the other directions, the perforation spacing has also a significant impact on the acoustic radiation, due to a more or less rapid interaction of the jets. Consequently, the turbulence, as well as the shear zones of the various mixing layers, are modified. The geometric parameters thus have similar effects on the cross-stream as on the downstream radiation.

Remerciements

Cette thèse a été réalisée en collaboration entre le groupe Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'école Centrale de Lyon et Safran Aircraft Engines de novembre 2015 à Juillet 2019.

Tout d'abord, je tiens à remercier chaleureusement mes directeurs de thèse, Marc Jacob et Stéphane Moreau, pour la qualité de leur encadrement, leurs conseils et leur disponibilité quotidienne malgré la distance nous séparant. Ce fut un réel plaisir de travailler à leurs côtés durant ces trois années et leur contribution au succès de cette thèse est indéniable.

Côté Safran, je souhaite exprimer toute ma gratitude à l'ensemble des membres du bureau d'étude R&T acoustique et en particulier à Josselin Regnard, ingénieur acoustique, pour ses conseils, sa disponibilité et son suivi tout au long de cette thèse, facilitant ainsi les échanges réguliers et l'application directe des travaux aux problématiques industrielles.

J'exprime également ma reconnaissance à l'ensemble des membres du jury pour le temps et l'intérêt portés à mon travail ainsi que pour leurs retours positifs et les suggestions.

La grande partie du travail ayant été réalisée au sein du groupe acoustique du LMFA, je souhaite remercier chaleureusement l'ensemble des permanents qui m'ont aidé et conseillé durant cette thèse toujours avec bienveillance et bonne humeur. En particulier je souhaite remercier l'ensemble de l'équipe expérimentale : Thomas Castelain, Pascal Souchotte, Emmanuel Jondeau, Jean-Michel Perrin ou encore Natalie Grosjean pour leur aide et leur temps sans lesquels les mesures réalisées durant cette thèse n'auraient pas été possibles. Merci également à Marie-Gabrielle pour sa disponibilité et son aide à la résolution de n'importe quels problèmes administratifs.

Ces trois années mémorables n'auraient également pas été les mêmes sans l'ensemble des doctorants, post-doctorants et stagiaires que j'ai pu croiser au laboratoire et avec qui j'ai pu discuter, ~~jouer~~ gagner au babyfoot, au foot ou tout simplement prendre un verre... ou deux. Je pense notamment à Bertrand, Damien, Danny, David, Elina, Etienne, Gabriele, Giorgos, Gyuzel, Justine, Léo, Marion, Mathieu, Maxime, Miguel, Mohcene, Nassim, Pierre, Rafael, Romain, Simon[2], Thomas, Vianney, Yann...

Enfin je tiens à remercier mes parents, frère, sœur, copine ainsi que tous les amis de longue date pour leur soutien au quotidien tout au long de mon parcours et en particulier lors de la dernière ligne droite.

TABLE DES MATIÈRES

Introduction **11**

1 Généralités **15**
1.1 Aérodynamique des jets . . . 15
1.1.1 Relations isentropiques . . . 15
1.1.2 Application au cas d'un jet . . . 16
1.2 Bruit de jet simple . . . 18
1.2.1 Bruit de mélange . . . 19
1.2.2 Bruit de choc . . . 21
1.2.3 Jets confinés . . . 23
1.3 Bruit de jets multiples parallèles . . . 26
1.3.1 Bruit de mélange . . . 27
1.3.2 Bruit de choc . . . 30

2 Dispositif expérimental **33**
2.1 Maquette et instrumentation . . . 33
2.1.1 Soufflerie et chambre anéchoïque . . . 33
2.1.2 Maquette et plaques perforées . . . 34
2.1.3 Instrumentation . . . 37
2.2 Techniques de mesure . . . 39
2.2.1 Pression - Débit . . . 40
2.2.2 Acoustique . . . 41
2.2.3 Mesures Schlieren . . . 44
2.2.4 Mesures PIV . . . 47

3 Base de données acoustiques **57**
3.1 Configuration champ libre . . . 57
3.1.1 Diaphragmes . . . 57
3.1.2 Plaques perforées . . . 59

3.2 Configuration confinée . . . 62
3.2.1 Diaphragmes . . . 63
3.2.2 Plaques perforées . . . 68

4 Bruit de mélange de diaphragme 73
4.1 Étude acoustique . . . 74
4.1.1 Champ lointain . . . 74
4.1.2 Corrélations . . . 78
4.2 Étude aérodynamique . . . 84
4.2.1 Champ de vitesse moyenne . . . 85
4.2.2 Champ de vitesse fluctuante . . . 88
4.2.3 Corrélations spatiales des vitesses . . . 90
4.3 Identification des sources du bruit de mélange . . . 94
4.3.1 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes cohérentes 95
4.3.2 Rayonnement associé à la turbulence de petite échelle . . . 107

5 Bruit de mélange de plaque perforée 111
5.1 Résultats acoustiques . . . 112
5.1.1 Champ lointain . . . 112
5.1.2 Effets acoustiques des paramètres géométriques . . . 116
5.1.3 Corrélation et décomposition en ondelette . . . 121
5.2 Résultats aérodynamiques . . . 126
5.2.1 Analyse du débit . . . 127
5.2.2 Champ de vitesse moyenne . . . 128
5.2.3 Champ de vitesse fluctuante . . . 131
5.2.4 Corrélations spatiales des vitesses . . . 135
5.3 Identification des deux sources du bruit de mélange . . . 136
5.3.1 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes dans le cas de perforations espacées . . . 137
5.3.2 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes dans le cas de perforations proches . . . 140
5.3.3 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes en présence d'une double zone source . . . 143
5.3.4 Rayonnement associé à la turbulence de petite échelle . . . 148
5.4 Prédiction du bruit de mélange de plaque perforée . . . 148
5.4.1 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes cohérentes (30°) . . . 148
5.4.2 Rayonnement associé à la turbulence de petite échelle (90°) . . . 150
5.4.3 Validation à différents points de fonctionnement et géométries . . . 151

Conclusion 157

A Article JSV 434 (2018) 163

B Article soumis au JSV (2019) 187

C Bruit tonal subsonique **227**
C.1 Étude acoustique 228
C.2 Étude aérodynamique 229
C.2.1 Champ de vitesse fluctuante 231
C.2.2 Calcul des échelles intégrales 232
C.2.3 Identification des mécanismes sources 233
C.3 Proposition d'explication 239
C.4 Apparition du phénomène dans le cas de plaques perforées 243

INTRODUCTION

Contexte

En 2017, le trafic aérien mondial a été estimé à environ 4 milliards de voyageurs. D'après The International Air Transport Association [i] (IATA) regroupant 290 compagnies aériennes, celui-ci est voué à doubler au cours de ces 20 prochaines années. Pour tenter de concilier cette explosion du trafic avec les contraintes sécuritaires, environnementales ou encore écologiques, des normes de plus en plus restrictives sont imposées aux avionneurs. C'est notamment le rôle de l'International Civil Aviation Organization [ii] (ICAO) créé en 1944 et regroupant des états membres ainsi que des industriels de l'aviation. Ces normes touchent à des aspects de sécurité ainsi que de pollution et notamment de pollution sonore. En effet le bruit des avions est une problématique forte à laquelle doivent faire face les industriels de l'aéronautique. Londres Heathrow, a par exemple interdit les atterrissages et décollages de nuit pour les avions les plus bruyants [iii]. De manière plus générale, l'ICAO impose aux avionneurs des standards de certification en terme d'acoustique pour chaque nouvel avion. Au fil des années, ces standards se sont vu modifiés sous forme de chapitres de plus en plus restrictifs afin d'obtenir une réduction significative des nuisances sonores d'origine aéronautique (-55 décibels (dB) depuis les années 60, Fig. 1).
Le bruit rayonné par les avions est dominé par deux composantes distinctes. La première, traitée par les avionneurs, regroupe l'ensemble des sources de bruit générées par l'interaction entre l'écoulement extérieur et le fuselage. La seconde, dominante, est induite par les moteurs. Ces dernières années, les objectifs de réduction de consommation de carburant ont amené les motoristes à s'orienter vers des architectures à forts taux de dilution (BPR). D'un point de vue acoustique, ces modifications ont eu pour effet de changer le poids relatif des différentes sources de bruit moteur. À ce jour, la source principale d'une turbomachine est donc la soufflante, le bruit de jet ayant été fortement réduit par l'augmentation de ce taux de dilution (Fig. 1). De nombreux efforts de recherche sont

i. www.iata.org
ii. www.icao.int
iii. www.heathrow.com/noise/heathrow-operations/night-flights

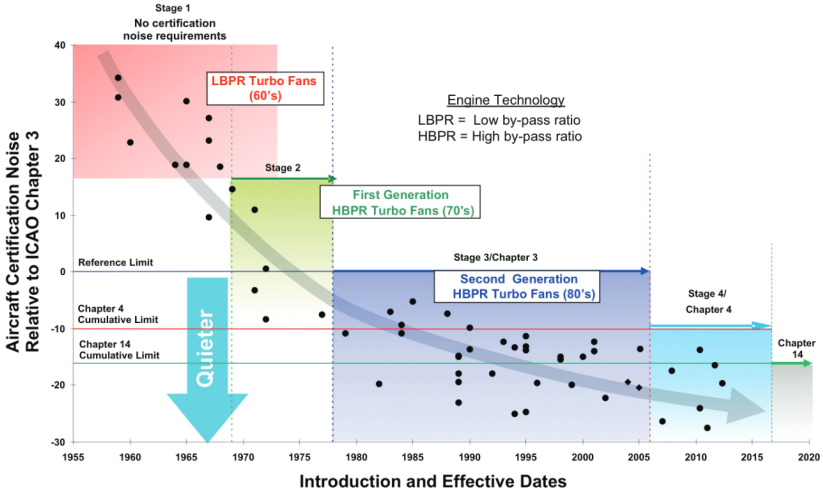


FIGURE 1 – Évolution du bruit des avions de 1955 à 2015 d'apres [19].

donc menés sur ces deux thématiques. Dans une démarche d'amélioration et dans le but d'adresser l'ensemble des recommandations de l'ACARE [iv] (Advisory Council for Aviation Research in Europe) à l'horizon 2050, Safran Aircraft Engines souhaite également initier des recherches sur des sources secondaires telles que les vannes de décharge. Ces dernières ne constituent pas une contrainte en termes de certification acoustique pour les architectures actuelles, mais apportent une thématique de recherche riche pour la collaboration industrie/recherche. Ces vannes ont pour objectif d'évacuer une certaine quantité d'air issue des parties hautes pressions du moteur afin d'assurer son bon fonctionnement. Cependant avant d'éjecter cet air sous pression, celui-ci est détendu en passant à travers des plaques multi-perforées ou des diaphragmes (perforation unique) engendrant l'apparition de multiples jets parallèles hautes vitesses. Ces jets, ainsi que l'interaction entre eux ou avec un éventuel conduit en sortie, sont responsables d'un rayonnement acoustique important. C'est l'objet de la présente étude. De manière plus générale, ce type de géométrie peut se retrouver dans un grand nombre d'applications industrielles pour l'évacuation ou tout simplement le contrôle d'un écoulement fluide sous pression comme le montre la Fig. 2. Bien que le principe de l'éjection à travers des plaques perforées ou des buses multi-perforées soit conservé dans chacune de ces applications, on peut noter que les géométries globales varient très fortement. Afin de traiter cette problématique nouvelle de manière générale, les présents travaux de thèse se sont concentrés sur une géométrie simplifiée constituée d'un conduit cylindrique dans lequel ou au bout duquel est placé une plaque perforée. L'objectif est ainsi d'analyser les différentes sources de bruit générées par la détente d'un écoulement d'air à travers de telles plaques perforées pour des géométries et des points de fonctionnement variés.

Cette thèse est réalisée en collaboration entre Safran Aircaft Engines et le Laboratoire de Mécanique des fluides et d'Acoustique (UMR CNRS 5509) de l'Ecole Centrale de Lyon dans le cadre de la chaire industrielle ADOPSYS (ANR-13-CHIN-0001-01) ainsi qu'au

iv. www.acare4europe.org

v. www.hrs-heatexchangers.com/heat-exchangers/multitube-heat-exchangers, www.flowserve.com/sites/default/files/2016-07/FCENBR0067_1.pdf et www.impactrm.com/products/air-nozzles-and-air-knives

FIGURE 2 – Différentes applications de systèmes d'éjection d'air sous pression à travers des plaques ou des buses multi-perforées [v].

sein du Labex CeLyA de l'Université de Lyon découlant du programme "Investissements d'avenir" opéré par l'Agence National de la Recherche (ANR-10-LABX-0060/ ANR-16-IDEX-0005). Le sujet est traité de manière expérimentale. Trois campagnes de mesure ont ainsi été menées au cours de cette thèse : les deux premières, à dominante acoustique, ont eu pour but de créer une base de données des différentes sources de bruit observées pour une large plage de points de fonctionnement et de géométries de plaques perforées. Cette étude paramétrique a notamment permis d'identifier l'effet acoustique de ces différents paramètres et de dégager des tendances d'évolution ou de présence des rayonnements. Enfin, la troisième campagne, combinant des techniques de mesure aérodynamiques et acoustiques, a rendu possible l'étude détaillée de la composant à large bande dominante : le bruit de mélange.

Organisation du mémoire

Ce manuscrit est composé de 5 parties distinctes respectant la chronologie de l'étude ainsi que de 3 annexes. Dans le premier chapitre, un état de l'art des différentes recherches menées sur le bruit de jet sous différentes formes est présenté. Dans un premier temps, celui-ci se focalise en effet sur le bruit de mélange ainsi que sur le bruit de choc généré par les jets simples isolés. Dans un second temps, l'effet d'un confinement sur ces derniers est analysé. Pour finir, les modifications du rayonnement engendrées par la présence de multiples jets parallèles à proximité les uns des autres sont étudiées.
Dans le second chapitre, un descriptif du dispositif expérimental est donné. Celui-ci est par ailleurs suivi d'une présentation des différentes techniques de mesure utilisées dans ces travaux.
La géométrie considérée dans cette étude étant nouvelle dans la littérature acoustique, la

première étape de la thèse a été de créer une base de données des différentes sources de bruit pouvant apparaître sur ce type de système pour des points de fonctionnement et des géométries d'organes déprimogènes variés. Les résultats de cette étude paramétrique sont présentés dans le chapitre 3.
Les différentes sources de bruit étant identifiées, la suite du manuscrit se concentre sur l'analyse de la composante dominante à large bande du rayonnement : le bruit de mélange. Les chapitres 4 et 5 détaillent ainsi l'étude expérimentale de ce rayonnement respectivement dans le cas des diaphragmes et des plaques multi-perforées.
Enfin, les différentes annexes présentent une étude plus générale de l'ensemble des sources identifiées à partir de l'analyse paramétrique. Les annexes A et B s'intéressent ainsi respectivement aux rayonnements identifiés dans les configurations libre (organe déprimogène situé à la sortie du conduit) et confinée (organe déprimogène situé en conduit). Pour finir, l'annexe C se focalise quant-à-elle sur l'analyse du bruit tonal subsonique observé sur la majorité des configurations.

CHAPITRE

1

GÉNÉRALITÉS SUR L'AÉROACOUSTIQUE DES JETS

Ce chapitre présente un état de l'art rapide des recherches sur le bruit de jet ayant servi de base aux présents travaux de thèse. Dans un premier temps, les caractéristiques aérodynamiques des jets sont détaillées ; ensuite les différentes sources acoustiques pouvant apparaître sur les jets subsoniques et supersoniques en champ libre sont présentées. Enfin, on s'intéresse à l'effet d'un confinement des jets sur leur rayonnement acoustique pour terminer par l'étude du cas des jets multiples parallèles.

1.1 Aérodynamique des jets

On considère dans cette section un écoulement d'air à des températures et des pressions relativement proches des conditions usuelles, afin que l'hypothèse des gaz parfaits soit applicable. Cet écoulement est par ailleurs supposé isentropique. Sous ces conditions, il est possible de décrire certaines caractéristiques du jet. C'est l'objet de la sous-section suivante.

1.1.1 Relations isentropiques

Tout d'abord, l'air étant considéré comme parfait, son équation d'état s'écrit :

$$P = \rho r T, \tag{1.1}$$

avec P, ρ et T respectivement la pression statique, la masse volumique et la température statique du fluide et $r = 287.06$ J.kg^{-1}.K^{-1} la constante spécifique de l'air dans les conditions standards, à savoir $P = 10^5$ Pa et $T = 298.15$ K . Cette équation, en complétant

les équations de conservation, permet ainsi de faire le lien entre les grandeurs totales et statiques de l'écoulement à l'aide du nombre de Mach M défini par :

$$M = \frac{U}{c}, \tag{1.2}$$

c est alors la célérité locale du son et U la vitesse de l'écoulement. La célérité du son s'exprime de plus par :

$$c = \sqrt{\gamma r T}, \tag{1.3}$$

où $\gamma = 1.4$ désigne le rapport des capacités calorifiques de l'air dans les conditions standards.
Sous les hypothèses citées précédemment, les températures statiques T et totales T_t sont liées au nombre de Mach par :

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2. \tag{1.4}$$

De même, on a pour la pression et la masse volumique :

$$\frac{P_t}{P} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \tag{1.5}$$

$$\frac{\rho_t}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{1/(\gamma-1)}. \tag{1.6}$$

Ces équations peuvent maintenant être appliquées au cas d'un jet.

1.1.2 Application au cas d'un jet

Un jet apparaît en sortie d'un orifice (de section éventuellement variable) lorsque la pression du réservoir, ou la pression totale P_t, d'un côté de celui-ci est supérieure à la pression statique de l'autre côté P. Cette différence de pression va ainsi gouverner la détente à travers l'orifice et donc l'intensité de l'écoulement qui le traverse. Ce point de fonctionnement peut être défini par le taux de détente de l'orifice ou, en anglais, Nozzle Pressure Ratio (NPR), donné par le rapport :

$$\mathrm{NPR} = \frac{P_t}{P}. \tag{1.7}$$

Un écoulement au travers de l'orifice va donc apparaître si NPR$>$ 1. Dans le cas d'un jet rond, une couche de cisaillement annulaire fortement instationnaire et dominée par de larges structures cohérentes, se développe à partir de la sortie de l'orifice. À mesure que cette zone de mélange croît, la région non perturbée du jet, dont l'écoulement est sensiblement uniforme et faiblement turbulent, voire quasi-laminaire, se rétrécit linéairement pour former un cône dont le sommet se situe typiquement de 4 à 7 diamètres de jet en aval de l'orifice Fig. 1.1.

Dans le cas d'un jet libre, on peut considérer la pression statique en sortie de l'orifice égale à la pression ambiante P_{amb} car l'écoulement, malgré son élargissent, est quasi-parallèle et son gradient de pression transverse reste donc sensiblement nul. Le point de fonctionnement du jet est alors défini par NPR$= \frac{P_t}{P_{amb}}$. Le nombre de Mach du jet M_j

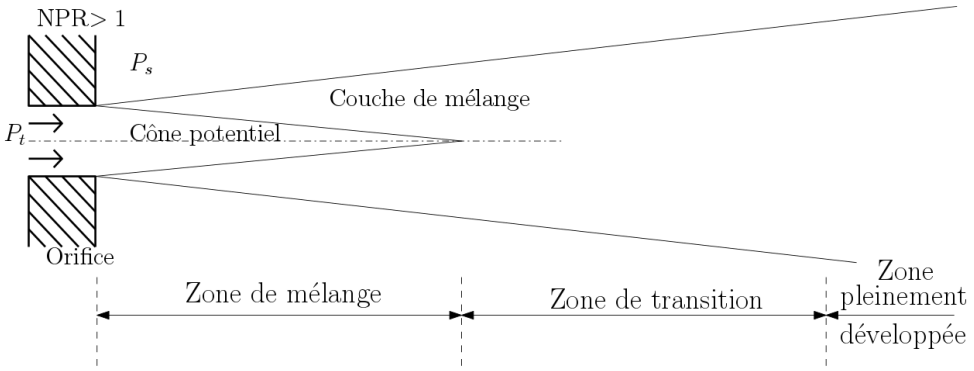


FIGURE 1.1 – Description de la structure d'un jet axisymétrique.

peut alors être défini à l'aide de la relation 1.5 et du NPR par :

$$M_j = \sqrt{\left(\mathrm{NPR}^{(\gamma-1)/\gamma} - 1\right)\frac{2}{\gamma-1}}. \tag{1.8}$$

Le jet sera alors considéré comme subsonique si $M_j < 1$, c'est à dire :

$$\mathrm{NPR} \lesssim 1.893. \tag{1.9}$$

Cette valeur correspond à de l'air à 25°C ($\gamma = 1.4$) et dévie de moins de l'ordre de 0.1% pour des variations de température de -100°C à 100°C dans lesquelles sont largement contenus les écoulements des vannes de décharge envisagés dans notre étude, le flux étant capté à l'amont de la chambre de combustion. Le jet est par ailleurs considéré comme sonique lorsque $M_j = 1$ (vitesse de l'écoulement égale à la vitesse du son). On appelle le NPR associé NPR critique (NPR_c).
En continuant d'augmenter le rapport de pression de part et d'autre de l'orifice, plusieurs régimes peuvent apparaître. En effet d'après la relation différentielle d'Hugoniot :

$$\frac{\mathrm{d}A}{A} = (M^2 - 1)\frac{\mathrm{d}v}{v}, \tag{1.10}$$

avec A la section de l'orifice ; dans le cas d'un écoulement subsonique, le Mach augmente si la section diminue et inversement diminue si la section augmente. Ce résultat est en revanche inversé pour un écoulement supersonique. Il en résulte que dans la plus petite section de l'orifice le nombre de Mach ne peut excéder 1. De ce fait, pour un orifice de section constante ou convergente, l'augmentation du NPR au delà de NPR_c génère une augmentation de la pression en sortie de l'orifice qui devient supérieure à la pression ambiante. La différence entre la pression de sortie et la pression ambiante va favoriser l'apparition de cellules de choc dans l'écoulement afin de rééquilibrer ces deux pressions. L'écoulement n'est alors plus isentropique et on dit que le jet n'est pas parfaitement détendu (sous-détendu dans le cas présent). Pour pallier ce phénomène, il est possible d'utiliser une tuyère convergente-divergente afin de rééquilibrer la pression de sortie à la pression ambiante. Les cellules de choc disparaissent alors et l'hypothèse d'isentropie ainsi que les équations associées peuvent être à nouveau appliquées. Le jet est alors dit parfaitement détendu. Les caractéristiques d'un jet sont classiquement définies à partir

des conditions de détente parfaite ; cette convention est utilisée dans ce mémoire.

Les grandeurs globales du jet ayant été définies, la section suivante porte sur le rayonnement acoustique associé à un tel jet libre.

1.2 Bruit de jet simple

Le bruit de jet étant une importante source de bruit dans un grand nombre d'application, comme dans le cas des avions avec le jet issu du moteur, il a été rapidement et intensément étudié depuis les années 50 à la fois analytiquement, expérimentalement ou plus récemment numériquement. Une nouvelle fois, selon le point de fonctionnement, le bruit généré par un jet peut être très différent. Un premier critère d'importance pour caractériser un jet et son rayonnement est le nombre de Reynolds Re_j. Cette grandeur, définie par $Re_j = \frac{U_j D}{\nu}$ avec U_j la vitesse moyenne de l'écoulement, D le diamètre du jet et ν la viscosité cinématique du fluide, permet de caractériser l'état de la couche de mélange initiale à la sortie de la tuyère. En effet, les différentes études ont permis de mettre en évidence une transition vers la turbulence de celle-ci lorsque $10^5 < Re_j < 2.5 \times 10^5$. En dessous de ces valeurs, le jet est alors laminaire et de fortes instabilités, responsables d'un rayonnement acoustique important, apparaissent [126]. Ces instabilités ont notamment été étudiées expérimentalement par Crow & Champagne [30] ou encore théoriquement par Michalke [69, 68]. En fonction du nombre de Reynolds, un jet axisymétrique va ainsi passer par différents modes (sinueux, variqueux ...) générant des instabilités tourbillonnaires de géométries variées pour finalement atteindre les Reynolds de transition donnés précédemment pour lesquelles la couche de mélange devient alors turbulente. Dès-lors les caractéristiques globales de l'écoulement ne sont plus dépendantes du nombre de Reynolds. La majorité des jets analysés dans ces travaux possède un nombre de Reynolds $Re_j > 10^5$ (cf Tab. 2.3). Par ailleurs, la géométrie des diaphragmes ou des plaques perforées impose une réduction brutale de section qui perturbe la couche de mélange initiale des jets formés. Les effets acoustiques liés aux instabilités laminaires sont donc très probablement négligeables.
Dans la présente étude, nous nous intéresserons de plus à des jets pour lesquels la vitesse de convection des structures turbulentes dans l'écoulement reste inférieure à la célérité du son (Mach convectif < 1) de sorte qu'aucune onde de Mach n'apparaisse. En effet, lorsque le nombre de Mach de convection M_c des structures turbulentes excède l'unité, celles-ci émettent un rayonnement significatif dans les directions Θ (défini Fig. 1.4) telles que $M_c . \cos(\Theta) = 1$. En conservant $M_c < 1$ et $Re_D > 10^5$, on peut alors différencier deux grandes sources de bruit distinctes : le bruit de mélange apparaissant à tous les points de fonctionnement et le bruit de choc apparaissant pour les régimes supersoniques en présence de chocs dans l'écoulement. Ces différentes composantes du bruit de jet sont illustrés sur la Fig. 1.2 montrant le spectre en champ lointain d'un jet imparfaitement détendu à NPR= 3.6 issu d'un diaphragme. Sur cette figure, le bruit de mélange est en noir et le bruit de choc en rouge pour la composante tonale (le screech) et en bleu pour la composante à large bande (le bruit de choc à large bande). Dans les sous-sections suivantes on s'intéressera au bruit de mélange puis aux deux composantes du bruit de choc.

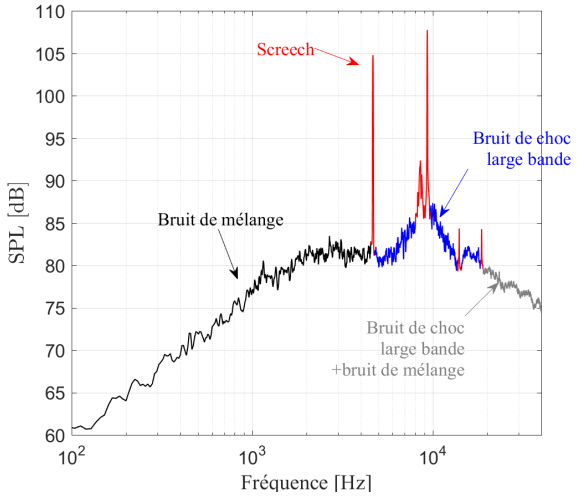


FIGURE 1.2 – Spectre en champ lointain d'un jet imparfaitement détendu à NPR= 3.4 issu d'un diaphragme pour un angle polaire de 90° par rapport à l'axe du jet en partant de l'aval.

1.2.1 Bruit de mélange

Le bruit de mélange est la composante à large bande principale du bruit de jet. Les premiers travaux sur ce sujet et de manière générale sur une problèmatique aéroacoustique ont été analytiquement initiés par Lighthill en 1952 [57, 58]. Dès cette époque, celui-ci émit l'idée que le bruit généré par un jet est intrinsèquement lié à la turbulence dans l'écoulement. Afin d'isoler les sources responsables du rayonnement acoustique dans un écoulement fluide turbulent, Lighthill établit l'analogie acoustique suivante en se basant sur les équations de Navier Stokes et notamment de conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \tag{1.11}$$

où c_0 désigne la célérité du son dans les conditions ambiantes et T_{ij} le tenseur de Lighthill défini dans [57, 58]. En appliquant des hypothèses supplémentaires sur l'écoulement permettant de séparer les fluctuations acoustiques de celles de l'écoulement, l'Eq. 1.11 peut-être réécrite et interprétée comme une équation d'onde pour les fluctuations acoustiques de densité, le second membre représentant alors les fluctuations incompressibles de l'écoulement, identifiables à une distribution de sources quadrupolaires. En résolvant alors cette équation à l'aide d'une fonction de Green en espace libre puis en appliquant une analyse dimensionnelle à cette solution, Lighthill estima l'évolution de la puissance acoustique rayonnée par une zone finie de turbulence, typiquement un jet, selon une puissance 8 de la vitesse de l'écoulement (U^8). Quelques années plus tard, Ffowcs Williams appliqua cette même méthodologie au cas des jets très haute vitesse en prenant en compte en plus la convection des sources [34]. Jusqu'alors, le bruit de mélange de jet était associé au mélange de petites structures turbulentes d'échelle variable. Dans les années 70 en revanche, différentes études mirent en évidence la présence et le rôle important de grosses structures dans la turbulence des jets [30, 124]. Dès lors les premières théories et modélisations sur le rôle de ces grosses structures turbulentes dans le bruit de mélange

de jet furent proposées [106, 71, 122]. En 1996, à partir de l'analyse d'un grand nombre de mesures en champ lointain de bruit de jet, Tam *et al.* [107] mirent en évidence qu'il était possible de reconstruire le bruit de mélange rayonné par un jet à partir d'une combinaison linéaire de deux spectres universels montrés sur la Fig. 1.3. Cette étude qui fut réalisée sur des jets supersoniques s'applique également aux jets subsoniques [112]. Ces deux spectres peuvent chacun être associés à une source particulière : le spectre le plus fin, donné en noir, correspond au rayonnement associé aux grosses structures turbulentes dominant surtout vers l'aval tandis que le spectre évasé, en rouge, correspond au rayonnement de la turbulence de petite échelle. Cette source est omnidirectionnelle mais étant plus faible que la précédente, elle émerge plutôt autour de 90° par rapport à l'axe du jet. Ces

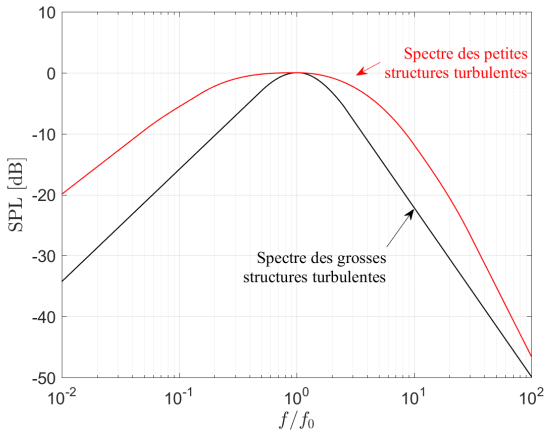


FIGURE 1.3 – Spectres universels des deux composantes du bruit de mélange d'après Tam *et al.* [107]. f_0 est la fréquence du maximum d'amplitude de chacune des deux sources.

spectres universels ont montré une excellente adéquation avec les mesures expérimentales dans différentes études [119, 120, 112]. Cela traduit l'autosimilarité de la turbulence dans des jets de caractéristiques très différentes. Dans [112], Tam *et al.* montrent par ailleurs en réalisant des études de directivité, de corrélation et de localisation à l'aide de microphones placés à différents angles polaires autour d'un jet, que le rayonnement issu de chacune des deux sources possède également des caractéristiques très différentes. En effet, ils mettent en évidence que le rayonnement généré par les grosses structures turbulentes à l'aval présente un rayonnement dont la zone de corrélation temporelle, et donc spatiale dans sa direction de propagation, est plus étendue que celui issu de la turbulence de petite échelle. En d'autres termes cela signifie que la taille des impulsions acoustiques (succession d'une phase de compression et de détente) recueillies par les microphones à l'aval sont spatialement plus étendues que celles perçues par les microphones placés dans les autres directions. Ce résultat peut se comprendre par la taille des structures tourbillonnaires à l'origine de ces rayonnements. En effet, on peut naturellement supposer qu'une grosse structure turbulente génère, lorsqu'elle est déstabilisée, une impulsion acoustique dont la durée de corrélation est plus importante que celle générée par une petite structure. Cela conforte ainsi l'hypothèse que le rayonnement aval est généré par des structures turbulentes plus grosses que dans les autres directions. Le développement des techniques de mesure appliquées à l'aéroacoustique durant les années 1990-2000 a

permis de confirmer et d'améliorer la compréhension de cette double source à l'origine du bruit de mélange [41, 78, 79, 66]. Ces différentes études ont en effet tenté de localiser dans l'écoulement l'origine de ces deux rayonnements dans le cas de jets subsoniques et supersoniques à l'aide notamment de mesures de corrélation enregistrées entre les grandeurs dans l'écoulement et l'acoustique. Tant que la vitesse de convection des structures reste inférieure à la vitesse du son, elles s'accordent à identifier la fin du cône potentiel du jet comme étant l'origine du rayonnement aval. Il semblerait donc que les grosses structures turbulentes soient déstabilisées à la fin du cône potentiel du jet générant ce rayonnement aval cohérent. En revanche, aucune corrélation claire n'est observée entre le rayonnement à 90° et l'écoulement. Cela traduit le caractère aléatoire et très peu cohérent de ce rayonnement issu de la turbulence de petite échelle. Ces observations ont été confirmées par des simulations numériques résolues [13, 14]. Enfin une dernière caractéristique observée dans ces différentes études est que le maximum d'amplitude du rayonnement aval apparaît pour un nombre de Strouhal $St = fD/U_j \approx 0.2$, f étant la fréquence, D le diamètre du jet et U_j la vitesse moyenne du jet parfaitement détendu. Cette fréquence correspond physiquement à la fréquence privilégiée de passage des grosses structures turbulentes à la fin du cône à potentiel. Le maximum d'amplitude du rayonnement généré par les petites structures turbulentes apparaît quant à lui pour $St \approx 0.3$.
Mentionnons pour finir que les mécanismes de génération du bruit de jet ont également été étudiés ces dernières années en considérant une approche légèrement différente se basant sur des "paquets d'ondes" ou "wave packets" en anglais. Cette technique d'analyse consiste en effet à modéliser les structures cohérentes présentes dans l'écoulement par des trains d'onde permettant ainsi de faire le lien entre les fluctuations hydrodynamiques et le champ acoustique. Sur ce sujet mentionnons notamment les travaux de Cavalieri *et al.* [24, 21, 22, 23] ou encore la revue de littérature de Jordan & Colonius [44] dans laquelle peuvent être trouvées de nombreuses informations sur cette technique.

1.2.2 Bruit de choc

Comme mentionné précédemment, lorsque que le jet devient supersonique et que la pression en sortie de la tuyère est différente de la pression ambiante, des cellules de choc se forment dans l'écoulement. La présence de ces cellules génère l'apparition d'un rayonnement supplémentaire nommé bruit de choc. Celui-ci se compose d'une composante tonale nommée screech ainsi que d'une composante à large bande : le bruit de choc à large bande. Ces deux formes de rayonnement sont brièvement présentées dans les sous-sections suivantes. Des informations supplémentaires peuvent être obtenues dans les revues de littérature réalisées par Tam [105], Raman [88] ou encore Bailly & Fujii [8],

Screech

Du fait de son rayonnement très marqué, le screech a été étudié dès les années 50. Les premiers travaux sont ceux de Powell [84, 85] qui établit un lien entre le screech, des perturbations dans la couche de mélange et les cellules de choc. En effet à partir de ses visualisations Schlieren, il propose une boucle de rétroaction comme origine du screech : des perturbations aérodynamiques croissent dans la couche de mélange jusqu'à interagir avec les cellules de choc. Cette interaction engendre l'émission de l'onde acoustique que l'on entend mais qui remonte également l'écoulement jusqu'à la tuyère. Cette intense onde

acoustique vient alors piloter l'instabilité de la couche de mélange initiale, générant de nouvelles perturbations et ainsi fermant la boucle de rétroaction. En se basant sur ce mécanisme, un modèle est proposé en considérant une série de monopoles localisés sur les chocs et déphasés entre eux par le temps de convection d'une perturbation aérodynamique d'une cellule de choc à l'autre [75]. Il est alors possible de déterminer la période du screech T_s comme étant la somme du temps de convection des structures tourbillonnaires à travers une cellule de choc et du temps de remontée de l'onde acoustique à l'extérieur du jet sur cette même distance :

$$T_s = \frac{L_s}{U_c} + \frac{L_s}{c_0}, \tag{1.12}$$

avec L_s la longueur d'une cellule de choc et U_c la vitesse de convection des structures aérodynamiques dans l'écoulement. La fréquence du screech f_s est alors :

$$f_s = \frac{U_c}{L_s(1 + M_c)}, \tag{1.13}$$

avec $M_c = \frac{U_c}{c_0}$ le Mach convectif.
Plus tard, plusieurs études ont proposé quelques modifications à ce modèle. On peut notamment citer les travaux de Panda [77] dont le modèle de prédiction de la fréquence du screech repose, non pas sur la taille des cellules de choc comme pour le modèle précédent, mais sur la longueur d'onde d'une onde stationnaire λ_{sw} formée de la superposition d'une onde aérodynamique se propageant vers l'aval et d'une onde acoustique se propageant vers l'amont au sein de la couche de mélange. La fréquence du screech est alors déterminée à l'aide de l'Eq. 1.13 en remplaçant L_s par la longueur d'onde λ_{sw}. On peut également noter les travaux de Tam *et al.* [110] qui reformulèrent la théorie de Powell en interprétant le screech comme une configuration particulière du bruit de choc à large bande. En se basant sur ce modèle, ils obtiennent une équation de prédiction de la fréquence du screech similaire à celle de Powell.
Bien que des disparités subsistent encore de nos jours sur la compréhension fine des mécanismes d'interaction responsables du screech, les études s'accordent néanmoins sur les différentes composantes de la boucle de rétraction. Une caractéristique supplémentaire du screech est son rayonnement sous forme modale. En effet, il a été observé lors d'une augmentation du nombre de Mach M_j du jet parfaitement détendu associé, que la fréquence du screech évolue globalement suivant la relation 1.13 mais que de légeres variations fréquentielles apparaissent du fait d'un changement de mode. Dans le cas d'un jet axisymétrique Powell [85] identifie dès les années 50, 4 modes différents nommés A, B, C et D. Merle [67] met en évidence par la suite que le mode A peut être divisé en deux (A1 et A2). Depuis, de nombreuses études ont été menées afin d'analyser la structure et les caractéristiques de ces modes. Ces derniers se différencient notamment par des fréquences ou encore des directivités différentes. De nombreuses informations peuvent être trouvées dans les références suivantes [75, 86, 103, 82, 108, 5].
On s'intéresse dans la sous-section suivante à la composante à large bande du bruit de choc.

Bruit de choc à large bande

Du fait de sa signature acoustique beaucoup moins marquée (Fig. 1.2), le bruit de choc à large bande, ou broadband Shock Associated Noise (BBSAN) en anglais, a été analysé

beaucoup plus tardivement. Une des premières études notables sur ce sujet a été proposée par Harper-Bourne & Fisher [40] en 1973 en s'appuyant sur des mesures Schlieren dans les couches de cisaillement d'un jet choqué. Cette étude met en lumière le rôle important des cellules de choc dans la génération du bruit de choc à large bande et propose un modèle de prédiction de la fréquence centrale de la bosse principale f_p. Ce modèle est basé une nouvelle fois sur une distribution de monopoles déphasés au niveau des cellules de choc ; le déphasage étant basé sur le temps de convection des perturbations aérodynamiques entre ces cellules. On a alors :

$$f_p = \frac{U_c}{L_s(1 - M_c \cos(\Theta))}, \tag{1.14}$$

avec Θ l'angle d'observation défini par rapport à l'axe du jet en partant de l'aval tel que décrit sur la Fig. 1.4. Dans cette expression, le terme $1 - M_c \cos(\Theta)$ traduit un effet Dop-

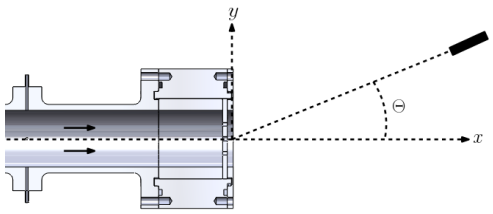


FIGURE 1.4 – Définition de l'angle polaire de directivité.

pler et implique une décroissance de f_p vers l'amont. Cette décroissance est clairement identifiable sur la Fig. 1.5 donnant les spectres en champ lointain à différent angles pour la même configuration que la Fig. 1.2. On peut également noter que la bosse du BBSAN s'élargit et émerge de moins en moins du bruit de mélange vers l'aval. Notons par ailleurs qu'en fixant $\Theta = 180°$, c'est à dire que l'onde acoustique émise par les monopoles remonte vers la tuyère, on retrouve le modèle du screech proposé par Powell et donc l'Eq. 1.13. Plus tard, d'autres modèles du bruit de choc à large bande ont été proposés [111, 80, 72]. On peut citer notamment les travaux de Tam & Tanna [111] qui proposent un modèle basé sur une interaction des grosses structures turbulentes modélisées par des ondes d'instabilité avec le réseau de cellules de choc ou encore Morris & Miller [72] qui s'appuient sur une anlogie acoustique pour exprimer le terme source du BBSAN. Des informations supplémentaires peuvent être trouvées dans [5].
Une nouvelle fois, bien qu'aucun consensus n'apparaisse clairement sur la modélisation du bruit de choc à large bande, les études semblent s'accorder sur les différentes composantes responsables du rayonnement.

La détente d'un écoulement sous pression à travers des diaphragmes ou des grilles étant couramment effectuée en conduit, on s'intéresse dans la sous-section suivante à l'effet d'un confinement sur l'aérodynamique d'un jet ainsi que sur son rayonnement.

1.2.3 Jets confinés

Bruit de mélange

On peut naturellement supposer que le rayonnement induit par un jet confiné dans un conduit sera différent du rayonnement généré par ce même jet en champ libre. En ef-

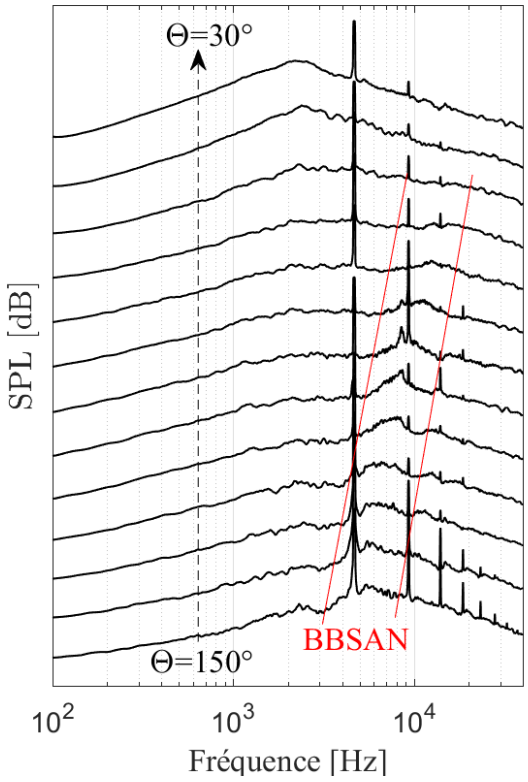


FIGURE 1.5 – Spectre en champ lointain d'un jet imparfaitement détendu à NPR= 3.4 issu d'un diaphragme pour des angles polaires de 30° à 150° par rapport à l'axe du jet en partant de l'aval.

fet, les éventuelles interactions de l'écoulement avec les parois du conduit, avec le champ acoustique dans celui-ci ou encore la diffraction en sortie modifient très probablement le rayonnement en champ lointain.
La première étude notable sur l'effet d'un confinement remonte à Davies & Ffowcs Williams en 1968 [31]. Leur étude analytique repose sur l'approche de Lighthill [57, 58] appliquée au cas d'une zone turbulente finie confinée dans un conduit carré infiniment long. Différents régimes sont alors mis en évidence selon la taille des structures turbulentes et la fréquence de leur rayonnement. Si celle-ci est inférieure à la fréquence de coupure du conduit, seul le mode plan se propage et la puissance acoustique rayonnée par les structures turbulentes de faible taille par rapport au diamètre du conduit, est alors proportionnelle à la $6^{\text{ème}}$ puissance de la vitesse (U^6), tandis qu'elle suit la même loi en U^8 qu'en champ libre dès que plusieurs modes de conduit apparaissent. Dans le cas de grosses structures turbulentes en revanche, la puissance évolue à toutes les fréquences suivant U^6.
Une approche similaire est utilisée par Nelson et Morfey [73] pour tenter de prédire le son produit par des sources dipolaires dans un écoulement en conduit. Une nouvelle fois, ils constatent une modification des lois de puissance par rapport à un cas libre et obtiennent alors une évolution suivant U^4 à U^6 respectivement à basses et hautes fréquences. Dans sa thèse, Lafitte [52] compare quelques caractéristiques aérodynamiques et acoustiques d'un jet libre et confiné. Il constate notamment d'un point de vue aérodynamique un allonge-

ment de la longueur du cône potentiel du jet dans la configuration en conduit par rapport à la libre notamment en raison d'un développement plus lent de la turbulence. Loin de la tuyère, l'écoulement du jet confiné devient en revanche plus turbulent que le jet libre. D'un point de vue acoustique, il note de plus une forte modification du rayonnement en champ lointain entre les deux configurations. Les spectres de la configuration confinée sont plus évasés que dans la configuration libre, ce qui engendre une réduction du maximum d'amplitude mais une augmentation du rayonnement à basse fréquence. La configuration confinée voit également apparaître des oscillations dans ses spectres du fait de résonances longitudinales dans le conduit. Enfin, tout comme dans les études précédentes, il constate une réduction de la loi de puissance passant de $U^{8.5}$ à U^7 respectivement pour les configurations libre et confinée.
Jusqu'à présent, les différentes études présentées dans cette sous-section ont traité de la composante principale du bruit de jet : le bruit de mélange. Néanmoins, lorsque l'écoulement devient supersonique, l'apparition de cellules de choc à la sortie d'un diaphragme ou d'une grille en conduit peut favoriser l'apparition de sources acoustiques supplémentaires en raison d'éventuels couplages entre ces dernières et le champ acoustique dans le conduit. C'est l'objet du paragraphe suivant.

Bruit de choc

Tout comme dans la configuration de jet libre, lorsque le rapport de pression entre les deux parois d'un diaphragme ou d'une grille en conduit est augmenté et que la pression statique en sortie devient différente de celle dans le conduit, des chocs apparaissent dans le jet. Suivant l'intensité de ces chocs et du champ acoustique, différents mécanismes aérodynamiques peuvent apparaître dont certains sont responsables d'un rayonnement acoustique important. Ce type de mécanisme a été étudié expérimentalement dès les années 60 dans le cas de l'élargissement brutale de la section d'un conduit [4, 3, 63, 64]. La référence [3] d'Anderson *et al.* conduite à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder, met notamment en évidence l'apparition de différents régimes aérodynamiques en fonction du NPR dans le cas d'un conduit de section carrée. Ces régimes sont schématisés sur la Fig. 1.6. Pour les plus hauts NPR supersoniques (a), une série de chocs obliques apparaît dans l'ensemble du conduit de sortie suivant l'elargissement. Le régime est alors stable. En réduisant le NPR (b), l'intensité de ces chocs diminue jusqu'à leur disparition en amont de la sortie. Le comportement devient alors instable avec l'apparition d'oscillations des dernières cellules de choc. Cela engendre alors des fluctuations aléatoires de pression en sortie du conduit. En diminuant davantage le NPR (c), un nouveau régime instable apparaît dans lequel une transition entre un choc oblique et un choc droit a lieu. Une nouvelle fois cela engendre d'importantes oscillations de pression en sortie de conduit. En dessous de ce point de fonctionnement (d), seul le choc plan est conservé et un nouveau régime stable apparaît. Tout comme dans les régimes précédents, le choc plan atteint les parois du conduit ce qui fait apparaître des poches supersoniques à travers toute la section du conduit. Aucune perturbation acoustique ne peut alors remonter jusqu'à la zone d'elargissement du conduit. Cependant si on diminue encore le NPR, l'intensité du choc droit diminue et celui-ci n'atteint alors plus les parois. Dès lors, des instabilités acoustiques peuvent alors remonter jusqu'au coin de l'elargissement favorisant l'oscillation du choc plan qui agit alors comme un piston. De fortes oscillations de pression apparaissent alors en sortie du conduit. Le régime est une nouvelle fois instable aléatoire. Cependant

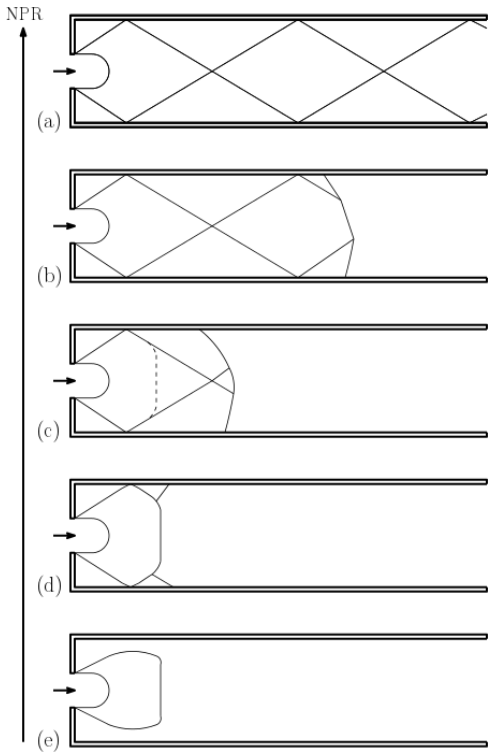


FIGURE 1.6 – Schéma des différents régimes aérodynamiques observés par Anderson *et al.* [3] à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder à l'aval d'un élargissement brusque d'un conduit de section rectangulaire.

lorsque cette oscillation se couple avec les résonances acoustiques du conduit, cela peut engendrer un rayonnement acoustique tonal très important. Ce régime a également été observé expérimentalement dans le cas d'un conduit cylindrique [4] et a été étudié plus tard numériquement par Emmert *et al.* dans le cas rectangulaire [33]. Dans cette dernière référence, il est montré que l'oscillation du choc plan se couple avec la première fréquence de résonance longitudinale du conduit et peut donc être aisément prédite en considérant les résonances d'un conduit semi-ouvert.

L'ensemble des études présentées jusqu'à présent traite de jets isolés. Cependant la détente d'un écoulement à travers une plaques multi-perforée génère des jets multiples parallèles qui peuvent interagir entre eux. Cela peut donc favoriser des modifications dans le développement aérodynamique des jets ainsi que dans leur rayonnement acoustique. Ce point est discuté dans la section suivante.

1.3 Bruit de jets multiples parallèles

Les plaques perforées ou plus généralement les tuyères à jets multiples, bien qu'acoustiquement intéressantes par rapport à un jet unique de section équivalente, ont été assez peu étudiées dans la littérature. Les principales études ont été menées dans les années 60-70 afin de tenter de réduire le bruit du jet de sortie des moteurs d'avion encore mono-flux [27] (Fig. 1.7). L'apparition du moteur double flux à la suite du second choc pétrolier a permis de fortement réduire cette source. On s'intéresse dans la sous-section suivante

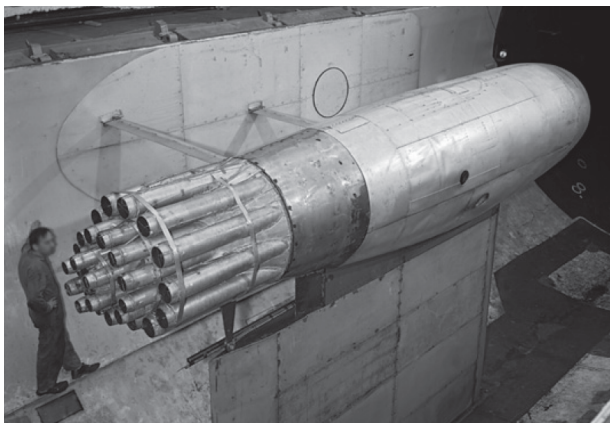


FIGURE 1.7 – Tuyère multitube testée par la NASA pour la réduction du bruit de jet des moteurs mono-flux [42].

à la partie à large bande du rayonnement : le bruit de mélange. En effet l'interaction des jets entre eux modifie probablement le développement de la turbulence et donc le rayonnement associé.

1.3.1 Bruit de mélange

Dans le contexte de la réduction du bruit de jet en sortie des moteurs d'avion, Gray *et al.* [38], Midelton et Clark [70] puis Atvars *et al.* [6, 7] étudièrent le rayonnement généré par des tuyères composées de perforations/tubes multiples d'axes parallèles, nommées en anglais "multitube suppressor nozzles", Fig. 1.7. Il mirent en évidence une réduction acoustique notable de ces géométries par rapport à des tuyères conventionnelles équivalentes (*i.e.* de section équivalente) ainsi qu'une modification importante du spectre acoustique rayonné avec l'apparition de deux bosses distinctes. Ils modélisèrent ce rayonnement comme étant la somme de deux contributions telles que présentées sur la Fig. 1.8 (a). La première appelée "bruit de turbulence de pré-mélange" est responsable de la partie haute fréquence du spectre et est générée, comme son nom l'indique, par le développement de la turbulence des petits jets isolés issus de la tuyère ainsi que par la zone d'interaction où ces petits jets interagissent et se mélangent entre eux. La seconde, nommée "bruit de turbulence de post-mélange", est responsable de la partie basse fréquence du spectre et est générée par la zone aval où les jets sont totalement mélangés entre eux devenant alors assimilables à un jet unique plus large dont les structures cohérentes émettent à des basses fréquences. Dans l'ensemble de ces études, la puissance acoustique totale rayonnée à haute fréquence se révèle inférieure à la somme des puissances acoustiques des petits jets qui composent l'écoulement. Cette réduction est attribuée à des effets de masquage des jets extérieurs sur les jets intérieurs. Il y aurait donc un nombre de "jets efficaces" responsables de la bosse haute fréquence. Différents modèles de prédiction de cette grandeur ont alors été proposés. Selon Elred *et al.* [32] et Middleton et Clark [70], ce nombre de jets efficaces N_{eff} peut être déterminé par des considérations purement géométriques grâce aux relations empiriques suivantes.

$$N_{eff} = \frac{R_{circ}}{R} + 0.18N_p - 1 \tag{1.15}$$

pour Elred *et al.* [32] où R_{circ} et R désignent respectivement les rayons du cercle circonscrit à l'ensemble des tubes/perforations et le rayon du tube/de la perforation, tandis que N_p est le nombre de tubes extérieurs. De même pour [70] :

$$N_{eff} = \frac{N_p}{2} - 1. \tag{1.16}$$

Ces deux modèles sont néanmoins très liés à une configuration particulière (géométrie de tuyère, point de fonctionnement...). Gray *et al.* [38] proposèrent, quant-à-eux, une formulation un peu plus générale prenant en compte une variation de N_{eff} en fonction de différents paramètres comme le point de fonctionnement ou encore la distance à la tuyère. Le nombre de jets efficaces alors obtenu est donné par :

$$N_{eff} = 1 + \frac{\Phi}{360} N_p, \tag{1.17}$$

où l'angle Φ est défini sur la Fig. 1.8 (b). Il représente l'angle d'ouverture d'un jet périphèrique sur l'extérieur et permet de déterminer la portion de celui-ci se développant librement. L'angle Φ va ainsi varier en fonction de la distance à la tuyère mais également en fonction du point de fonctionnement via le paramètre d'ouverture du jet s. Cette expression est, elle aussi, liée à la géométrie de la tuyère utilisée dans l'étude (37 tubes) mais peut néanmoins être étendue à d'autres géométries en conservant la même méthodologie. Afin d'étudier cet effet de masquage, Atvars *et al.* [7] réalisèrent trois mesures en conservant ou non les jets extérieurs. Ils constatèrent qu'en conservant uniquement les jets extérieurs, la bosse de post-mélange était très fortement réduite tandis que celle de pré-mélange était conservée intégralement. Ce résultat fut alors interprété comme une preuve du masquage des jets intérieurs par les jets extérieurs. Néanmoins, ils remarquèrent également que dans ce cas la puissance acoustique totale des jets extérieurs n'était toujours pas égale à la somme des puissances acoustiques des jets pris isolément. Ils conclurent donc, qu'en plus du masquage géométrique proposé dans [32, 70, 38], des interactions acoustiques et/ou aérodynamiques devaient exister entre les jets. Ils notèrent de plus que d'autres paramètres tels que la température, la directivité ou encore la vitesse de l'écoulement pouvaient modifier ce masquage. D'autres résultats similaires sur ces "multitubes nozzles" peuvent être trouvés dans [104, 12]. En 1978, Regan et Meecham [92, 62] tentèrent également d'expliquer la réduction du bruit obtenue grâce aux tuyères à conduits multiples en s'appuyant sur des mesures de corrélations entre les fluctuations de pression statique dans l'écoulement et le rayonnement acoustique en champ lointain. En particulier, ils notèrent une réduction de l'intensité turbulente par rapport à une tuyère conventionnelle équivalente allant jusqu'à 20% ainsi que des corrélations fortes entre les jets extérieurs et le rayonnement acoustique haute fréquence. Le bruit rayonné par les jets intérieurs étant quant-à-lui principalement réfléchi par les jets extérieurs, surtout lorsque la vitesse est proche de celle du son.

Beaucoup plus récemment, le bruit généré par des jets multiples parallèles a été étudié par Sheen dans le contexte des systèmes d'air comprimé industriels [102, 101]. De manière plus précise la géométrie étudiée dans ces travaux consiste en un éjecteur dont les orifices sont disposés en cercle. Dans cette étude, Sheen s'intéresse en particulier à l'effet de l'espacement et du diamètre des orifices sur le rayonnement acoustique. Pour cette géométrie d'éjecteur, il remarque que réduire l'espacement des orifices tend à décaler le

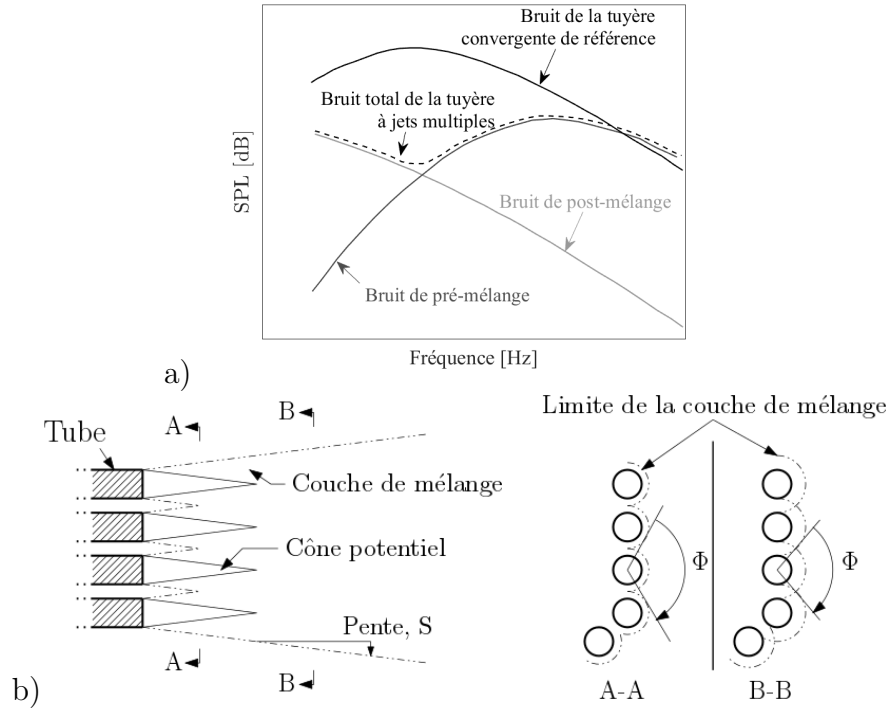


FIGURE 1.8 – a) Modèle du bruit généré par une tuyère à jets multiples d'apres Gray *et al.* [38] et Atvars *et al.* [6, 7]. b) Définition de l'angle Φ d'après Gray *et al.* [38]

rayonnement vers les basses fréquences tandis que la réduction du diamètre de ces perforations le décale vers les hautes fréquences. Lorsque le diamètre global de l'éjecteur et sa section de passage sont alors fixés, la réduction de diamètre des orifices implique une augmentation de leur nombre et donc une réduction de leur espacement. La réduction du diamètre favorise alors un décalage du rayonnement vers les hautes fréquences tandis que la réduction de l'espacement va le décaler vers les basses fréquences. Sheen ne propose cependant pas d'explication physique pour ces deux phénomènes opposés.

L'effet de masquage précédemment mentionné a également été observé dans le cas plus simple de deux jets parallèles. En effet, d'après [11], deux jets deviennent plus silencieux que le jet unique équivalent lorsque l'espacement entre ces derniers est réduit. Kantola [46] réussit à séparer, dans le cas de deux jets subsoniques parallèles et chauffés, les effets de la turbulence des effets de masquage acoustique en faisant varier leur espacement. Il ressort de son étude que les effets liés à la turbulence, regroupant la modification du mélange et les éventuelles interactions entre les sources, apparaissent principalement lorsque l'espacement des jets est faible, tandis que le masquage acoustique apparaît pour tous les espacements et domine donc lorsque les jets sont fortement espacés. Par ailleurs, ces effets acoustiques peuvent être suffisamment intenses pour presque totalement masquer l'un des jets. Enfin, l'écoulement basse vitesse froid entre les deux jets joue un rôle très important dans le processus. En effet celui-ci est à l'origine de réfractions et réflexions acoustiques du fait de la variation brutale de température ou de vitesse qu'il impose. Ainsi, en augmentant la vitesse, la température ou encore l'espacement des jets, ces effets de masquage augmentent. De la même manière, Yu et Fratello [125] étudièrent le mas-

quage acoustique d'une source ponctuelle par un jet en faisant varier un grand nombre de paramètres tels que la fréquence, la position de la source, la vitesse du jet ou encore sa température. Cette méthodologie leur a permis de séparer les effets acoustiques des effets aérodynamiques plus complexes révélés dans les études précédentes (interaction des jets). Il en découle que l'efficacité de masquage d'un jet dépend principalement de l'équilibre entre les réfractions et la diffraction des ondes par l'écoulement (la dissipation par la turbulence étant négligeable sur la plage de fréquence étudiée). Dans cette application, la puissance acoustique rayonnée est donc globalement conservée. La réfraction par l'écoulement, plus efficace aux hautes fréquences, permet de diminuer l'intensité du son dans la zone masquée tandis que la diffraction tend à rediriger le son dans cette zone. Yu et Fratello concluent que les effets de masquage sont principalement gouvernés par des effets acoustiques dans le cas des jets non chauffés. Comme Kantola [46], ils constatent qu'une augmentation de la température ou de la vitesse du jet permet d'augmenter significativement ces effets de masquage. Parallèlement, plusieurs études analytiques ont tenté de prédire ces effets de masquage/réfraction acoustique par un écoulement [61, 9, 37].

L'ensemble des études présentées dans cette sous-section traitent du bruit de mélange. Cependant tout comme dans le cas du jet simple, lorsque des chocs apparaissent dans l'écoulement de jets multiples, des sources de rayonnement supplémentaires peuvent apparaître. C'est l'objet de la sous-section suivante.

1.3.2 Bruit de choc

Tout d'abord, dans le cas simple de deux jets supersoniques parallèles, différentes études ont montré une forte amplification du screech due à différents modes de couplage entre les jets [97, 100, 91, 109]. Cela se traduit par une mise en phase des ondes d'instabilités/grosses structures turbulentes issues de chaque jet. D'importantes fluctuations de pression sont alors observées entre les deux jets qui oscillent en phase. Dans le cas du screech, cette synchronisation a tendance à renforcer la boucle de rétroaction ainsi que le rayonnement associé. Notons par ailleurs que ce couplage peut potentiellement persister en l'absence de screech et peut être à l'origine d'une usure structurelle par fatigue significative [97, 96]. De plus amples informations sur ces phènomènes de couplage peuvent être trouvées dans la revue bibliographique de Raman *et al.* [89]. Analytiquement, Morris [71] proposa notament une modélisation de ce couplage dans le cas de deux jets circulaires supersoniques. Ce phènomène fut également observé par Umeda et Ishii [117, 118] en présence de quatre jets disposés en carré ou encore par Raman & Taghavi [90] dans le cas d'une distribution linéaire de jets rectangulaires. Coltrin *et al.* [29] étudièrent, quant à eux, le développement des chocs ainsi que le rayonnement acoustique généré par une grille de 8×8 jets axisymétriques pour une large gamme de NPR supersoniques. En fonction du point de fonctionnement, ils mirent en évidence différents régimes de chocs. Pour les plus bas NPR, les cellules de choc se développent indépendamment sur chaque jet de la même manière que pour un jet isolé. Lorsque le NPR augmente en revanche, une nouveau régime apparaît dès lors que les chocs des différents jets interagissent avec ceux des jets voisins. Un treillis de chocs apparaît alors suivi de la formation d'une unique cellule sur l'ensemble des jets. Le treillis de chocs semble en outre transitionner d'un régime instable (oscillations) à un régime stable lorsque le NPR augmente. Ces différents régimes ont également été retrouvés acoustiquement avec notamment l'apparition d'une composante

tonale similaire au screech dans le cas du régime avec treillis instable.

Les différentes études présentées dans cette section mettent donc en évidence l'apparition de sources similaires à celles observées dans le cas des jets simples. Néanmoins, la présence de plusieurs jets à proximité les uns des autres semble également engendrer de fortes modifications de chacune de ces sources en raison d'interactions aérodynamiques et/ou acoustiques. Pour l'application étudiée dans ces travaux, le passage de l'écoulement à travers les organes déprimogènes (diaphragmes ou plaques perforées) favorise également l'apparition de jets uniques ou multiples pouvant interagir entre eux ou avec un éventuel conduit. Malgré la réduction brutale de section à l'amont de ces organes, on peut donc supposer que des mécanismes aéroacoustiques similaires peuvent apparaître. C'est ce que nous tenterons d'analyser dans la suite de ce manuscrit.
Dans le chapitre suivant, le dispositif expérimental ainsi que les techniques de mesure utilisés dans le cadre de ces travaux, sont présentés.

CHAPITRE

2

DESCRIPTIF DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Dans le cadre de cette thèse, l'ensemble des mesures ont été réalisées à l'aide des moyens d'essais disponibles au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'École Centrale de Lyon. Ce chapitre a pour objectif de décrire la géométrie du dispositif expérimental ainsi que les différents équipements techniques utilisés pour les mesures. Ces différents moyens ayant évolué au cours de la thèse, nous nous focaliserons plus précisément sur ceux utilisés lors de la dernière campagne de mesure.

2.1 Maquette et instrumentation

2.1.1 Soufflerie et chambre anéchoïque

Dans un premier temps, il convient de décrire l'installation fournissant l'écoulement ainsi que l'environnement dans lequel ont été effectuées les mesures.

Afin de générer l'écoulement haute pression nécessaire à la décharge à travers les plaques perforées, un compresseur centrifuge Centac C60MX2-SH d'Ingersoll-Rand est utilisé (Fig. 2.1). Ce compresseur d'une puissance de 350 kW permet de délivrer une pression relative d'environ 4 bars pour un débit de 0.85 kg/s. L'air issu du compresseur traverse ensuite un sécheur Donaldson DV 5500 WP permettant d'abaisser le point de rosée de l'air puis une vanne papillon avant d'être envoyé vers le local de mesure. Cette vanne papillon permet ainsi de régler précisément le débit et donc le point de fonctionnement de l'écoulement afin d'obtenir les caractéristiques voulues en sortie de circuit. Le local d'essai est une salle anéchoïque de dimensions 10 m×8 m×8 m (Fig. 2.1).
Dans le cadre des mesures PIV, un second écoulement a également été utilisé afin d'ensemencer en particules l'environnement proche de celui issu de la maquette, notamment au

niveau des zones de mélange où l'écoulement primaire entraine de l'air du milieu ambiant. Cet écoulement secondaire est généré par un ventilateur centrifuge double étage Howden d'une puissance de 800 kW (Fig. 2.1).

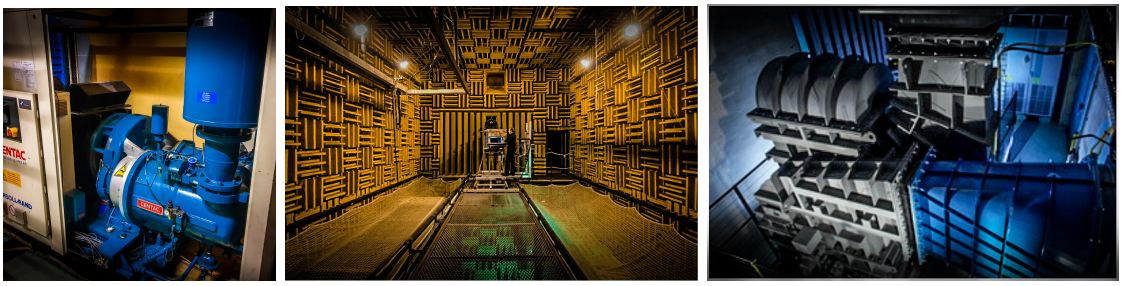


FIGURE 2.1 – De gauche à droite : photographie du compresseur centrifuge Ingersoll-Rand, de la chambre anéchoïque et du ventilateur centrifuge double étage Howden.

2.1.2 Maquette et plaques perforées

Mise en place dans la chambre anéchoïque

Le banc d'essais proprement dit, comprenant la maquette, est placé dans la chambre anéchoïque et est relié à l'écoulement principal en provenance du compresseur par l'intermédiaire d'un tuyau de diamètre $D_f = 80$ mm (Fig. 2.2). Celui-ci permet ainsi de ramener le banc à une hauteur améliorant son opérabilité. L'écoulement secondaire utilisé pour la PIV débouche dans la chambre anéchoique en dessous de la sortie haute pression principale via un conduit carré de côté 560 mm. La position de cette sortie secondaire permet de totalement immerger la maquette dans un flux d'air à très basse vitesse ensemencé par des particules. Un schéma fonctionnel de l'installation est donné sur la Fig. 2.2.

Géométrie de la maquette de test

Dans le cadre de ces travaux, deux configurations de maquette ont été testées. Elles sont nommées respectivement : **configuration libre** et **configuration confinée**. Ces deux configurations comprennent un conduit amont se terminant par une plaque perforée ou un diaphragme servant à la détente de l'écoulement. Elle se distinguent par l'ajout ou non d'un second conduit cylindrique à l'aval des plaques perforées (Fig. 2.3). La configuration libre permet d'étudier le rayonnement généré par la détente à travers les plaques perforées sans perturbations aérodynamiques ou acoustiques liées à une éventuelle géométrie aval. La configuration confinée, quant à elle, a pour objectif d'étudier l'effet d'un conduit sur le rayonnement acoustique généré par la décharge afin de se rapprocher des géométries couramment utilisées dans l'industrie. Dans les deux configurations, l'écoulement sous pression issu du compresseur, acheminé via le tuyau flexible de diamètre D_f, est adapté au diamètre D_d du conduit d'entrée de la maquette à l'aide d'un convergent. Ce conduit d'entrée est équipé de différents capteurs nécessaires au contrôle du point de fonctionnement du système. Il débouche sur un porte-échantillon permettant d'insérer les différentes plaques perforées. Ces dernières sont positionnées dans le porte-échantillon à

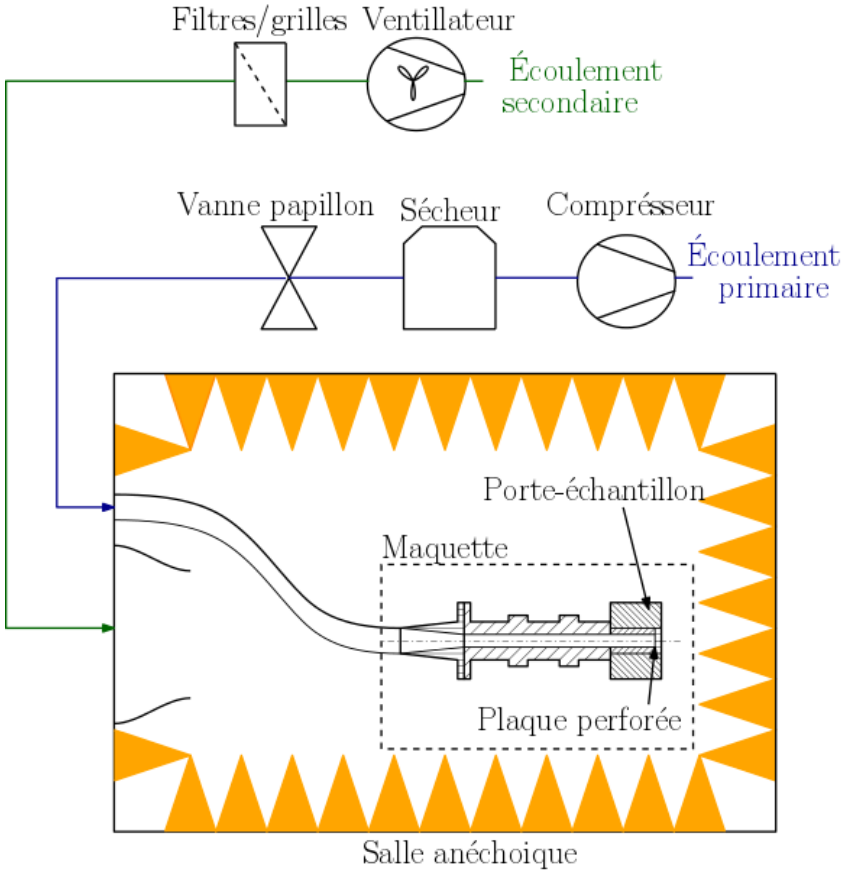


FIGURE 2.2 – Schéma fonctionnel de l'installation utilisée.

l'aide d'entretoises permettant de les déplacer suivant l'axe du conduit. Dans ce manuscrit, les plaques perforées seront toujours placées de sorte à affleurer la sortie du porte-échantillon. Ce dernier possède le même diamètre intérieur que le conduit d'entrée. En configuration confinée, un conduit de sortie, également de diamètre D_d, est positionné à l'aval du porte échantillon. Le conduit de sortie est équipé de plusieurs prises de pression statiques.

Géométrie des plaques perforées

Pour chacune des deux configurations, des mesures ont été réalisées pour un grand nombre de plaques perforées et diaphragmes de paramètres géométriques variés ainsi que pour une large gamme de points de fonctionnement. Cette étude paramétrique a eu pour objectif de réaliser une banque de donnée des différents rayonnements sonores générés par de tels détendeurs ainsi que d'identifier l'effet acoustique de chacun des paramètres géométriques. Chaque plaque perforée est caractérisée par 4 paramètres distincts : sa section de passage S, le diamètre de sa(ses) perforation(s) D, le nombre de perforations N et leur espacement e (Fig. 2.4). En particulier, quatre plaques perforées d'un simple diaphragme ont été étudiées pour servir de références. Les caractéristiques géométriques ainsi que les désignations de ces diaphragmes sont définies dans le Tab. 2.1. Dans ce tableau, l'ensemble des grandeurs sont adimentionnées par les dimensions du conduit d'entrée soit son diamètre D_d ou sa section $S_d = \pi\frac{D_d^2}{4}$. Notons que le diaphragme S0 a un diamètre

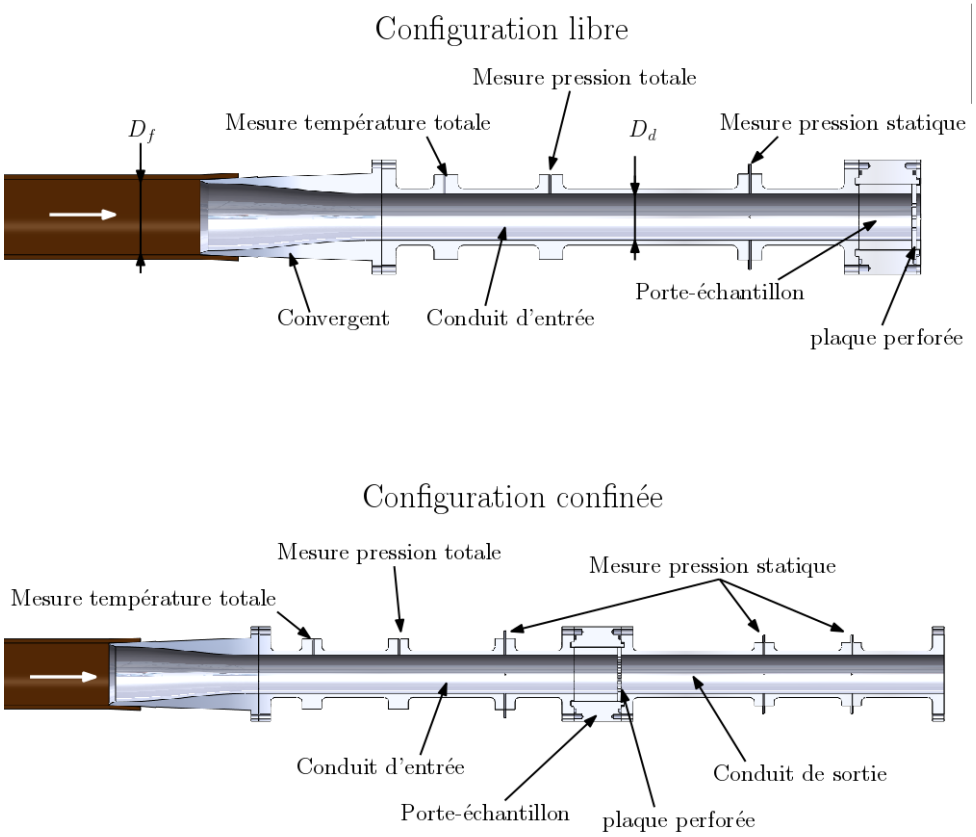


FIGURE 2.3 – Schéma des deux configurations de maquette étudiées.

égal à D_1 (cf Tab. 2.2), ce qui permet de comparer ces perforations en configurations jet libre et multi-jets : elle nous fournira des informations utiles, notamment en ce qui concerne les topologies d'écoulement et le contenu spectral des champs acoustiques. Les diaphragmes constituent la géométrie la plus simple pouvant être utilisée pour détendre un écoulement donné et sont donc couramment utilisés dans l'industrie. Cependant, comme on a pu le constater en comparant des tuyères à jets multiples par rapport à des tuyères conventionnelles, cette configuration n'est probablement pas optimale d'un point de vue acoustique. Pour tenter de valider cette hypothèse, différentes plaques perforées de paramètres variés mais de section équivalente constante égale à S1 ont donc été réalisées. Leurs caractéristiques et leurs désignations sont récapitulées dans le Tab. 2.2 (a). La matrice des géométries a été conçue de telle sorte à pouvoir étudier l'effet acoustique de l'espacement et du diamètre des perforations. Afin de conserver la section équivalente et donc la performance aérodynamique, donnée par le débit, le diamètre des perforations est lié à leur nombre. Pour tenter de dissocier ces deux paramètres, deux plaques perforées ont été créées en faisant varier uniquement le nombre de perforations par rapport à la grille S1D2N2e1 (Tab. 2.2 (b)). On retrouve alors les sections équivalentes des diaphragmes S2 et S3 ce qui permet, non seulement de les comparer entre elles mais également de les

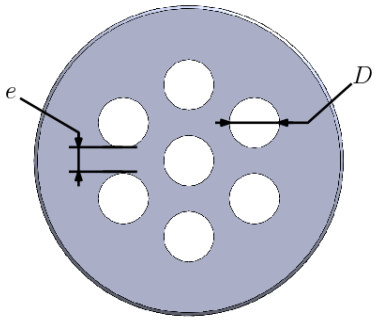


FIGURE 2.4 – Définition des paramètres des grilles.

comparer chacune à un diaphragme de section équivalente. Enfin, notons que l'ensemble des plaques perforées présentées ont une épaisseur de 4.5 mm. L'allongement relatif des perforations dépend donc seulement de leur diamètre.

S/S_d ($\times 10^{-1}$)	S0=0.26	S1=1.86	S2=0.68	S3=3.61
D/D_d ($\times 10^{-1}$)	1.63	4.31	2.61	6.01
	S0	S1	S2	S3

TABLE 2.1 – Dimensions des diaphragmes.

2.1.3 Instrumentation

Dans la présente étude, le point de fonctionnement du système est défini par le Nozzle Pressure Ratio c'est à dire le NPR : rapport entre la pression totale mesurée à l'amont de la plaque perforée (deuxième point de mesure en partant de la gauche sur les schémas Fig. 2.3) et la pression ambiante mesurée dans la chambre anéchoïque (NPR= $\frac{P_t}{P_{amb}}$). Celui-ci caractérise l'ampleur de la détente que l'on souhaite effectuer. Dans notre étude, la plage de NPR exploitée s'étend de 1 (pas d'écoulement, bruit de fond) à 3.6 par pas de 0.2. Les grandeurs du jet parfaitement détendu, c'est-à-dire correspondants à des écoulements parfaitement détendus que l'on obtiendrait idéalement avec ces NPR ainsi que les nombres de Reynolds (Re_j) associé, sont donnés dans le Tab. 2.3. On peut ainsi constater, à l'aide de ce tableau, que des régimes subsoniques et supersoniques ont été couverts afin de tenter de faire émerger les différentes sources acoustiques pouvant apparaître dans de tels systèmes pour des plages étendues d'utilisation. Pour les plus bas régimes ainsi que pour les plaques perforées de plus petites perforations, on peut noter que le nombre de Reynolds devient inférieur à 10^5, pouvant alors faire apparaître des phénomènes d'instabilités laminaires dans les jets. Rappelons néanmoins que la géométrie imposée par ces plaques perforées perturbe très probablement la couche de mélange initiale du fait des arêtes vives et de

(a)

$S/S_d = 1.86 \times 10^{-1}$ =S1		e/D_d $(\times 10^{-1})$			
N	D/D_d $(\times 10^{-1})$	e1= 0.20	e2= 0.41	e3= 0.82	e4= 2.04
N1= 7	D1= 1.63	S1D1N1e1	S1D1N1e2	S1D1N1e3	S1D1N1e4
N2= 19	D2= 0.99	S1D2N2e1	S1D2N2e2	S1D2N2e3	
N3= 37	D3= 0.71	S1D3N3e1	S1D3N3e2	S1D3N3e3	

(b)

		S/S_d $(\times 10^{-1})$ $-$ N	
D/D_d $(\times 10^{-1})$	e/D_d $(\times 10^{-1})$	S2= 0.68 $-$ N1= 7	S3= 3.61 $-$ N3= 37
D2= 0.99	e1= 0.20	S2D2N1e1	S3D2N3e1

TABLE 2.2 – (a) Dimensions des plaques perforées de section équivalente à S1. (b) Dimensions des plaques perforées de section équivalente à S2 et S3.

la restriction brutale de section. La transition à la turbulence est alors probablement rapide. À l'amont du porte-échantillon, en plus de la prise de pression totale permettant de définir le NPR, deux bagues supplémentaires permettent de mesurer la température totale ainsi que la répartition de la pression statique sur la circonférence du conduit (Fig. 2.3). Cette dernière bague est en effet composée de 4 prises de pression disposées tous les 90°. Deux bagues similaires sont présentes sur le conduit de sortie pour la configuration confinée. Les mesures de températures sont effectuées à l'aide de thermocouples RS Pro type K tandis que des capteurs de pression différentielle Valydine DP-15 ont été utilisés pour la mesure des pressions totales et statiques. Ces capteurs sont associés à différentes membranes supportant des différentiels de pression plus ou moins élevés. Bien entendu plus le différentiel de pression supporté sera important plus la précision de mesure sera réduite (erreur relative à la gamme). Il est donc préférable d'utiliser la membrane avec le différentiel de pression maximum supporté le plus faible. Ces capteurs nécessitent d'être

préalablement calibrés. Les caractéristiques des membranes utilisées dans cette étude sont données dans le Tab. 2.4. Ces différentes grandeurs mesurées directement sur la maquette sont complétées par des mesures de pression et température totale au niveau du convergent par lequel débouche l'écoulement primaire dans la chambre anéchoïque (amont du tuyau flexible) ainsi que d'une mesure de température totale en sortie de la maquette.

NPR	1.20	1.40	1.60	1.80	2.00	2.20	2.40	2.60	2.80	3.00	3.20	3.40	3.60
M_j	0.52	0.71	0.85	0.96	1.05	1.12	1.19	1.25	1.31	1.36	1.40	1.45	1.49
T_j (K)	283	271	261	252	245	238	232	227	222	218	214	210	208
U_j (m/s)	174	234	274	304	328	348	364	378	391	402	412	420	428
$Re_{j_{D1}}$ ($\times 10^5$)	0.95	1.38	1.72	2.03	2.30	2.56	2.80	3.03	3.24	3.45	3.65	3.84	4.03
$Re_{j_{D2}}$ ($\times 10^5$)	0.58	0.83	1.05	1.23	1.40	1.55	1.70	1.84	1.97	2.09	2.21	2.33	2.44
$Re_{j_{D3}}$ ($\times 10^5$)	0.41	0.60	0.75	0.88	1.00	1.11	1.21	1.32	1.41	1.50	1.59	1.67	1.75

TABLE 2.3 – Grandeurs parfaitement détendues associées aux NPR étudiés dans ces travaux. On considère pour le calcul de ces grandeurs P_{amb} = 98kPa, T_t = 25°C soit 298 K.

N° membrane	ΔP_{max} (Pa)
34	22000
38	55000
40	86000
46	350000

TABLE 2.4 – Caractéristiques des membranes des capteurs de pression différentielle utilisées.

L'ensemble des mesures de pression et de température est enregistré indépendamment à l'aide d'un système d'acquisition Nationnal Instruments cDAC 9174 associé à différentes cartes d'acquisition (NI 9401, NI 9211 et NI 9402) afin d'obtenir un retour en direct du point de fonctionnement du système. L'acquisition des pressions statiques est réalisée soit directement en moyennant physiquement les 4 prises de pression d'une même bague, soit indépendamment par l'intermédiaire d'un scanivalve. La chaîne d'acquisition utilisée permet donc à la fois de donner un retour direct du point de fonctionnement mais également d'enregistrer ces grandeurs à une fréquence d'échantillonnage de 5000 Hz lorsqu'une mesure acoustique ou aérodynamique est effectuée. Il est ainsi possible de connaitre le point de fonctionnement précis associé à chaque mesure.

2.2 Techniques de mesure

On se propose ici de décrire les différentes techniques de mesure utilisées dans le cadre de cette thèse.

2.2.1 Pression - Débit

Avant de s'intéresser à l'acoustique, il a été nécessaire d'étudier le principal critère de performance du système à savoir le débit massique. L'analyse de ce critère est en effet primordiale afin de pouvoir clairement attribuer une éventuelle réduction acoustique à une amélioration du système en termes de conception acoustique et non à une réduction des performances aérodynamiques. Dans le cas présent, le débit est déterminé à l'aide des mesures de pression et de température totales ainsi que de pression statique à l'amont de la plaque perforée. Pour ce faire, l'écoulement est supposé uniforme à travers la section du conduit et isentropique. Une indication sur l'uniformité de l'écoulement à travers la section peut être donnée en analysant les pressions statiques sur la circonférence du conduit à l'amont de la plaque perforée. Ces pressions sont tracées sur la Fig. 2.5 (a) pour différents NPR. Pour tous ces points de fonctionnement, des niveaux similaires peuvent être observés sur les 4 prises de pressions témoignant d'un environnement assez uniforme sur la section du conduit.

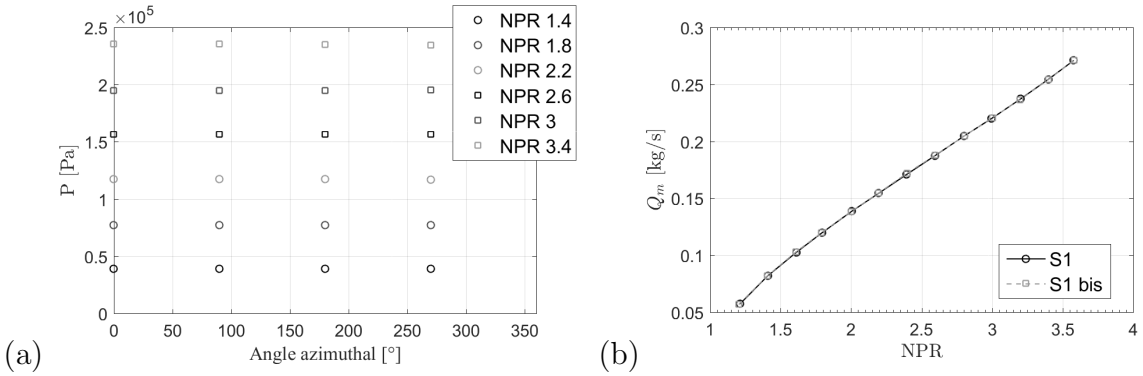


FIGURE 2.5 – (a) Évolution des pressions statiques sur la circonférence du conduit à l'amont des plaques perforées dans le cas du diaphragme S1. (b) Étude de la répétabilité de la mesure de débit.

Moyennant cette hypothèse, l'Eq. 1.5 nous donne le nombre de Mach moyen à l'amont de la plaque perforée, à partir des mesures de pressions totale et statique. La vitesse moyenne de l'écoulement à l'amont de la plaque perforée est alors déterminée par les Eq. 1.2, 1.3 et 1.4 à l'aide du nombre de Mach et de la température totale. Enfin, la loi d'état 1.1 permet de déterminer la densité de l'air. Le débit massique Q_m s'exprime alors par :

$$Q_m = \rho U S_d. \tag{2.1}$$

La plaque perforée générant dans l'écoulement un blocage important, la pression statique à l'amont est très proche de la pression totale ; cela témoigne d'une faible vitesse d'écoulement. Afin d'améliorer la précision de la mesure de débit, il a été choisi de mesurer, à l'aide des capteurs de pression différentielle présentés précédemment, la pression totale et le différentiel entre les pressions totale et statique ΔP. La mesure de ΔP à la place de la pression statique P permet ainsi d'utiliser une membrane de gamme plus faible et donc de fortement améliorer la précision de la mesure de P_t/P nécessaire au calcul du débit. Afin de valider la répétabilité de cette mesure, l'évolution du débit en fonction du point de fonctionnement pour le diaphragme S1 a été analysée deux fois à un jour d'intervalle.

Les résultats obtenus sont tracés sur la Fig. 2.5 (b) et montrent une excellente répétabilité de la technique de mesure.

2.2.2 Acoustique

Les principales techniques de mesure acoustique utilisées dans cette thèse consistent en des mesures de directivité en champ lointain ainsi que des mesures de localisation de sources en champ proche à l'aide d'une antenne linéaire de microphones. Les deux paragraphes suivants présentent les géométries et équipements utilisés pour réaliser ces mesures.

Directivité - champ lointain

Les mesures de directivité en champ lointain sont effectuées à l'aide d'une antenne en arc de 2 m de rayon centrée sur la sortie de la maquette (c'est à dire la plaque perforée dans la configuration libre et l'extrémité aval du conduit de sortie pour la configuration confinée). Cette antenne est composée de 13 microphones PCB Piezotronics 1/4 pouce répartis tous les 10° pour des angles polaires allant de $\Theta = 30°$ à 150°. Chaque microphone est préalablement calibré à l'aide d'un pistonphone. Afin d'améliorer les mesures acoustiques à haute fréquence, la grille de protection de la membrane des microphones est enlevée [121]. En effet, comme le montre la Fig. 2.6 donnant le spectre en champ lointain à $\Theta = 30°$ d'un jet à Mach 0.9, la présence de la grille génère une augmentation significative du niveau acoustique au delà de 10000 Hz. Cela s'explique par l'apparition de réflexions/diffractions acoustiques sur les grilles des microphones. Les autres conseils donnés par Viswanathan [121] pour une mesure fine du bruit de jet ont également été suivis (microphone normal à la source, support de microphone minimisé pour limiter les réflexions...).

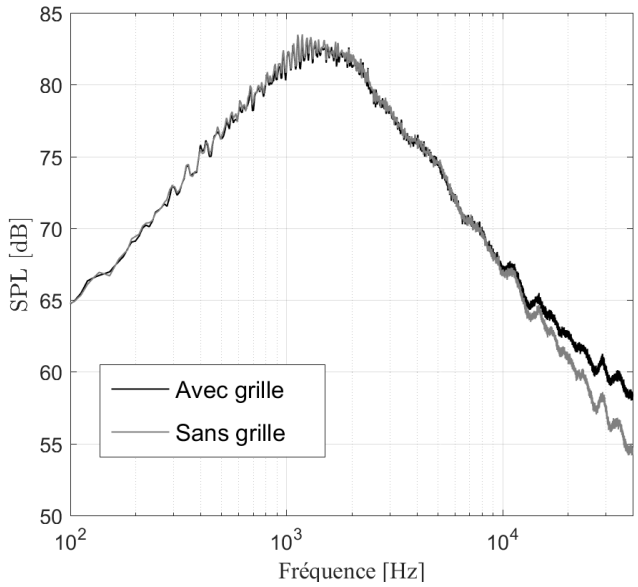


FIGURE 2.6 – Effet acoustique des grilles de protection des microphone.

L'acquisition de l'ensemble des mesures acoustiques est réalisée à l'aide d'un système National Instruments PXI-1006 équipé de cartes NI-PXI 4472, le tout associé à un logiciel écrit sous Labview pour son pilotage. L'acquisition des signaux champ lointain est effectuée à une fréquence d'échantillonnage de 102400 Hz durant 30 s. Les spectres acoustiques en champ lointain (Sound Pressure Level - SPL) présentés dans la suite sont, sauf contre-indication, obtenus à l'aide de la densité spectrale de puissance du signal de pression (S_{pp}) issu du microphone via la relation :

$$SPL(f) = 10 \log \left(\frac{S_{pp} \Delta f}{P_{ref}^2} \right), \tag{2.2}$$

Δf étant la résolution fréquentielle choisie ($\Delta f = 8$ Hz dans la majorité des cas) et $P_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa la pression acoustique de référence. La densité spectrale de puissance est obtenue par la méthode de Welch. Ici, il est choisi un recouvrement de 50% ainsi qu'une fenêtre à bords doux de Hanning.
Ces mesures de directivité ont été effectuées de façon systématique pour les deux configurations de maquette ainsi que pour l'ensemble des points de fonctionnement.

Localisation de sources

En plus des mesures en champ lointain, des mesures de localisation de sources ont également été entreprises à l'aide d'une antenne linéaire composée de 30 microphones PCB Piezotronics 1/4 pouce située à $y_m = 560$ mm de l'axe du conduit. L'acquisition de ces mesures est menée à bien avec le même système que précédemment durant 10 s à 51200 Hz. L'espacement des microphones e_m de l'antenne varie de 8.5 mm à 49 mm. Leurs coordonnées sont données dans le Tab. 2.5. Cette distribution irrégulière permet ainsi d'augmenter la gamme fréquentielle de réponse de l'antenne par rapport à une distribution régulière. D'après Cigada *et al.* [28], la performance d'une telle antenne linéaire peut être évaluée en particulier par sa résolution spatiale c'est-à-dire sa capacité à distinguer deux sources distinctes proches. Cette capacité peut être estimée par le critère de Rayleigh R_{es} donnant la distance minimale entre deux sources pour être distinguables. Il est défini par :

$$R_{es} = a \frac{y_m \lambda}{L_m \cos(\Psi_m)^3}, \tag{2.3}$$

où y_m est la distance entre la zone d'analyse et l'antenne, λ la longueur d'onde d'analyse, L_m la longueur de l'antenne et Ψ_m l'angle d'ouverture défini sur la Fig. 2.7. Le coefficent a est lié à la géométrie de l'antenne et est égal à 1 dans le cas d'une antenne linéaire [28, 26]. La conception et la mise en place de la présente antenne a donc en particulier consisté à réduire au maximum la grandeur R_{es}. Pour ce faire une des solutions est de réduire la distance source-antenne y_m. La littérature semble néanmoins indiquer que l'angle d'ouverture Ψ_m doit rester inférieur à 30° afin de conserver une bonne résolution [26, 28, 76]. En supposant que les sources du rayonnement sont comprises entre $x = 0$ et $x = 10D_d$, dans notre application, l'angle d'ouverture reste inférieur à 31° pour $y_m = 560$ mm. La distance source-antenne choisie semble donc optimale afin de conserver $\Psi < 30°$ et de réduire au maximum R_{es}. Bien entendu, pour une application au bruit de jet, la grandeur R_{es} n'a pas vraiment de valeur du fait de la proximité des multiples sources dans les jets mais permet cependant d'améliorer la conception globale de l'antenne. Un autre critère d'importance

est la fréquence maximale f_{max} d'utilisation de l'antenne afin d'éviter le phénomène de repliement spatial. En effet, il est nécessaire d'avoir au minimum deux points (microphones) pour correctement résoudre la plus petite longueur d'onde de la source. On a alors $f_{max} = \frac{c_0}{2e_m}$ soit pour la présente antenne :$f_{max} = 20$ kHz. La fréquence minimale d'étude f_{min} est quant à elle liée à la plus grande longueur d'onde captée par l'antenne et est donc conditionnée par l'envergure de celle-ci. Elle s'exprime donc par $f_{min} = \frac{c_0}{L_m}$ soit $f_{min} = 537$ Hz pour notre antenne. Enfin, il est également intéressant de déterminer de quelle nature sont les ondes arrivant sur l'antenne (ondes planes ou sphériques). D'après Padois [76], une résolution en ondes planes est à privilégier si $y_m > \frac{L_m^2}{2\lambda}$ alors que des ondes sphériques devront être préférées dans le cas contraire. la fréquence limite f_l au delà de laquelle l'onde peut être considérée comme sphérique est donc $f_l = \frac{2y_m c_0}{L_m^2} \simeq 950$ Hz pour notre application.

N° micro	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
x (mm)	0	49	67	102	132	157	185	212	234	259	278	293	312	326	337
y (mm)	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560

N° micro	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
x (mm)	346	354	363	375	389	405	424	444	466	490	515	542	571	601	633
y (mm)	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560	560

TABLE 2.5 – Définition de la position des microphones de l'antenne linéaire.

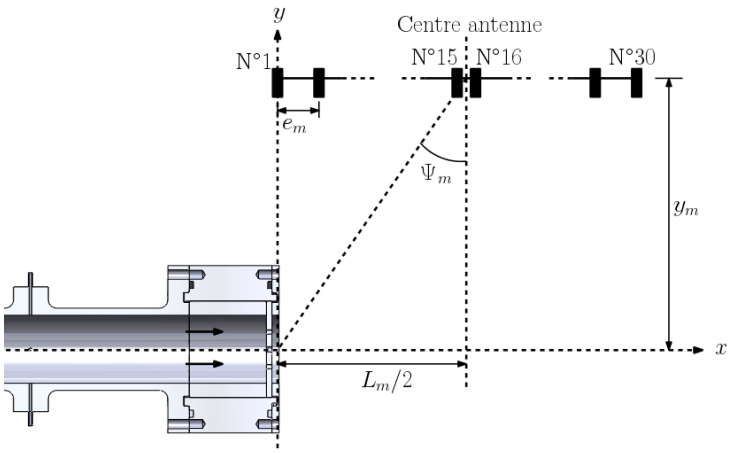


FIGURE 2.7 – Description des paramètres de l'antenne linéaire.

Étant donné le caractère étendu de la source du bruit de mélange en particulier pour le cas du rayonnement associé à la turbulence de petite échelle, la localisation de source est réalisée en utilisant la méthode des sources étendues proposée par Zoppellari et Juvé [128, 129, 127]. Cette dernière consiste en effet à déterminer non pas une position de source particulière mais une distribution de sources décorrélées permettant d'obtenir la matrice interspectrale la plus proche de celle mesurée. On fait alors l'hypothèse que cette distribution est composée de N_s sources omnidirectionnelles placées sur l'axe du jet

et dont l'amplitude A_n est inconnue. Chaque microphone i de l'antenne reçoit alors la somme des fluctuations de pression issues de chaque source soit :

$$p_i = \sum_{n=1}^{N_s} A_n \Lambda_{in}, \tag{2.4}$$

où $\Lambda_{in} = \frac{\exp^{jkR_{in}}}{R_{in}}$ avec R_{in} la distance entre la source n et le microphone i. La matrice interspectrale Γ_{ij}^{theo} théorique entre deux capteurs i et j est alors définie par :

$$\Gamma_{ij}^{theo} = \sum_{n=1}^{N_s} \Lambda_{in} \Lambda_{jn}^* S_{pp_n}, \tag{2.5}$$

avec * dénotant le complexe conjugué et S_{pp_n} la densité spectrale de puissance de la source n. Les valeurs S_{pp_n} sont alors déterminées de sorte à avoir la matrice interspectrale théorique la plus proche de celle mesurée Γ_{ij}^{mes} au sens des moindres carrés, c'est à dire pour N_m microphones :

$$min \left(\sum_{i=1}^{N_m} \sum_{j=1}^{N_m} \left| \Gamma_{ij}^{mes} - \Gamma_{ij}^{theo} \right|^2 \right). \tag{2.6}$$

Cette minimisation équivaut, en fait, à imposer :

$$\sum_{n=1}^{N_s} H_{mn} S_{pp_n} = \Pi_m, \tag{2.7}$$

avec m et n les indices associés à deux sources,

$$H_{mn} = \left| \sum_{i=1}^{N_m} \Lambda_{im}^* \Lambda_{in} \right|^2 \tag{2.8}$$

et :

$$\Pi_m = \sum_{i=1}^{N_m} \sum_{j=1}^{N_m} \Lambda_{im}^* \Gamma_{ij}^{mes} \Lambda_{jm}. \tag{2.9}$$

Ces équations constituent donc un système linéaire matriciel $HS = U$ dont H n'est par forcement inversible. Celui-ci est donc résolu par une méthode itérative détaillée dans [127, 99]
De telles mesures de localisation de source ont été réalisées uniquement pour la configuration libre.

2.2.3 Mesures Schlieren

Pour aller plus loin dans la compréhension des mécanismes acoustiques identifiés à partir des mesures en champ lointain, une analyse de l'écoulement à la sortie des plaques perforées a également été menée. La première technique utilisée pour cela est la visualisation Schlieren. Cette technique a pour avantage d'être très bien résolue en temps mais présente également quelques défauts détaillés dans la suite.

Ce principe de mesure reprend le mécanisme du mirage optique que l'on peut observer l'été sur les routes ou encore dans le désert lorsqu'il fait chaud. En effet, dans ce cas, les rayons lumineux issus d'un objet réel, typiquement le ciel, sont réfractés du fait des variations de température et donc de la densité de l'air. Ces rayons finissent par être totalement réfléchis pour arriver jusqu'à notre œil. Notre cerveau interprète alors la position de l'objet en dessous de l'horizon et une zone bleue (le ciel) apparaît au niveau de la route ou du désert (Fig. 2.8).

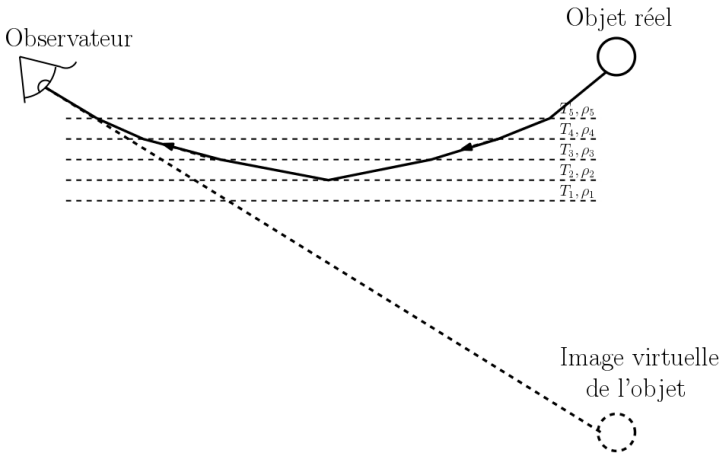


FIGURE 2.8 – Principe des mirages optiques.

Le même principe est repris pour l'imagerie Schlieren ou strioscopie. L'élément transparent que l'on souhaite étudier (les jets issus des plaques perforée dans notre cas) est alors éclairé par un faisceau de rayons lumineux parallèles. Les variations de densité dans l'objet d'étude réfractent alors ces rayons lumineux. Après avoir traversé l'objet, les rayons sont focalisés à l'aide d'un miroir parabolique. Au niveau du point focal de ce dernier, un couteau permet de filtrer une partie des rayons lumineux ayant traversé l'objet. Les rayons lumineux, non déviés, sont alors affectés uniformément par le tranchant du couteau et l'intensité de l'image est alors réduite lorsque la coupure est augmentée. Lorsque la lumière traverse en revanche un champ de densité de dérivée non nulle, ces derniers sont déviés vers le couteau ou dans le sens inverse. La partie de l'image dont provient ces rayons sera alors assombrie ou inversement éclaircie. Le Schlieren permet ainsi de visualiser les gradients de densité perpendiculaires au tranchant du couteau. Dans le cadre de cette étude, l'image obtenue par Schlieren est traitée de manière qualitative, c'est à dire qu'aucun étalonnage n'est réalisé au préalable afin d'attribuer à chaque niveau de gris une valeur de gradient de densité. Par ailleur le montage utilisé intègre l'ensemble des phénomènes apparaissant sur toute l'épaisseur de l'objet traversé c'est à dire, dans le cas des plaques perforées, plusieurs jets les uns derrières les autres. L'image est donc brouillée par la superposition de nombreux phénomènes physiques. Des informations complémentaires sur cette technique de mesure peuvent être trouvées dans [98].

Pour notre étude, un montage en Z est utilisé. Son principe est schématisé sur la Fig. 2.9 tandis que des photographies du montage utilisé sont présentées sur la Fig. 2.10. Seule la configuration libre a été analysée à l'aide de la technique Schlieren afin d'étudier le développement et le mélange des jets directement à la sortie des plaques perforées. Cette

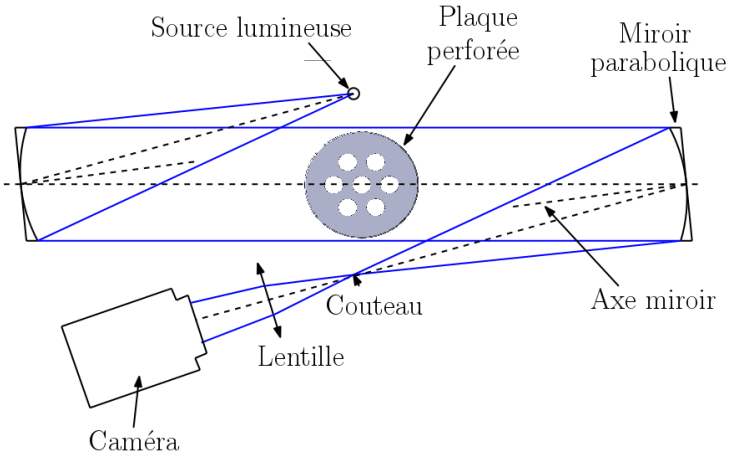


FIGURE 2.9 – Description du montage Schlieren en Z.

étude n'a en revanche pas pu être menée en configuration confinée, faute d'accès optique dans le conduit de sortie. Étant donné la grande variété de géométries de grilles, différents réglages Schlieren ont dû être utilisés. Leurs caractéristiques sont récapitulées dans le Tab. 2.6. Le réglage réalisé consiste principalement à adapter la lentille placée à l'aval du couteau ainsi que les miroirs paraboliques de diamètre $\lambda/8$ au grossissement souhaité. Bien entendu le placement des différents éléments du montage doit alors être modifié. La réduction de la taille des miroirs permet principalement de concentrer la lumière sur une plus petite section afin de pouvoir accroitre le grossissement. L'augmentation de ce grossissement permet ainsi d'augmenter la résolution de l'image mais réduit la taille du champ observé. Afin d'obtenir une résolution temporelle proche de celle de l'acoustique, une caméra très haute vitesse Photron Fastcam SA-Z a été utilisée. Elle permet d'atteindre une vitesse d'acquisition de 20000 images par seconde pour la résolution maximale de 1024×1024 pixels et jusqu'à 120000 images par seconde pour une résolution de 512×256 pixels. L'acquisition Schlieren est en outre synchronisée avec les mesures acoustiques à l'aide d'un signal déclencheur. Les fréquences d'échantillonnage choisies pour ces deux mesures sont donc égales ou multiples l'une de l'autre. Un pré-déclencheur est de plus imposé à la mesure Schlieren afin de prendre en compte le temps de propagation entre la source dans l'écoulement et les microphones en champ lointain. Pour toutes les mesures, le couteau est orienté verticalement par rapport à l'axe du jet permettant ainsi de visualiser les gradients axiaux de masse volumique. Préalablement à chaque mesure, une calibration est réalisée à l'aide d'une mire permettant à la fois d'affiner les différents réglages du montage et de déterminer précisément sa résolution.

Focale lentille (mm)	Diamètre miroirs $\lambda/8$ (mm)	Résolution (px/mm)	Taille champ max (mm^2)
200	200	6.12	167×167
400	200	12.58	81×81
1000	100	41.00	24×24

TABLE 2.6 – Caractéristiques des différents montages Schlieren.

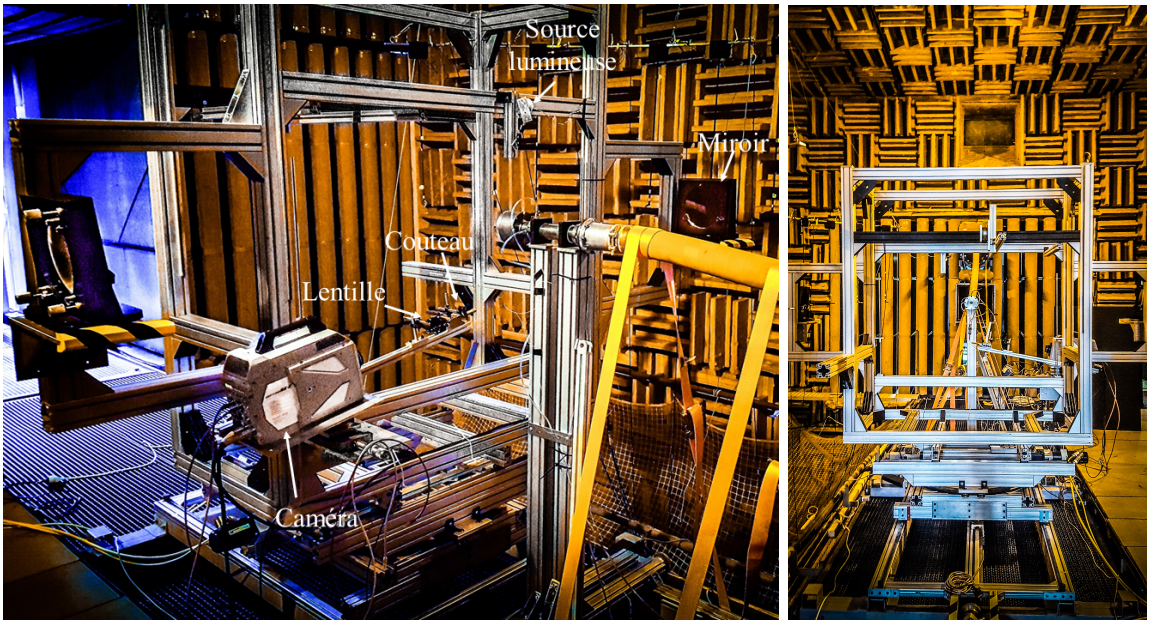


FIGURE 2.10 – Photographie du montage Schlieren utilisé.

2.2.4 Mesures PIV

Afin de pallier le manque d'informations quantitatives données par la visualisation Schlieren, des mesures de velocimétrie par image de particule (PIV) ont également été réalisées en configuration libre. Cette technique, couramment utilisée en mécanique des fluides, permet de déterminer localement la vitesse de l'écoulement à partir de l'analyse du déplacement de particules injectées dans celui-ci. Ces particules sont éclairées lors de leur passage dans une nappe LASER émise par deux impulsions espacées de quelques microsecondes l'une de l'autre. La paire d'images correspondante est ensuite enregistrée par une caméra rapide. Une analyse statistique des déplacements de particules entre les deux images permet alors d'estimer la vitesse dans un plan contenu dans la zone couverte par la nappe LASER. Elle donne donc des informations quantitatives mais n'est en revanche pas résolue en temps dans notre cas. Le principe de fonctionnement de la PIV est clairement détaillé dans [20, 54].

Description :

Les mesures PIV présentées ici sont bidimensionnelles en ce sens que non seulement les champs de vitesses sont restitués dans un plan balayé par la nappe LASER mais aussi que seules les composantes parallèles à ce plan sont mesurées. Le matériel utilisé pour cette mesure est récapitulé dans le Tab. 2.7 et un schéma ainsi qu'une photographie du montage sont donnés Fig. 2.11.

Le réglage optique utilisé permet d'obtenir des champs d'environ 50×42 mm^2 soit une résolution de 51 px/mm. Pour toutes les configurations étudiées, la nappe LASER passe par les jets centraux de la grille (Fig. 2.11 (a)). Tous ces équipements sont pilotés à l'aide du logiciel DaVis 8.4. Le système est par ailleurs préalablement calibré à l'aide d'une mire d'étalonnage Lavision permettant à la fois de régler finement les différents éléments (nappe LASER, optique caméra...) mais également de définir le repère associé à

Matériel	Caractéristiques
LASER Litron Bernoulli-PIV 200-15	LASER pulsé Nd : Yag double cavité longueur d'onde : 532 nm Fréquence de répétition : $0 - 15$ Hz Puissance : 2×200 mJ Durée de l'impulsion : 8 ns
Caméra Lavision Imager sCMOS	Caméra CMOS 16 bits Pixels actifs : 2560×2160 px Taille capteur : "16.6×14 mm^2 Fréquence max trame : 50 Hz
Synchroniseur LaVision PIV lente	PTU 9
Générateur nappe LASER plan LaVisison	Angle divergence : 24° et 12° Épaisseur de la tranche : 0.5 mm à 2.5 mm
Objectif caméra	Monture Nikon 135 mm Bague allonge 36 mm
Embrase et bras LaVision	

TABLE 2.7 – Récapitulatif du matériel utilisé pour la PIV.

l'image et donc déterminer la résolution du montage (Fig. 2.12 (a)).

Ces mesures sont elles aussi synchronisées avec l'antenne de directivité. Pour ce faire, le système PIV permet de récupérer un signal carré dont chaque front montant correspond à une impulsion LASER de la première cavité. Pour détecter ce front montant avec précision, un système d'acquisition haute vitesse National Instrument PXIe-1071 associé à une carte NI PXIe-5160 permet d'enregistrer le signal porte du LASER ainsi que le signal de pression du microphone en champ lointain à $\Theta = 90°$ à une fréquence de 3 MHz. L'ensemencement de l'écoulement primaire haute pression passant à travers la plaque perforée est réalisé à l'aide de fines gouttelettes d'huile d'olive injectées au niveau de la sortie haute pression de la chambre anéchoïque (en amont du tuyau flexible). Ces gouttelettes sont créées par deux dispositifs présentés sur la Fig. 2.12 (b)) et sont injectées en plusieurs points de la circonférence du conduit. Les gouttelettes sont obtenues en faisant passer de l'air sous pression à travers de fins injecteurs immergés dans un bain d'huile : l'air se charge alors de fines particules d'huile qui peuvent être envoyées dans l'écoulement [65, 87]. Pour limiter les variations de densité de particule dans les couches de cisaillement des jets, susceptibles de nuire à la qualité des mesures PIV, l'environnement autour de la maquette est également ensemencé à l'aide de l'écoulement basse vitesse secondaire. Pour cela, on utilise de la fumée de spectacle générée par un appareil SAFEX Nebelgerät SNG à partir de glycol. La vitesse de l'écoulement secondaire reste inférieure à 5 m/s au niveau de la sortie dans la chambre anéchoïque.

Validation :

On tente maintenant d'évaluer la qualité des mesures et du post-traitement PIV. Des informations sur les différents post-traitements PIV possibles peuvent être trouvées dans

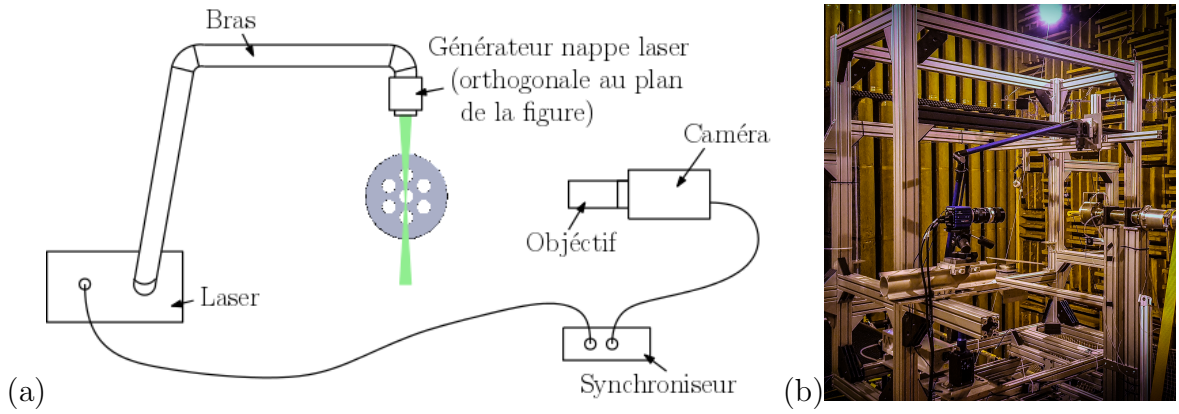


FIGURE 2.11 – (a) Schéma du montage PIV 2D. (b) Photographie du montage PIV

les références [20, 5, 54]. Pour chaque configuration et point de fonctionnement étudié, 2000 champs PIV sont mesurés. Après plusieurs essais d'optimisation, l'algorithme de post-traitement PIV retenu pour l'analyse de l'ensemble des données consiste en cinq étapes de corrélation par transformée de Fourier rapide (FFT) associées à une réduction progressive des fenêtres d'interrogation. Pour les deux premières étapes, des fenêtres de corrélation de 32×32 pixels associées à un recouvrement de 75% sont utilisées, tandis que les trois dernières étapes sont menées sur des fenêtres de 16×16 pixels avec 50% de recouvrement. Des fenêtres d'interrogation de taille assez faible ont été choisies dès la première étape du calcul car les temps séparant les deux images d'une même paire sont très courts. Les particules se déplacent alors a priori modérément entre les deux images et l'utilisation de grandes fenêtres d'interrogation aux premières étapes du calcul n'est donc plus nécessaire. Cette réduction du temps inter-image limite la fuite des particules ce qui améliore la mesure de corrélation mais dégrade en contrepartie la dynamique de la mesure. À la suite des cinq étapes précédemment citées on procède a un filtrage médian des vecteurs aberrants. Ce filtrage consiste à comparer chaque vecteur avec ses voisins afin de rejeter ceux qui sont trop éloignés [54].

Un premier critère permettant d'analyser la qualité de mesure PIV est le niveau de corrélation obtenu entre les fenêtres d'interrogations des deux images successives. En effet, une forte corrélation va traduire le fait que la majorité des particules d'une fenêtre d'interrogation issue de la première image a été retrouvée dans la fenêtre correspondante issue de la seconde permettant ainsi de déterminer le déplacement des particules et donc la vitesse locale avec précision. Afin d'estimer la qualité des mesures, on a tracé sur la Fig. 2.13 le niveau de corrélation moyen pour le diaphragme S0 et la plaque perforée S1D1N1e3 à NPR= 1.8. Ces configurations seront conservées pour les étapes de validation suivantes. On peut constater un niveau de corrélation très élevé (> 0.8) à l'extérieur des jets ainsi que dans leur cône potentiel. Ce niveau diminue en revanche dans les couches de cisaillement à environ 0.6 en particulier lorsqu'on se rapproche de la plaque perforée ($x/D = 0$). Cela peut être dû au taux de turbulence élevé ainsi qu'à la taille modeste des structures turbulentes dans les couche de mélanges de petits jets. De surcroît, l'ensemencement est certainement insuffisant à l'extérieur des jets, très près des plaques perforées. Les fenêtres d'interrogation deviennent alors probablement trop grandes pour précisément décrire chaque fluctuation de vitesse réduisant ainsi le niveau de corrélation. D'autres

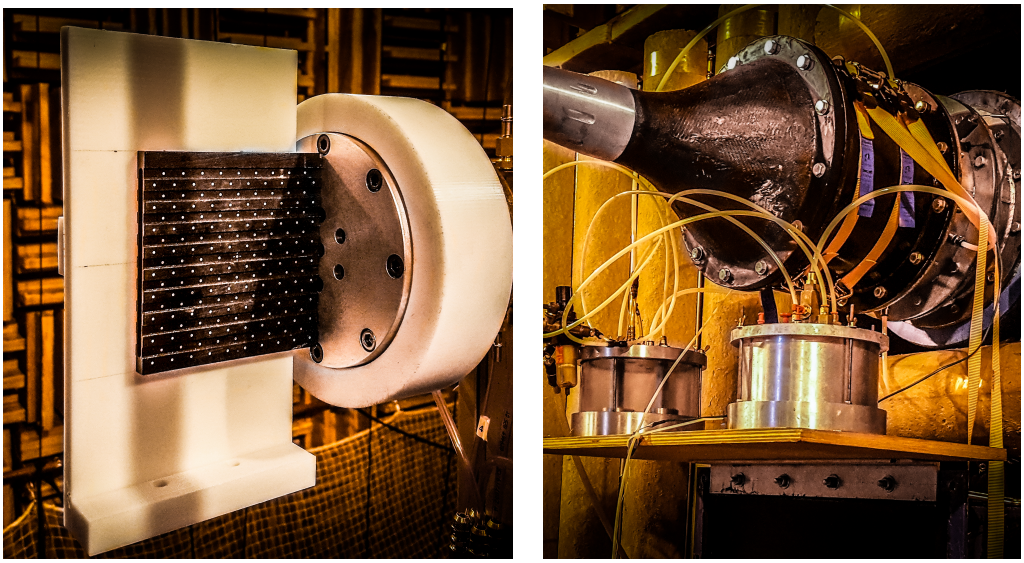


FIGURE 2.12 – À gauche : photographie du montage de la mire pour la calibration PIV et à droite Photographie du générateur de gouttelettes d'huile d'olive pour l'ensemencement du flux primaire.

phènomènes tels que des fuites de particule du plan d'étude peuvent également être responsables de cette baisse. Néanmoins, globalement, le niveau de correlation obtenu reste très correct [54].

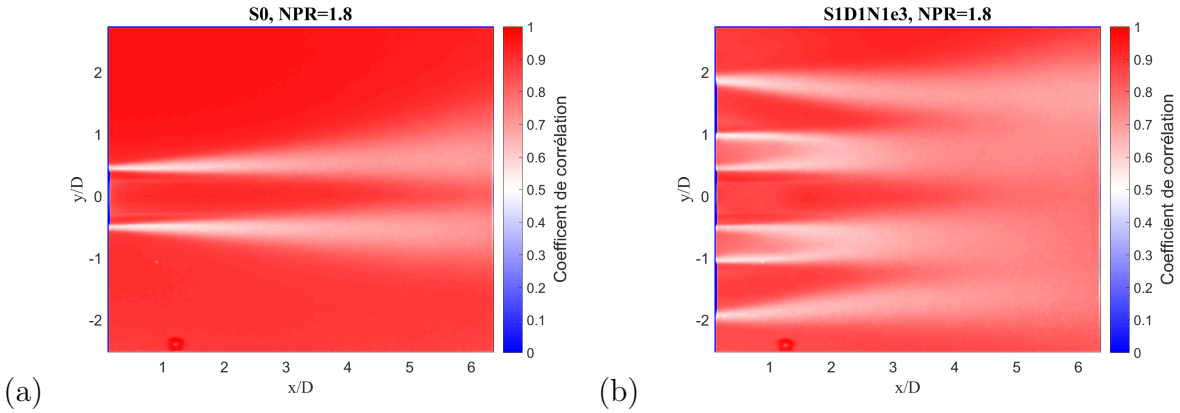


FIGURE 2.13 – Cartographie du coefficient de corrélation moyen pour les configurations : (a) S0, NPR= 1.8 et (b) S1D1N1e3, NPR= 1.8.

Un second critère d'importance, toujours associé au niveau de corrélation, est le peak ratio [54]. Celui-ci traduit le rapport de niveau entre les deux pics maximums identifiés sur la corrélation entre les fenêtres d'intégration associées, issues des deux images successives. Un peak ratio élevé témoigne donc d'un fort écart entre le pic de corrélation dominant, choisi pour déterminer le déplacement et donc le vecteur vitesse associé à une fenêtre d'interrogation, et le second mis de côté. Il n'y a alors aucune ambiguïté sur le choix du vecteur. En revanche, lorsque le rapport de niveau entre les deux pics tend vers 1, l'incertitude sur le choix du vecteur augmente. Il est donc nécessaire d'avoir un peak ratio

le plus élevé possible pour s'assurer du choix des bons vecteurs vitesses. Afin d'analyser ce critère pour nos mesures, on a tracé le peak ratio moyen pour les mêmes configurations que précédemment sur la Fig. 2.14. De même que pour le coefficient de corrélation, on peut constater un niveau élevé du peak ratio à l'extérieur du jet et dans le cône potentiel ainsi qu'une légère diminution de celui-ci dans les couches de cisaillement. Néanmoins on peut remarquer qu'il reste toujours supérieur à 2 sur l'ensemble de la cartographie. En d'autres termes, le niveau du pic principal choisi pour la définition du vecteur vitesse est deux fois plus élevé que le second pic, rejeté. Il y a donc peu d'ambiguïté sur le choix du vecteur. En outre, on peut constater une légère décroissance du peak ratio sur le bas de la cartographie par rapport au haut pour la configuration S1D1N1e3. Cela peut s'expliquer en partie par une légère variation de la mise au point optique entre le haut et le bas de l'image. Enfin, une tache bleue apparaît pour $y/D = -2.5$ et $x/D = 1.2$. Celle-ci résulte de saturations optiques de la caméra générés par une tige de positionnement délibérément placée dans le champ en dehors du plan d'étude ($z/D \neq 0$) pour contrôler l'ajustement du champ de l'image par rapport à la plaque perforée.

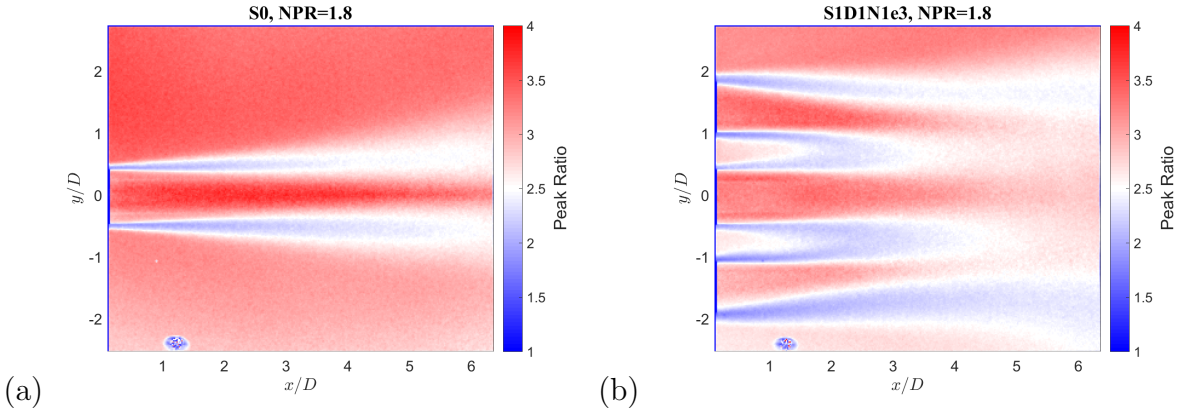


FIGURE 2.14 – Cartographie du peak ratio moyen pour les configurations : (a) S0, NPR= 1.8 et (b) S1D1N1e3, NPR= 1.8.

Afin d'augmenter la précision de la mesure, les algorithmes de calcul PIV du logiciel Davis tentent de déterminer le déplacement des particules avec une précision inférieure au pixel. La solution couramment utilisée a cet effet consiste à interpoler le pic de corrélation par une gaussienne dont son maximum correspond au déplacement des particules de la fenêtre d'interrogation [74, 59]. Cette Gaussienne peut être déterminée de manière précise pourvu que la taille des particules soit supérieure au pixel. Cette technique permet ainsi d'obtenir une précision du déplacement allant jusqu'à 0.1 pixel. En revanche, dans le cas où la taille des particules est de l'ordre du pixel, la gaussienne ne peut alors plus être définie et le pic de corrélation est fixé sur le centre d'un pixel (phènomène de peak locking). La précision du déplacement mesuré est alors de l'ordre du pixel. Une solution pour évaluer ce "peak locking" est d'analyser la concentration d'occurrence des déplacements entre 0 et 1 pixel. En effet en présence d'un fort peak locking les valeurs entières apparaitront beaucoup plus souvent que les autres. Afin de quantifier cela, le manuel utilisateur Davis [54] propose de définir l'indicateur PL défini par :

$$PL = 4\times \mid 0.25 - CDM \mid, \tag{2.10}$$

où CDM le centre de masse de l'histogramme des déplacements en pixel replié par rapport à la valeur 0.5. L'indice PL est ainsi compris entre 0 et 1 et une valeur $PL \leq 0.1$ indique un peak locking acceptable. On trace sur les Fig. 2.15 (a) et (b) l'évolution du critère PL des déplacements suivant x dans la couche de cisaillement du jet central($y/D = 0.5$) pour les 2000 champs des configurations S0 et S1D1N1e3 à NPR= 1.8. Pour ces deux configurations, on peut constater une valeur de peak locking très faible (< 0.05) dans les couches de cisaillement témoignant d'une fine description du déplacement des particules. Notons par ailleurs que ce critère à tendance à augmenter à l'extérieur des jets du fait du faible déplacement des particules. Il est alors impossible d'obtenir un histogramme de déplacement plat entre 0 et 1 pixel.

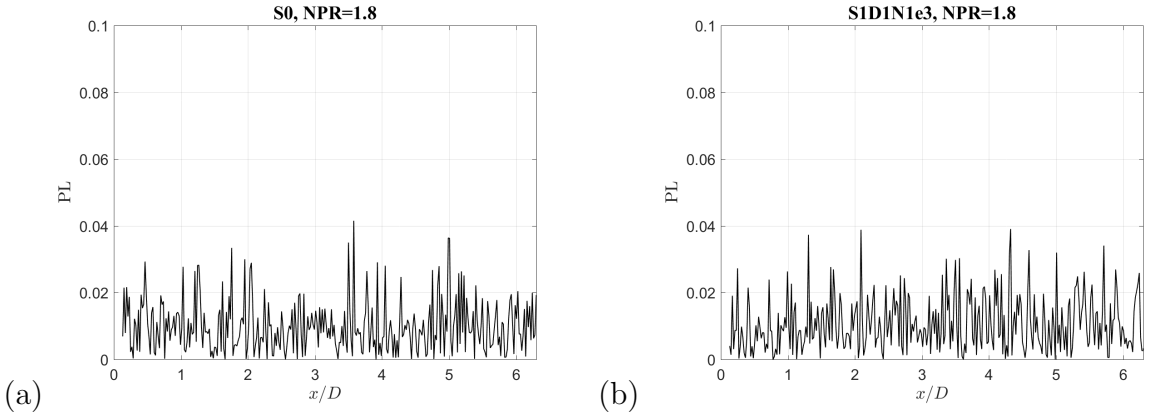


FIGURE 2.15 – Évolution de l'indicateur de peak locking PL dans la couche de cisaillement du jet central ($y/D = 0.5$) pour les configurations : (a) S0, NPR= 1.8 et (b) S1D1N1e3, NPR= 1.8.

Un critère supplémentaire très important pour juger de la qualité d'une mesure est la convergence statistique. En effet, il s'agit ici de savoir si le nombre d'échantillons pris pour déterminer les différentes grandeurs moyennes est suffisamment important pour atteindre leur convergence. Pour déterminer cela, on s'intéresse à deux grandeurs particulières : la vitesse moyenne U et son écart type σ_u. Pour la suite du mémoire, on définit les notations suivantes pour la décomposition de Reynolds d'une grandeur quelconque x : $x = X + x'$, X étant la valeur moyenne et x' la partie fluctuante par rapport à la moyenne. Afin d'étudier la convergence de la moyenne et de l'écart type de la vitesse, on trace sur la Fig. 2.16 l'écart relatif entre la valeur mesurée à partir de 250, 500, 750, 1000, 1250, 1500, 1750, 1900 champs et celle de référence mesurée à partir des 2000 champs PIV disponibles. Cet écart relatif est étudié à différentes positions axiales dans la couche de cisaillement (zone de fluctuations importantes) du diaphragme S0 à NPR= 1.8. Celui-ci est, de plus, défini en pourcentage par rapport à la valeur de référence obtenue à partir des 2000 champs. On peut constater une convergence très rapide des mesures pour la vitesse moyenne. Dès 500 acquisitions, l'écart relatif est en effet réduit à 1% par rapport à la grandeur de référence (Fig. 2.16 (a)). Il tombe à $\pm 0.2\%$ pour 1750 champs. Cela témoigne donc d'une bonne convergence de la vitesse moyenne. Pour l'écart type de la vitesse, en revanche, la convergence est nettement plus lente (Fig. 2.16 (b)). L'écart relatif est réduit à $\pm 1\%$ uniquement à partir 1500 champs pour finalement être compris entre -0.5% et 0.2 pour 1750 champs. La convergence est donc acceptable mais l'acquisition d'un plus

grand nombre de champs aurait pu permettre d'affiner cette mesure.

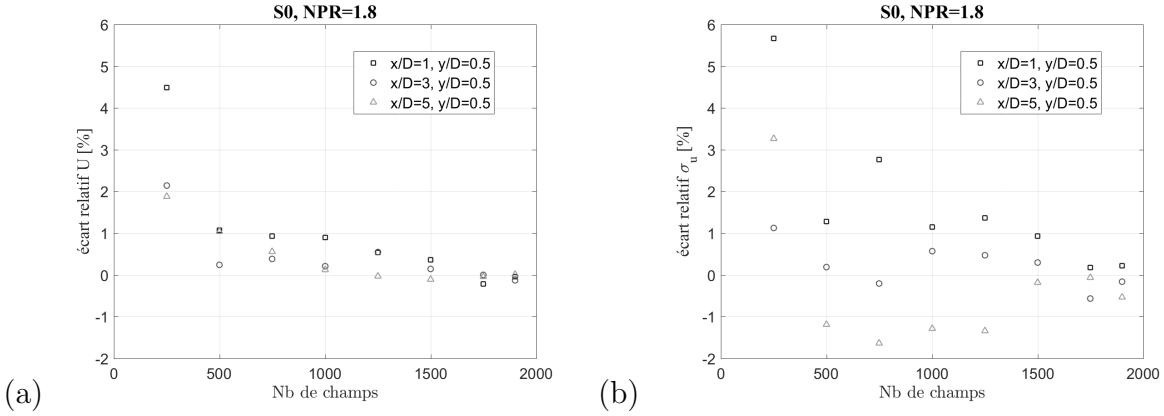


FIGURE 2.16 – Évolution en fonction du nombre de champs considéré de l'écart relatif sur la vitesse moyenne U (a) et sur l'écart type de la vitesse σ_u (b) par rapport à la mesure de référence comprenant les 2000 champs PIV dans la couche de cisaillement de la configuration S0, NPR= 1.8.

Malgré les différentes étapes précédemment décrites dans le processus de post-traitement PIV, il peut arriver qu'aucun vecteur correct ne soit attribué à une fenêtre d'interrogation. Ce phénomène apparaît par exemple sur les bords des champs du fait de la fuite des particules pendant le temps séparant les deux images d'une paire ou encore dans les couches de cisaillement des jets notamment du fait de taux de turbulence élevés. Il peut également être imputé à des réflexions au voisinage de la plaque perforée. Il en résulte que, dans ces zones, le nombre de champs total disponible est alors réduit ce qui peut engendrer une mauvaise convergence des mesures. Afin d'analyser cela, on a tracé sur les cartographies de la Fig. 2.17, la distribution du nombre de vecteurs sans valeur pour les configurations S0 et S1D1N1e3 à NPR= 1.8. Comme attendu, on peut remarquer une augmentation du nombre de vecteurs erronés/sans valeur principalement dans les couches de cisaillement des jets ainsi que sur les bords des champs. Dans les couches de cisaillement, ce nombre s'élève à seulement une cinquantaine de vecteurs sur les 2000 champs. Cela a donc très peu d'effet sur la convergence statistique des mesures. Sur les bords en revanche, ce nombre peut atteindre plusieurs centaines de champs. Il est donc nécessaire d'interpréter les résultats acoustiques sur ces bords avec précaution.

Enfin pour finaliser la validation des mesures PIV, on s'intéresse à la répétabilité des mesures pour une configuration donnée. Cette répétabilité a été effectuée sur plusieurs configurations et points de fonctionnement dont un exemple est présenté ici. Des résultats similaires ont été obtenus dans les autres cas. Entre les deux mesures, l'ensemble du système est arrêté et la plaque perforée est démontée puis remontée. La Fig. 2.18 présente une comparaison de la vitesse moyenne (a) et de l'écart type de la vitesse (b) issus de deux mesures distinctes pour la configuration S1D1N1e3, NPR= 1.8. Les courbes présentées montrent deux coupes transverses à des positions axiales de $x/D = 1$ et $x/D = 5$. Dans les deux cas on peut constater une excellente répétabilité entre les deux mesures réalisées ce qui témoigne d'une certaine robustesse de la technique de mesure ainsi que du contrôle du point de fonctionnement.

Les différentes géométries et moyens de mesures ayant été détaillés et validés, le cha-

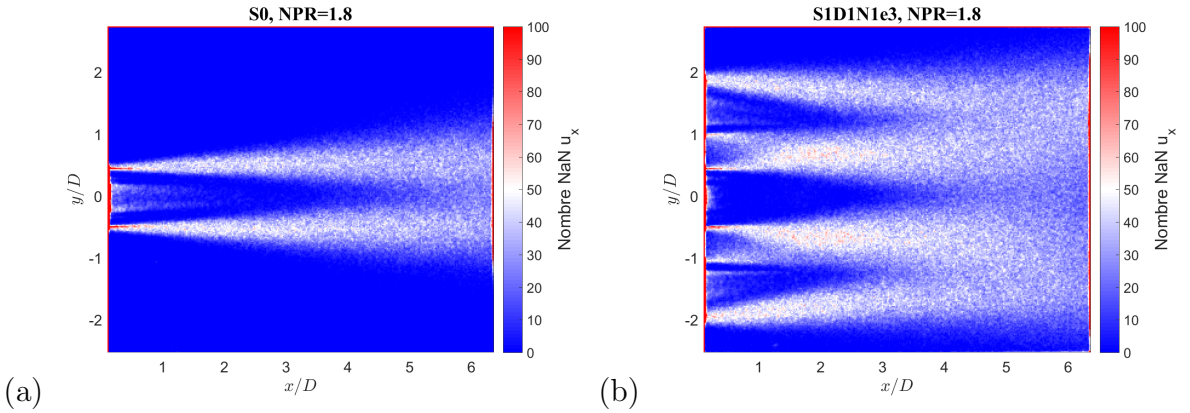


FIGURE 2.17 – Cartographie du nombre de vecteurs sans valeur pour les configurations : (a) S0, NPR= 1.8 et (b) S1D1N1e3, NPR= 1.8.

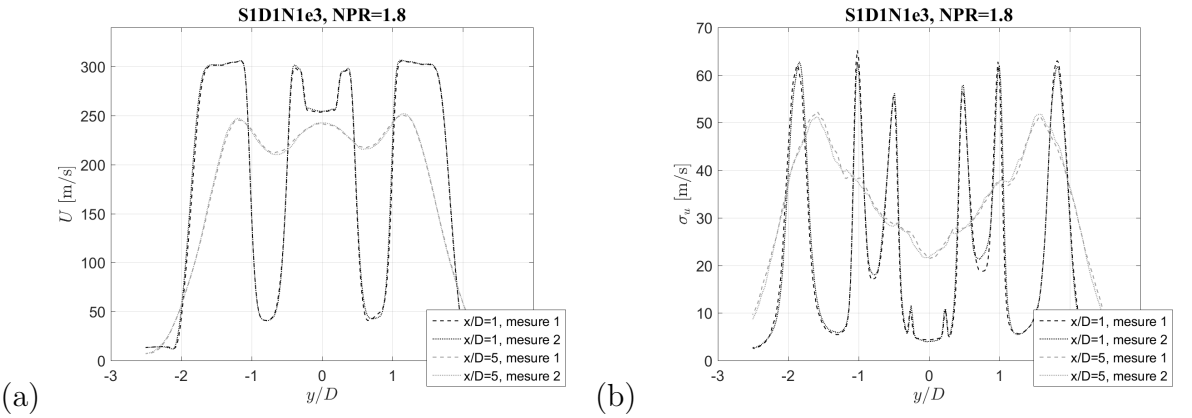


FIGURE 2.18 – Répétabilité des mesures PIV pour la configuration S1D1N1e3, NPR= 1.8 : sur la vitesse moyenne (a) et sur l'écart type de la vitesse (b).

pitre suivant présente la banque de donnée acoustique et aérodynamique obtenue dans le cadre de ces travaux.

Pour mémoire, dans ce mémoire...

Dans le cadre de cette thèse, trois campagnes de mesure ont été réalisées. Elles ont permis d'étudier le rayonnement acoustique généré par un détendeur constitué d'un conduit cylindrique au bout duquel (configuration libre) ou dans lequel (configuration confinée) est placée une plaque perforée ayant pour rôle de générer des pertes de charge plus ou moins importantes. Afin de couvrir une large plage d'utilisation, les mesures ont été effectuées pour des géométries de plaques perforées très variées ainsi que pour une large gamme de points de fonctionnement (régimes subsoniques et supersoniques, $1 \leq NPR \leq 3.6$). Les deux premières campagnes d'essais ont ainsi eu pour rôle de constituer une banque de données acoustiques de ces systèmes à l'aide de mesures en champ lointain et d'une étude paramétrique. La troisième campagne, quant-à-elle, a eu pour objectif d'étudier plus en détail les sources dans l'écoulement en synchronisant des mesures acoustiques (localisation de source et champ lointain)

avec des mesures aérodynamiques telles que Schlieren haute vitesse ou de la PIV haute résolution.

CHAPITRE

3

RAYONNEMENT ACOUSTIQUE DE JETS ISSUS DE DIAPHRAGMES OU DE PLAQUES MULTI-PERFORÉES

Ce chapitre présente une analyse de la base de données acoustiques obtenue avec des systèmes de détente en champ libre ou confiné présentés précédemment. Plus précisément, les différentes caractéristiques du rayonnement sont mises en évidence et discutées en fonction des paramètres géométriques et des points de fonctionnement. Les résultats obtenus dans la configuration libre sont présentés dans la Sec. 3.1 suivis de ceux de la configuration confinée (Sec. 3.2).

3.1 Configuration champ libre

3.1.1 Diaphragmes

Le moyen le plus simple pour détendre un écoulement hyperbare est d'utiliser un diaphragme. La réduction de section génère en effet une forte perte de charge permettant de réduire la pression de l'écoulement. Cependant, comme discuté dans l'introduction, ce différentiel de pression de part et d'autre du diaphragme favorise également l'apparition d'un jet pouvant être responsable d'un rayonnement acoustique important. Dans cette sous-section, on étudie ce rayonnement dans la configuration où le diaphragme est positionné directement à la sortie du conduit. De ce fait aucun obstacle ne perturbe le champ aérodynamique ou acoustique à l'aval de la sortie. Afin de répertorier les différentes composantes du bruit en champ lointain sur toute la plage de fonctionnement balayée, on a tracé sur la Fig. 3.1 (a) l'évolution du spectre acoustique en champ lointain en fonction du NPR pour un angle d'observation $\Theta = 90°$. Sur cette figure, la courbe NPR= 1 correspond

à un différentiel de pression nul de part et d'autre du diaphragme c'est à dire au fluide au repos. Le rayonnement obtenu pour ce point de fonctionnement correspond donc au bruit de fond du système dans son environnement. On peut ainsi noter que le niveau de ce bruit de fond reste nettement inférieur au bruit rayonné pour l'ensemble des régimes ainsi que sur toute la plage fréquentielle étudiée (100 à 40000 Hz). Tout d'abord, pour les plus bas NPR subsoniques et transsoniques (≤ 2), le diaphragme S1 émet uniquement du bruit à large bande. Le spectre associé est typique du bruit de mélange généré par un jet et sera étudié plus en détail dans le Chap. 4. Au delà de ce NPR (≥ 2.4), le bruit à large bande, identifié aux bas NPR, augmente d'une part d'un bruit tonal et d'autre part d'une bosse à large bande en haute fréquence. La directivité de ces différentes composantes, donnée par la cartographie Fig. 3.1 (b) pour NPR= 3.6, montre que la fréquence du bruit tonal ne varie pas en fonction de l'angle d'écoute contrairement à la bosse à large bande qui croît fréquentiellement en se déplaçant vers l'aval. Ces caractéristiques acoustiques, présentées dans le Chap. 1 sont typiques respectivement du screech et du bruit de choc à large bande (BBSAN) apparaissant pour les jets supersoniques imparfaitement détendus. Une analyse plus fine de la directivité du screech ainsi que de son évolution fréquentielle en fonction du point de fonctionnement est rapportée dans l'Annexe A.

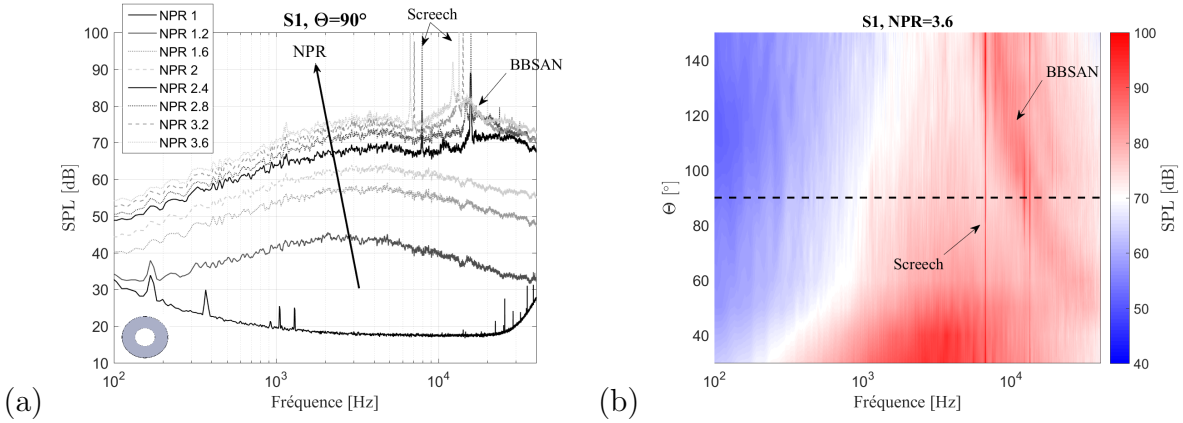


FIGURE 3.1 – (a) Spectres acoustiques en champ lointain en fonction du NPR pour $\Theta = 90°$ pour le diaphragme S1. (b) Cartographie du rayonnement acoustique en champ lointain en fonction de Θ pour NPR= 3.6 pour le diaphragme S1.

Une étude similaire est montrée sur la Fig. 3.2 pour les diaphragmes S3, S2 et S0. Les mesures acoustiques pour le diaphragme S0 ayant été réalisées lors d'une campagne d'essais différente, moins de points de fonctionnement ont été analysés. Pour le diaphragme S3 tout d'abord (Fig. 3.2 (a) et (b)) un rayonnement similaire à celui obtenu avec le diaphragme S1 est observé : pour les plus bas NPR (≤ 2), le champ lointain est dominé par le bruit de mélange à large bande tandis qu'il est marqué par du screech et du bruit de choc à large bande pour les plus hauts NPR supersoniques. Par rapport au diaphragme S1, ces deux composantes supersoniques sont néanmoins décalées vers les basses fréquences. Cela s'explique par l'augmentation du diamètre du jet et donc de la taille des cellules de choc. La période d'interaction des instabilités avec les cellules de choc est alors augmentée, diminuant la fréquence du rayonnement. Pour les plus petits diaphragmes S2 et S0, une composante très intense émerge du bruit de mélange en haute fréquence pour les NPR subsoniques (≤ 1.6). Le contenu fréquentiel est soit une raie unique (sinusoïdale) (c.f. S0-

NPR= 1.6, Fig. 3.2 (e)) soit un spectre à plusieurs raies ; l'une d'entre elles étant de niveau plus élevé que les autres, avec dans certains cas, une émergence d'une raie supplémentaire et d'une composante à large bande à moyenne fréquence (c.f. S2-NPR= 1.2, Fig. 3.2 (c)). Cette raie moyenne fréquence est imputable à une modulation d'amplitude de celles à haute fréquence [50]. Une étude plus approfondie de ce rayonnement est proposée en Annexe C. Les diaphragmes S2 et S0 étant plus petits que S1, le bruit de choc est décalé vers les hautes fréquences, ce qui est cohérent avec les conclusions faites pour S3. Dans le cas du diaphragme S0, le diamètre de la perforation étant très petit, le bruit de choc à large bande sort presque intégralement de la plage fréquentielle d'étude pour NPR= 3. Pour NPR= 3.4, le bruit de choc n'apparaît pas entre entre 100 et 40000 Hz.

Le Tab. 3.1 récapitule les composantes de bruit observées sur les diaphragmes dans la configuration libre, les plages de NPR où elles apparaissent ainsi que leur niveau. Le bruit de mélange étant présent dans l'ensemble des cas, il n'apparaît pas dans le tableau. Le bruit de choc (screech et bruit de choc à large bande) et le bruit tonal subsonique sont dénotés par les acronymes BC et BTBN. Leur présence pour une configuration et un point de fonctionnement donné est marqué par une coche (✓) dont la couleur donne en outre une indication sur le niveau d'émergence par rapport au bruit de mélange grâce au code couleur défini dans la légende. On peut constater que le bruit tonal subsonique (BTBN) apparaît uniquement pour les plus petits diaphragmes ainsi que pour les plus bas régimes subsoniques. Par ailleurs, les raies associées émergent dans la majorité des cas de plus de 20 dB du bruit à large bande. Elles disparaissent dès que le NPR approche la limite sonique. L'écoulement semble donc avoir un effet important sur le fonctionnement de la source associée à ces raies et dont le niveau et la finesse suggère un mécanisme de rétroaction aéroacoustique. Le bruit de choc, quant-à-lui, apparaît pour les trois plus gros diaphragmes à partir de NPR= 2.2 et s'intensifie lorsque le point de fonctionnement augmente. Cela est imputable à une différence de pression plus importante à la sortie du jet lorsque le NPR est augmenté. La détente s'étale alors sur une plus grande distance à l'aval du diaphragme, ponctuée par un nombre croissant de cellules de choc plus marquées. Les phénomènes d'interaction entre les instabilités de l'écoulement et les cellules de choc sont alors probablement amplifiés. Pour le plus petit diaphragme S0, le bruit de choc apparaît uniquement à NPR= 3 dans la plage fréquentielle étudiée.

3.1.2 Plaques perforées

Dans la littérature, la division d'un jet unique en plusieurs petits jets de section totale équivalente a montré qu'elle pouvait réduire significativement le bruit rayonné notamment aux basses fréquences, tout en conservant des performances aérodynamiques comparables. Un phénomène similaire peut être envisagé dans le cas de la détente d'un écoulement sous pression. Dans cette sous-section, on étudie donc le rayonnement généré par la détente à travers des plaques perforées de géométries variées. La Fig. 3.3 présente l'évolution des spectres en champ lointain à 90° en fonction du point de fonctionnement pour les plaques perforées S1D1N1e1-e2-e3-e4. Ces plaques perforées possèdent donc toute le même diamètre et nombre de perforations, c'est à dire la même section de passage mais un espacement inter-perforations varié. Bien entendu, tout comme pour les diaphragmes, le bruit de mélange est présent pour tous les points de fonctionnement et géométries. Néanmoins, le niveau d'émergence maximal de celui-ci semble réduit par rapport au cas du diaphragme de section de passage équivalente (S1). Entre les différentes plaques perforées,

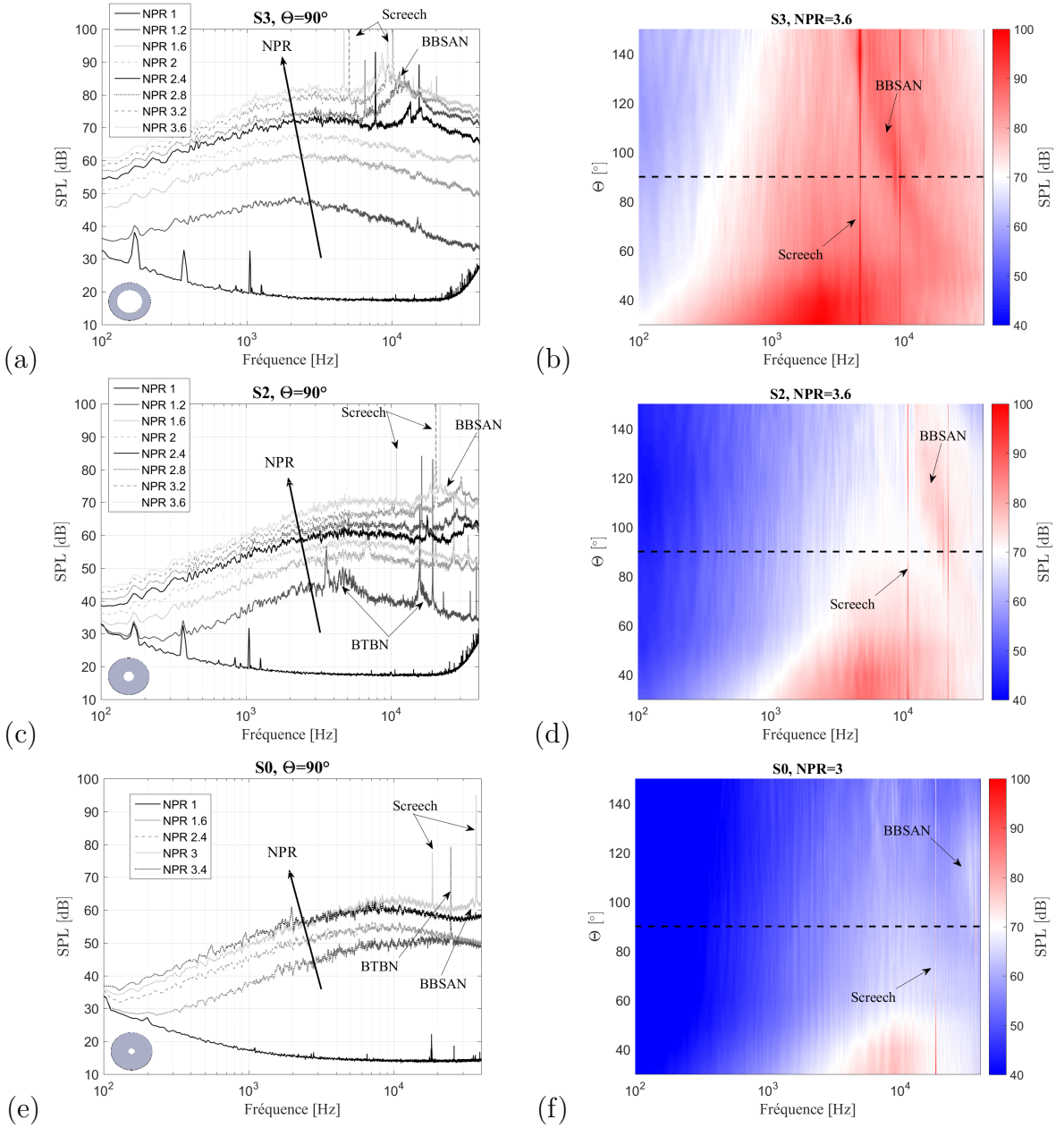


FIGURE 3.2 – (Spectres acoustiques en champ lointain en fonction du NPR pour $\Theta = 90°$ pour les diaphragmes S3 (a), S2 (c) et S0 (e). Cartographie du rayonnement acoustique en champ lointain en fonction de Θ pour NPR= 3.6 pour les diaphragmes S2 (b), S3 (d) et NPR= 3 pour S0 (f).

on peut noter que le niveau du bruit de mélange tend à augmenter aux hautes fréquences et à diminuer aux basses fréquences lorsque l'espacement des perforations augmente. Le bruit tonal subsonique (BTBN) apparaît également pour les quatres configurations mais sous différentes formes. Pour la grille S1D1N1e4, dont les perforations sont très espacées (Fig. 3.3 (a)), celui-ci-émerge sous la forme d'une intense raie isolée, tandis que de multiples raies hautes fréquences associées à une raie et une bosse moyenne fréquence (régime avec modulation d'amplitude) apparaissent pour la grille S1D1N1e3 dont l'espacement

	NPR	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0	3.2	3.4	3.6
S0	BTBN	NC	NC	✓		NC	NC		NC	NC		NC		NC
	BC	NC	NC			NC	NC		NC	NC	✓	NC		NC
S1	BTBN													
	BC						✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
S2	BTBN	✓	✓	✓										
	BC						✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
S3	BTBN													
	BC						✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des plages d'apparition des différents rayonnements en fonction du point de fonctionnement pour les diaphragmes dans la configuration libre. Les différentes sources sont définies par : BTBN : Bruit tonal bas NPR et BC : Bruit de choc (screech + BBSAN). Le bruit de mélange est quant-à-lui présent pour chaque configuration et point de fonctionnement. La présence d'un rayonnement pour une configuration donnée est dénotée par une coche dont la couleur traduit le niveau d'émergence (Δ_{dB}) par rapport au bruit de mélange grâce au code couleur : $\Delta_{dB} \leq 5$ dB,$5 < \Delta_{dB} \leq 10$ dB, $10 < \Delta_{dB} \leq 15$ dB et $20 < \Delta_{dB}$ dB. NC indique l'absence d'information.

des perforations est légèrement réduit (Fig. 3.3 (b)). En réduisant encore l'espacement (S1D1N1e2 puis S1D1N1e1 Figs.3.3 (c) et (d)), l'intensité de ce rayonnement semble se réduire et l'on obtient une raie unique plus évasée fréquentiellement. L'espacement des perforations et donc l'interaction des jets entre eux, semble avoir un impact sur le mécanisme sous-jacent. Pour les régimes supersoniques, on peut constater que le screech présent dans le cas des diaphragmes est conservé uniquement pour la plaque perforée S1D1N1e4. Cette source est donc fortement perturbée par la présence des multiples jets à proximité les uns des autres. Ce résultat a également été relevé par Baskaran *et al.* [10]. Un bruit de choc à large bande semble néanmoins subsister pour l'ensemble de ces grilles.

Le même exercice est maintenant réalisé avec les grilles S1D3N3e1-2-3 pour lesquelles les spectres sont représentés Fig. 3.4. Par rapport aux précédentes, ces grilles possèdent un nombre de perforations plus important mais dont le diamètre est réduit. Il en résulte que la section de passage équivalente des grilles est conservée. Ici aussi, l'espacement entre les perforations est varié. Tout comme pour le cas précédent, on peut noter une augmentation importante du bruit de mélange à haute fréquence accompagné d'une réduction à basse fréquence lorsque l'espacement entre les perforations augmente. Le bruit tonal subsonique (BTBN) est fortement atténué par rapport aux grilles de la Fig. 3.3. Il semble donc que le diamètre des perforations et/ou leur nombre aient également un effet notable sur les mécanismes physiques gouvernant la source de ces raies. Pour les hauts NPR supersoniques, le bruit de choc (screech et bruit de choc à large bande) semble, par ailleurs, être totalement supprimé.

De la même manière que pour les diaphragmes, les plages d'apparition des différentes composantes spectrales ainsi que leur niveau d'émergence par rapport au bruit de mélange sont récapitulés dans le Tab. 3.2. La présence d'une composante de bruit identifiée est

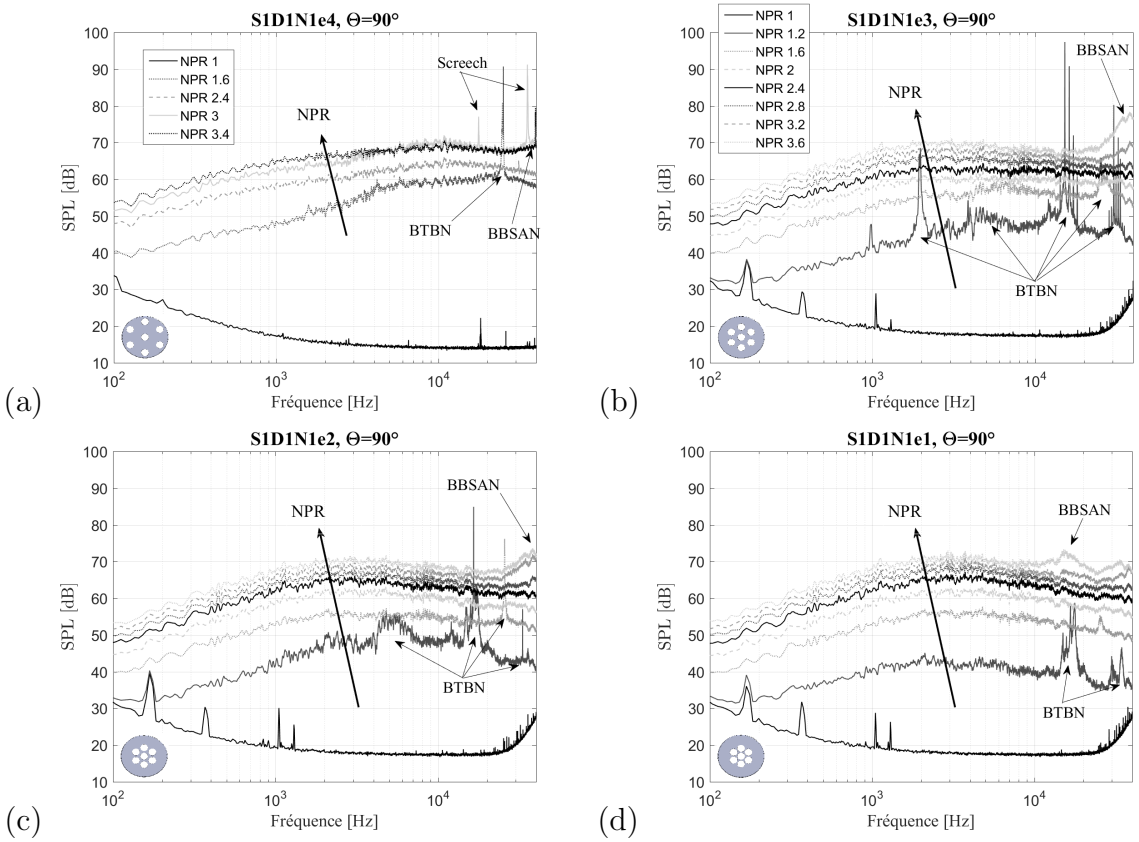


FIGURE 3.3 – Spectres acoustiques en champ lointain en fonction du NPR pour $\Theta = 90°$ pour les plaques perforées : (a) S1D1N1e4, (b) S1D1N1e3, (c) S1D1N1e2 et (d) S1D1N1e1.

dénotée par une coche dont la couleur donne le niveau d'émergence. On peut notamment constater que l'utilisation de plaques perforées à la place d'un diaphragme de section équivalente favorise l'apparition du bruit tonal subsonique pour les bas NPR (≤ 1.6) mais permet en contrepartie de fortement atténuer voire de supprimer le bruit de choc pour les régimes supersoniques. Il semble donc que le bruit tonal subsonique puisse apparaître uniquement lorsque les perforations des grilles ou diaphragmes sont petites ($D \leq 12.81$ mm dans notre cas). En revanche la réduction de la taille des perforations ainsi que leur proximité mutuelle permettent de fortement perturber l'établissement du bruit de choc, en particulier du screech. En effet, pour les plaques perforées, le screech apparaît uniquement sur S1D1N1e4 dont les perforations sont très éloignées les unes des autres. La boucle de rétroaction semble alors pouvoir se mettre en place sur chaque jet. Enfin, les spectres acoustiques présentés ont également mis en évidence une réduction significative du niveau maximal d'émergence du bruit de mélange par les plaques perforées. En adaptant le diamètre et l'espacement des perforations, il semble en outre possible de décaler le bruit de mélange vers les hautes fréquences.

3.2 Configuration confinée

La section précédente a présenté les principales caractéristiques des champs acoustiques émis lors de la détente d'écoulements à travers des diaphragmes et plaques perforées

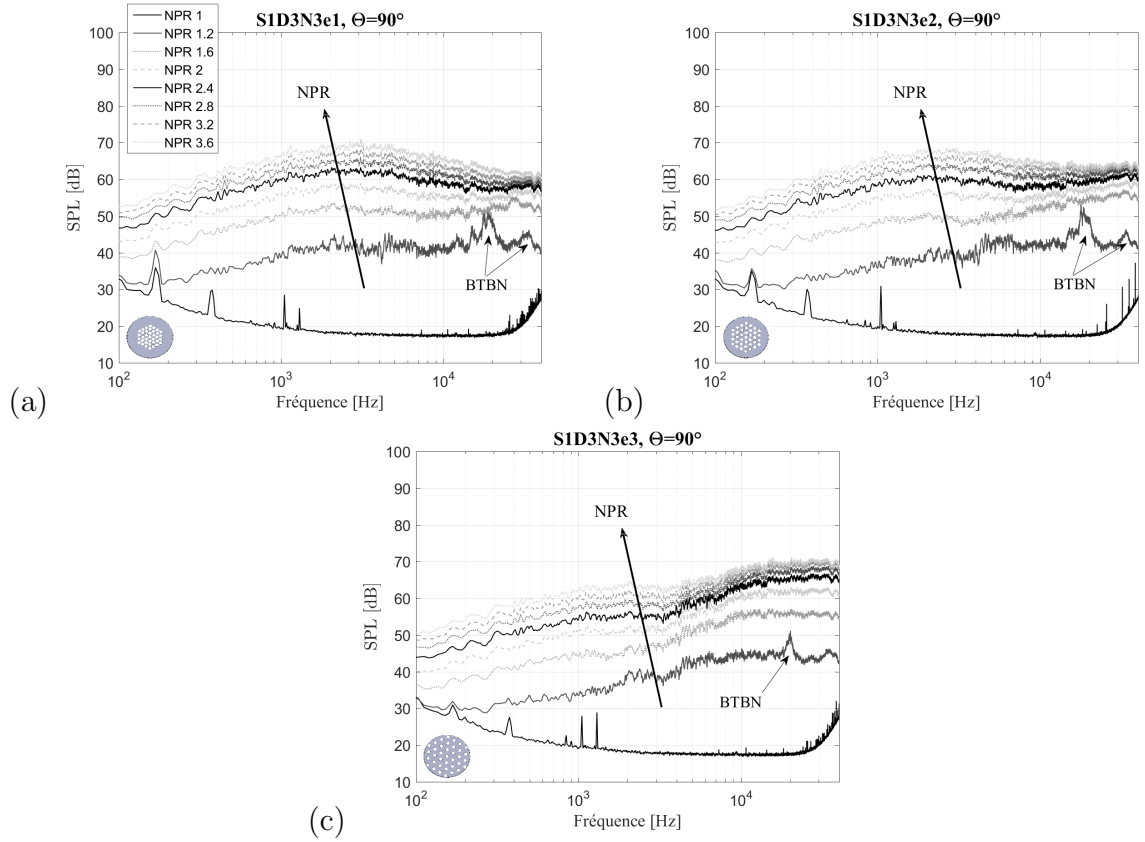


FIGURE 3.4 – Spectres acoustiques en champ lointain en fonction du NPR pour $\Theta = 90°$ pour les plaques perforées : (a) S1D3N3e1, (b) S1D3N3e2 et (c) S1D3N3e3.

en champ libre. Dans la majorité des applications industrielles cependant, cette détente n'a pas lieu en champ libre mais dans un conduit. Il en résulte que les sources aéroacoustiques décrites précédemment sont perturbées par le conduit qui altère le développement des jets sortant des plaques perforées. En outre, ces sources modifiées se propagent ensuite dans un milieu confiné parcouru par un écoulement turbulent, pour finalement devoir se raccorder au milieu extérieur en sortie du conduit. On peut donc s'attendre à un champ lointain complètement remodelé par le confinement. C'est l'objet d'étude de cette section.

3.2.1 Diaphragmes

Pour les diaphragmes en configuration libre, le rayonnement est dominé par un bruit de mélange à large bande auquel s'associe un bruit de choc (screech + BBSAN) pour les hauts NPR supersoniques et un bruit tonal haute fréquence aux bas NPR subsoniques pour S0 et S2. On trace sur la Fig. 3.5 les spectres acoustiques en champ lointain obtenus pour ces mêmes diaphragmes dans la configuration confinée toujours pour $\Theta = 90°$. Notons que le diaphragme S0 n'a pas été testé dans cette configuration. Pour S1, tout d'abord, on peut constater une nouvelle fois que le rayonnement est dominé par une composante à large bande probablement générée par le mélange de l'écoulement dans les couches de cisaillement du jet issu du diaphragme. Ce bruit de mélange est néanmoins fortement perturbé par rapport à la configuration libre : de nombreuses oscillations apparaissent en

	NPR	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0	3.2	3.4	3.6
S1D1N1e1	BTBN	✓	✓	✓										
	BC											✓	✓	✓
S1D1N1e2	BTBN	✓	✓	✓										
	BC											✓	✓	✓
S1D1N1e3	BTBN	✓	✓	✓										
	BC											✓	✓	✓
S1D1N1e4	BTBN	NC	NC	✓		NC	NC		NC	NC		NC		NC
	BC	NC	NC			NC	NC		NC	NC	✓	NC	✓	NC
S1D2N2e1	BTBN	✓	✓	✓										
	BC													
S1D2N2e2	BTBN	✓	✓	✓										
	BC													
S1D2N2e3	BTBN	✓	✓											
	BC													
S1D3N3e1	BTBN	✓	✓											
	BC													
S1D3N3e2	BTBN	✓	✓											
	BC													
S1D3N3e3	BTBN	✓												
	BC													
S2D2N1e1	BTBN	✓	✓	✓										
	BC													
S3D2N3e1	BTBN	✓	✓											
	BC													

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des plages d'apparition des différents rayonnements en fonction du point de fonctionnement pour les plaques perforées dans la configuration libre. Les différentes sources sont définies par : BTBN : Bruit tonal bas NPR et BC : Bruit de choc (screech + BBSAN). Le bruit de mélange est quant-à-lui présent pour chaque configuration et point de fonctionnement. La présence d'un rayonnement pour une configuration donnée est dénotée par une coche dont la couleur traduit le niveau d'émergence (Δ_{dB}) par rapport au bruit de mélange grâce au code couleur : $\Delta_{dB} \leq$ 5 dB,$5 < \Delta_{dB} \leq 10$ dB, $10 < \Delta_{dB} \leq 15$ dB et $20 < \Delta_{dB}$ dB. NC indique l'absence d'information.

effet dans les spectres aux basses et moyennes fréquences. Ces oscillations sont étudiées en détail dans l'Annexe B où il apparaît qu'elles résultent à la fois de l'apparition de certains modes acoustiques de conduit (azimuthaux et radiaux) ainsi que de résonances

longitudinales dans le conduit de sortie semi-ouvert (*i.e.* rigidement fermé à l'amont et ouvert à l'aval). En effet, en considérant un conduit cylindrique infini de diamètre D_d sans écoulement, les fréquences d'apparition des modes radiaux et azimutaux $f_{c_{m\mu}}$ sont données par [51, 94, 93] :

$$f_{c_{m\mu}} = \frac{2\chi_{m\mu}c_0}{2\pi D_d}, \tag{3.1}$$

m et μ étant des entiers définissant respectivement l'ordre des modes azimutaux et radiaux et $\chi_{m\mu}$ le μ-ième zéro de la dérivée de la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre m, J'_m. Pour les dimensions du conduit de sortie, le premier mode azimutal apparaît à $f_{c_{1,1}} = 4136$ Hz (ligne pointillée rouge sur la Fig. 3.5). Dans la majorité des cas, cette apparition se traduit dans les spectres par une légère augmentation du niveau à large bande ainsi que d'une intensification des oscillations. En dessous de cette fréquence, seul le mode plan se propage et la fréquence des résonances longitudinales $f_{r,n}$ peut être correctement déterminée en considérant un conduit 1D sans écoulement. La grille fait alors office de paroi ce qui impose une condition de vitesse nulle tandis que la sortie impose des fluctuations de pression nulles. Les fréquences des résonances longitudinales sont alors données par :

$$f_{r,n} = (2n-1)\frac{c_0}{4(L+\delta)}, \tag{3.2}$$

où n est un entier et δ un paramètre de correction de la longueur du conduit du fait de sa section non nulle. Pour un conduit non bafflé et en absence d'écoulement, ce paramètre s'exprime par : $\delta \simeq 0.61\frac{D_d}{2}$ [55, 43, 93]. Les 10 premières fréquences de résonance obtenues pour le conduit de sortie, sont récapitulées dans le Tab. 3.3 et représentées par les lignes pointillées bleues sur la Fig. 3.5. Celles-ci coïncident très bien avec les oscillations du spectre.

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$f_{r,n}$ (Hz)	208.5	625.4	1042.3	1459.2	1876.2	2293.1	2710.0	3126.9	3543.8	3960.8

TABLE 3.3 – Fréquences des dix premières résonances longitudinales du conduit de sortie.

Pour les hauts régimes supersoniques, le bruit de choc est fortement perturbé par l'ajout du conduit de sortie : le screech est totalement supprimé tandis qu'une légère bosse probablement associée à du bruit de choc à large bande persiste, en haute fréquence. Une étude plus poussée de cette bosse est néanmoins nécessaire afin de comprendre précisément son origine. Enfin, le niveau global du bruit de mélange est également modifié. En effet, le niveau acoustique pour les bas NPR est significativement augmenté par rapport à la configuration libre. Cette augmentation tend à s'atténuer lorsque le NPR est augmenté. Pour le diaphragme S2 (Fig. 3.5 (b)), les oscillations liées aux résonances sont encore plus marquées que pour S1. Cela peut s'expliquer par une vitesse d'écoulement moyenne plus faible dans le conduit de sortie ainsi que des "zones mortes" (zones parcourues par un très faible écoulement) plus importantes du fait de la réduction du diamètre du diaphragme et donc du jet [43, 51]. Le bruit tonal à bas NPR est, par ailleurs, toujours présent pour NPR= 1.2 mais disparait pour NPR= 1.6 contrairement à ce que l'on observe en configuration libre. Une légère bosse haute fréquence semble néanmoins persister pour NPR$\geq$ 1.6 mais elle ne peut pas être clairement attribuée à ce rayonnement. Tout comme pour le diaphragme S1, le screech est totalement supprimé par l'ajout du conduit de sortie pour

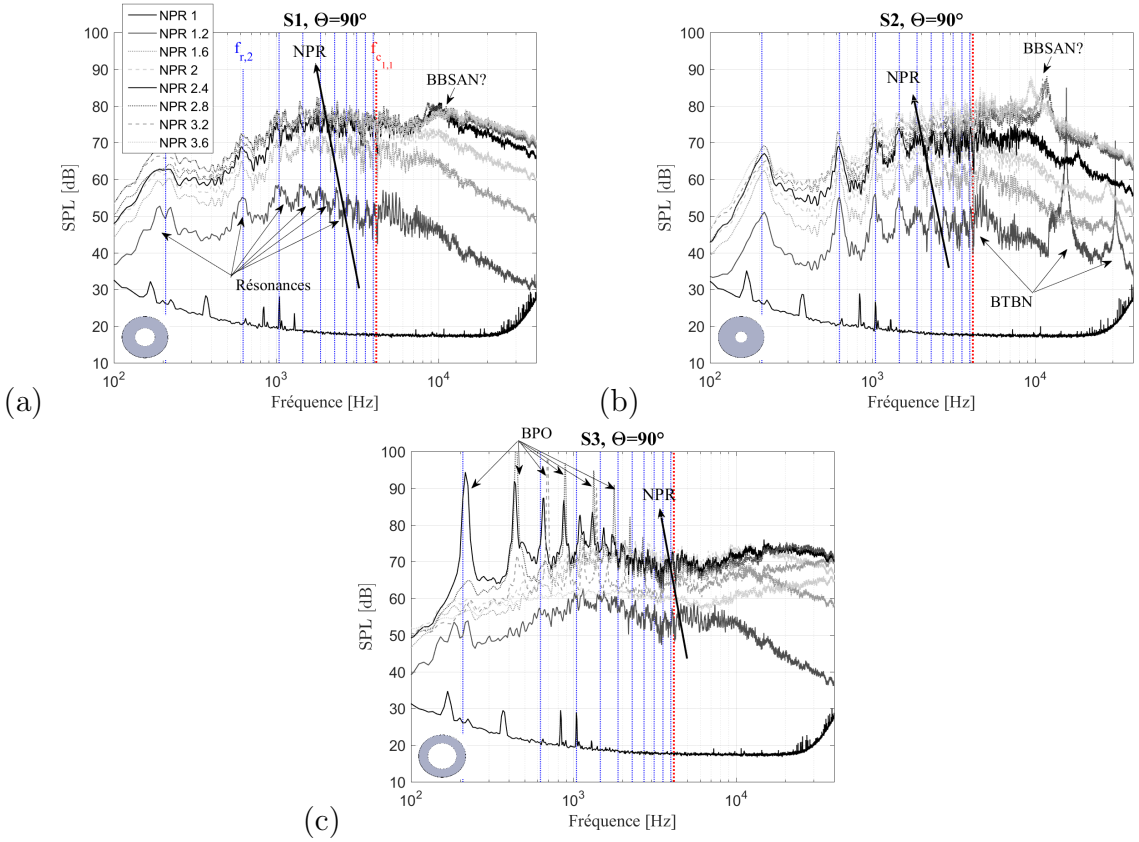
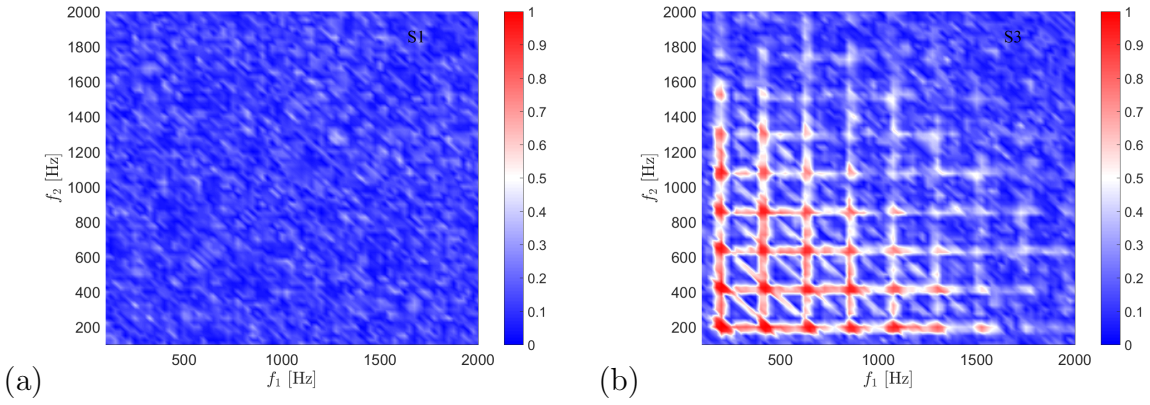


FIGURE 3.5 – Spectres acoustiques en champ lointain en fonction du NPR pour $\Theta = 90°$ en configuration confinée pour les diaphragmes : (a) S1, (b) S2 et (c) S3.

les NPR supersoniques mais une bosse haute fréquence potentiellement associée à du bruit de choc à large bande émerge.
Pour le diaphragme S3, les oscillations spectrales liées aux résonances acoustiques dans le conduit semblent persister uniquement et très légèrement aux plus faibles NPR. Cependant pour les régimes supersoniques, de fortes raies basses fréquences apparaissent. La première, à plus basse fréquence, semble coïncider avec la première fréquence de résonance du conduit de sortie (ligne pointillée bleue à 208.5 Hz) tandis que les suivantes sont légèrement décalées par rapport à ces fréquences. Il semble donc que ce rayonnement ne soit pas généré par de simple résonances acoustiques. Afin de confirmer cette hypothèse, on trace sur la Fig. 3.6 la bicohérence $b(f_1, f_2)$ pour les diaphragmes S1 et S3 à NPR= 2.4. Cette technique de traitement de signal permet d'identifier les interactions non-linéaires au sein d'un même signal. elle s'exprime par :

$$b(f_1, f_2) = \frac{|\sum_n F_n(f_1)F_n(f_2)F_n^*(f_1+f_2)|}{\sqrt{\sum_n |F_n(f_1)|^2|F_n(f_2)|^2|F_n^*(f_1+f_2)|^2}}, \tag{3.3}$$

avec F qui dénote la transformée de Fourier et $*$ le complexe conjugué. Tout comme la cohérence, la bicohérence est bornée entre 0 et 1. Une valeur de 1 entre deux fréquences f_1 et f_2 signifie que la fréquence $f_3 = f_1 + f_2$ est générée par une interaction non linéaire entre les deux premières fréquences. La troisième fréquence n'est donc pas imputable à une tierce source mais aux sources des fluctuations de fréquences f_1 et f_2. Des résultats très différents



(a) (b)

FIGURE 3.6 – Bicohérence à NPR= 2.4 et $\Theta = 90°$ pour les diaphragmes : (a) S1 et (b) S3.

sont obtenus avec S1 et S2 confirmant l'hypothèse selon laquelle ces deux diaphragmes sont le siège de mécanismes aéroacoustiques distincts en configuration confinée. Pour S1, la bicohérence reste nulle sur l'ensemble de la plage fréquentielle étudiée. Cela traduit l'absence d'interaction non linéaire entre les différentes fréquences et en particulier entre les différentes oscillations apparaissant dans les spectres. Ce résultat est en accord avec l'hypothèse d'oscillations générées par des résonances acoustiques dans le conduit de sortie. Pour le diaphragme S3 en revanche, la bicohérence est égale à 1 entre les fréquences des différentes raies apparaissant dans le spectre. Il y a donc de fortes interactions non linéaires entre ces fréquences confirmant un mécanisme aéroacoustique différent. Ce rayonnement, étudié plus en détail dans l'Annexe B, a été associé à un couplage entre l'oscillation du choc droit à la sortie du diaphragme et la première fréquence de résonance longitudinale du conduit. Cette oscillation périodique du choc génère ainsi de fortes fluctuations de pression à la sortie du conduit, responsables du rayonnement acoustique. Ce rayonnement est nommé en anglais Base Pressure Oscillations [4, 3, 33] et sera désigné par son acronyme BPO par la suite. Pour finir, dans cette configuration S3 confinée, le screech ainsi que le bruit de choc à large bande présent dans le cas libre sont totalement supprimés.

De la même manière que précédement, les plages d'apparition ainsi que le niveau d'émergence des différents types de rayonnements, sont récapitulés dans le Tab. 3.4. Pour cette configuration le bruit de choc (BC) est remplacé par le bruit d'oscillation de choc (BPO). On peut constater que l'ajout du conduit de sortie permet de fortement atténuer les rayonnements de choc pour les régimes supersoniques. Le screech est en effet supprimé pour l'ensemble des configurations. Cependant un nouveau rayonnement basse fréquence très marqué, toujours lié à la présence de choc dans l'écoulement, apparaît pour le plus gros diaphragme. Il semble donc que le diamètre du diaphragme et par conséquent l'intensité de l'écoulement dans le conduit de sortie, aient un effet significatif sur ce rayonnement [4, 3, 63, 64]. Pour les régimes subsoniques, l'ajout du conduit de sortie ne semble pas avoir d'effet significatif sur le bruit tonal des bas NPR bien que sa plage d'apparition soit légèrement diminuée (Annexe C). Enfin, pour la composante à large bande, l'ajout d'un conduit cylindrique à l'aval est à l'origine de nombreuses oscillations dans les spectres dues aux différentes résonances et modes de conduit ainsi que d'une modification du niveau global en comparaison avec la configuration libre. Ces oscillations et variations de niveau

	NPR	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0	3.2	3.4	3.6
S1	BTBN													
	BPO													
S2	BTBN	✓	✓											
	BPO													
S3	BTBN													
	BPO							✓	✓	✓	✓	✓	✓	

TABLE 3.4 – Tableau récapitulatif des plages d'apparition des différents rayonnements en fonction du point de fonctionnement pour les diaphragmes dans la configuration confinée. Les différentes sources sont définies par : BTBN : Bruit tonal bas NPR et BC : Bruit de choc (screech + BBSAN). Le bruit de mélange est quant-à-lui présent pour chaque configuration et point de fonctionnement. La présence d'un rayonnement pour une configuration donnée est dénotée par une coche dont la couleur traduit le niveau d'émergence (Δ_{dB}) par rapport au bruit de mélange grâce au code couleur : $\Delta_{dB} \leq 5$ dB,$5 < \Delta_{dB} \leq 10$ dB, $10 < \Delta_{dB} \leq 15$ dB et $20 < \Delta_{dB}$ dB. NC indique l'absence d'information.

sont étudiées plus en détail dans l'Annexe B.

3.2.2 Plaques perforées

Finalement, la même étude est effectuée pour les cas des plaques perforées dans la configuration confinée. La Fig. 3.7 présente les spectres en champ lointain en fonction du NPR à $\Theta = 90°$ pour les grilles S1D1N1e1-2-3. Comme pour les diaphragmes, l'ajout du conduit fait apparaître des oscillations très marquées dans l'ensemble des spectres. Ces oscillations coïncident une nouvelle fois parfaitement avec les fréquences de résonances longitudinales du conduit ainsi que la fréquence d'apparition du premier mode azymuthal, données respectivement par les lignes pointillées bleues et rouge. Le niveau de ces oscillations semble en outre légèrement croitre lorsque l'espacement e des perforations augmente à D et N constant. Cet effet est clairement observé dans l'Annexe B. Par ailleurs, il est également possible d'observer une légère modification du niveau du bruit à large bande par rapport à celui constaté en configuration libre. En effet, pour les bas NPR, le niveau avec conduit est significativement augmenté tandis qu'il s'équilibre ou est diminué par rapport à la configuration sans conduit pour les plus hauts NPR supersoniques. L'évolution de ce niveau est étudié dans l'Annexe B. Pour les trois configuration, on peut par ailleurs noter une nouvelle fois l'apparition d'un fort bruit tonal subsonique pour NPR= 1.2 mais celui-ci disparait pour NPR= 1.6. Le conduit de sortie semble donc principalement avoir un effet sur la plage d'apparition de ce rayonnement. Enfin pour les régimes supersoniques, aucun bruit associé à la présence de choc dans l'écoulement n'émerge.

De la même manière, la Fig. 3.8 présente l'évolution des spectres en champ lointain en fonction du point de fonctionnement pour les plaques perforées S1D3N3e1-2-3. Des résultats similaires aux grilles précédentes sont obtenues : des oscillations correspondant aux différentes résonances et modes de conduit apparaissent sur l'ensemble des spectres

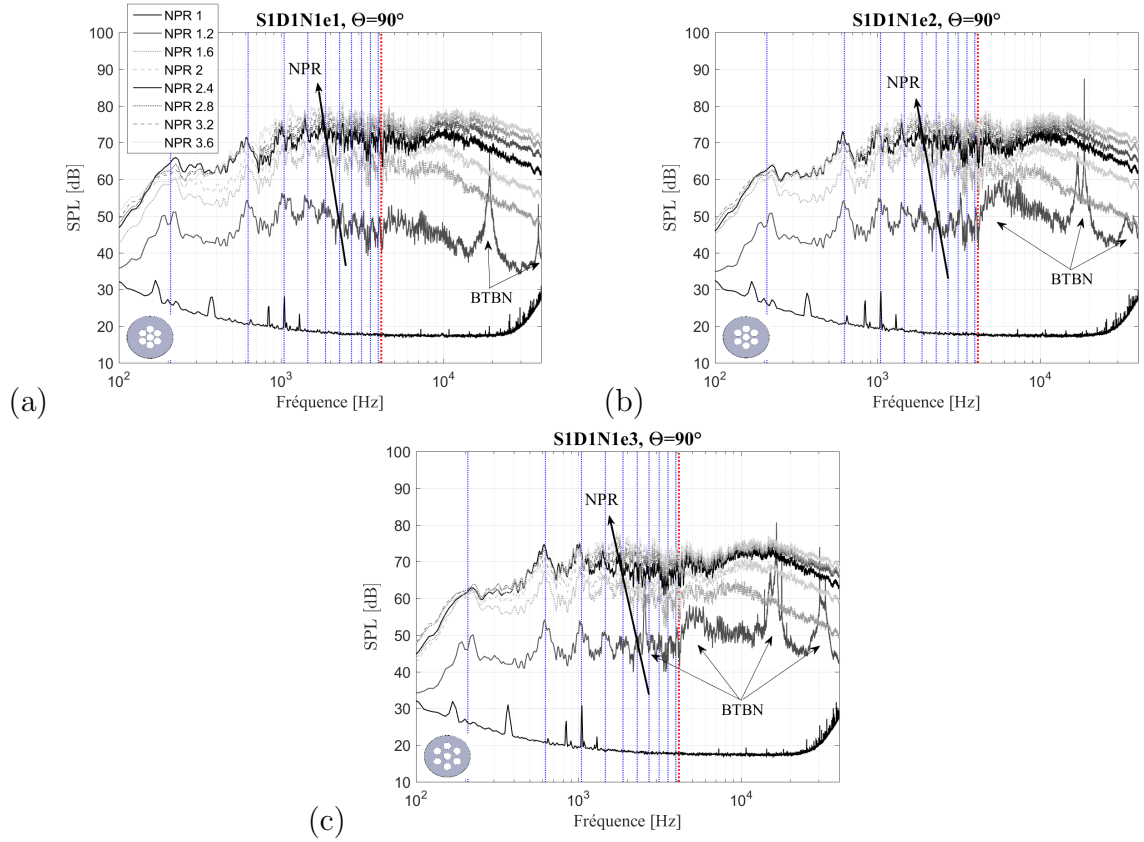


FIGURE 3.7 – Spectres acoustiques en champ lointain en fonction du NPR pour $\Theta = 90°$ en configuration confinée pour les plaques perforées : (a) S1D1N1e1, (b) S1D1N1e2 et (c) S1D1N1e3.

et le niveau global du bruit de mélange est légèrement modifié par l'ajout du conduit. Le bruit tonal subsonique (niveau faible) est également présent sur les grilles S1D3N3e1 et e2 mais disparait sur S1D3N3e3 contrairement à ce qui se passe en configuration libre. Enfin, comme pour les grilles précédentes, aucun rayonnement associé aux chocs dans l'écoulement n'apparaît pour les régimes supersoniques.

Pour finir, la Fig. 3.9 présente les spectres associés aux plaques perforées S2D2N1e1 et S3D2N3e1. Contrairement aux 6 grilles précédentes, celles-ci possèdent des sections de passage différentes. Comme pour les diaphragmes, on peut constater que la variation de la section de passage engendre une modification du niveau des oscillations associées aux résonances. Pour la grille de plus petite section, S2D2N1e1, ces oscillations sont en effet fortement marquées tandis qu'elles subsistent très légèrement pour la grille de grande section S3D2N3e1. Pour S3D2N3e1 à NPR= 3.2, il peut en outre être observé de fortes oscillations/raies à basses fréquences similaires au cas du diaphragme S3. Une analyse de la bicohérence permet de confirmer cette observation. Ce cas est étudié plus en détail dans l'Annexe B.

Pour conclure sur cette configuration confinée des plaques multi-perforées, le Tab. 3.5 récapitule les plages de présence ainsi que les niveaux d'émergence des différentes composantes tonales observées. Le bruit à large bande, présent dans l'ensemble des configurations et regroupant de nombreux phénomènes comme le bruit de mélange ou les phénomènes de

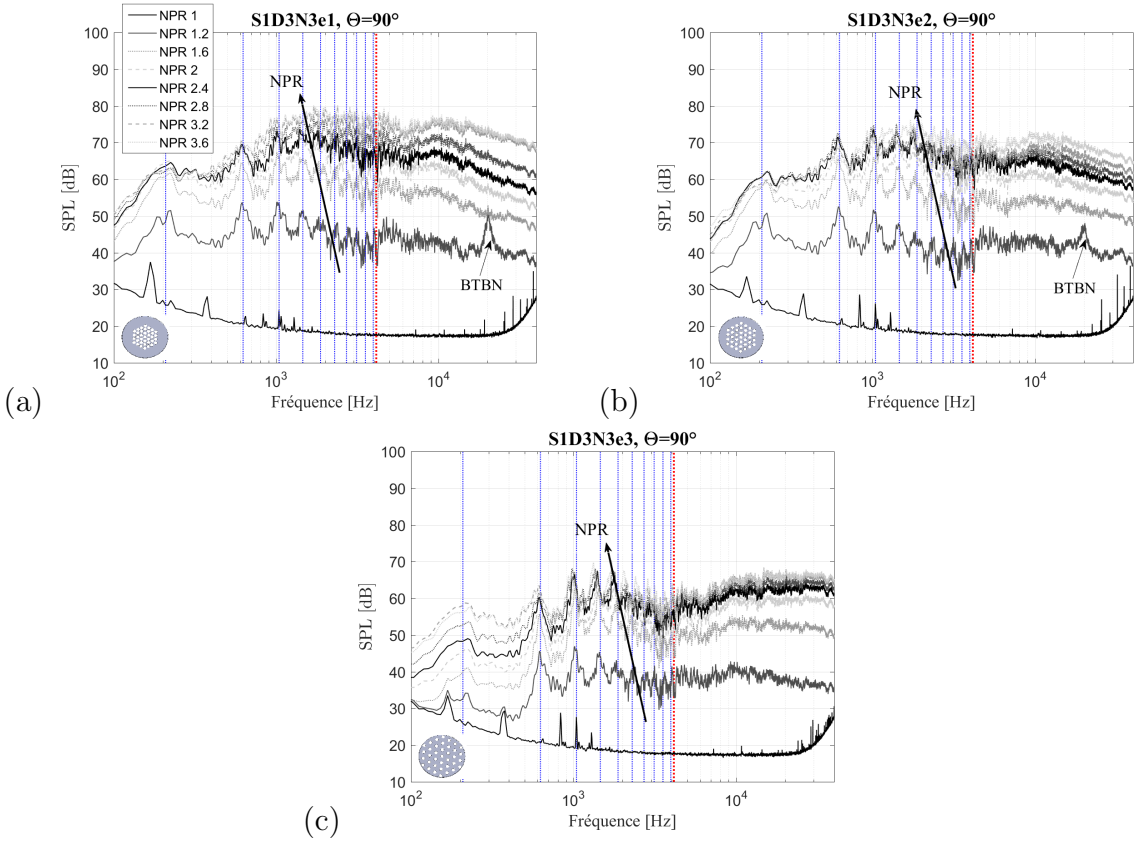


FIGURE 3.8 – Spectres acoustiques en champ lointain en fonction du NPR pour $\Theta = 90°$ en configuration confinée pour les plaques perforées : (a) S1D3N3e1, (b) S1D3N3e2 et (c) S1D3N3e3.

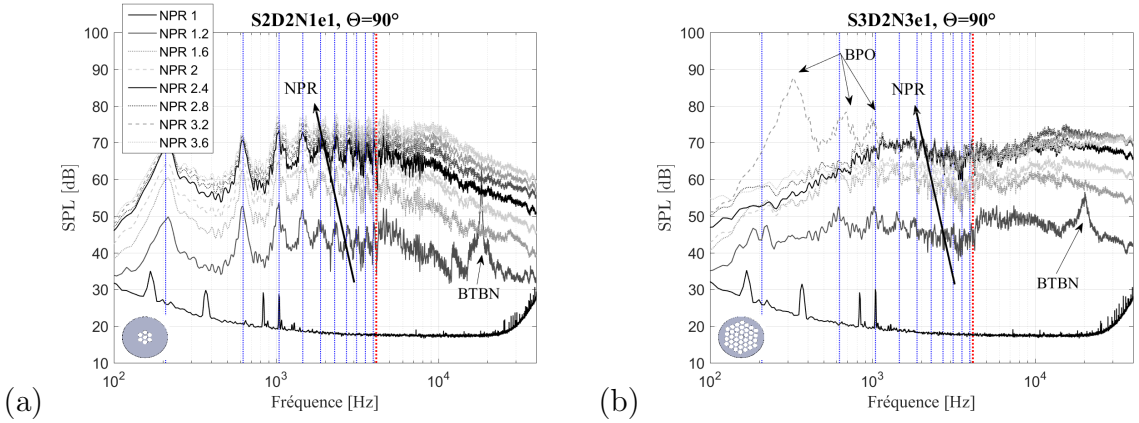


FIGURE 3.9 – Spectres acoustiques en champ lointain en fonction du NPR pour $\Theta = 90°$ en configuration confinée pour les plaques perforées : (a) S2D2N1e1 et (b) S3D2N3e1.

propagation acoustique dans le conduit n'est pas représenté dans le tableau. Tout comme pour le cas précédent des diaphragmes, on peut constater que l'ajout du conduit de sortie n'a pas d'effet significatif sur le bruit tonal subsonique. Uniquement sa plage d'apparition est légèrement diminuée. En revanche pour les régimes supersoniques, le conduit aval fa-

	NPR	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0	3.2	3.4	3.6
S1D1N1e1	BTBN	✓												
	BC													
S1D1N1e2	BTBN	✓	✓											
	BC													
S1D1N1e3	BTBN	✓	✓											
	BC													
S1D2N2e1	BTBN	✓												
	BC													
S1D2N2e2	BTBN	✓												
	BC													
S1D2N2e3	BTBN	✓												
	BC													
S1D3N3e1	BTBN	✓												
	BC													
S1D3N3e2	BTBN	✓												
	BC													
S1D3N3e3	BTBN													
	BC													
S2D2N1e1	BTBN	✓	✓											
	BC													
S3D2N3e1	BTBN	✓												
	BC										✓	✓	✓	

TABLE 3.5 – Tableau récapitulatif des plages d'apparition des différents rayonnements en fonction du point de fonctionnement pour les plaques perforées dans la configuration confinée. Les différentes sources sont définies par : BTBN : Bruit tonal bas NPR et BC : Bruit de choc (screech + BBSAN). Le bruit de mélange est quant-à-lui présent pour chaque configuration et point de fonctionnement. La présence d'un rayonnement pour une configuration donnée est dénotée par une coche dont la couleur traduit le niveau d'émergence (Δ_{dB}) par rapport au bruit de mélange grâce au code couleur : $\Delta_{dB} \leq$ 5 dB,$5 < \Delta_{dB} \leq 10$ dB, $10 < \Delta_{dB} \leq 15$ dB et $20 < \Delta_{dB}$ dB. NC indique l'absence d'information.

vorise l'émergence d'un nouveau rayonnement associé à des oscillations de choc pour la plaque perforée de plus grande section (S3D2N3e1). La plage d'apparition de ce rayonnement est néanmoins significativement diminuée par rapport au diaphragme équivalent.

Dans la suite du manuscrit, nous nous intéresserons principalement au bruit de mélange dans la configuration champ libre. Des informations complémentaires sur les autres types

de rayonnements peuvent être trouvées dans les Annexes A,B et C.

Pour mémoire, dans ce mémoire...

Afin d'étudier les différents types et mécanismes de rayonnement pouvant apparaître lors de la détente d'un écoulement sous pression à travers des plaques perforées ou des diaphragmes dans des configurations libre ou confinée, une large campagne de mesures acoustiques a été conduite dans le cadre de cette thèse. Cette campagne a couvert des points de fonctionnement allant de régimes subsoniques à supersoniques (NPR= 1 à 3.6) et ce pour une grande variété de géométrie de plaques perforées.

Pour la configuration libre, trois types de sources acoustiques distinctes ont pu être identifiées. Le champ lointain est tout d'abord dominé par un bruit à large bande dû au mélange de l'écoulement dans les couches de cisaillement des jets formées à la sortie des plaques perforées et des diaphragmes. Leur rayonnement dépend fortement de la géométrie de la plaque perforée utilisée et sera étudié plus en détail dans la suite du mémoire. Pour les bas régimes subsoniques, ce bruit à large bande s'enrichit d'une composante tonale de forte intensité attribuable à un phénomène de rétroaction entre les instabilités formées à l'intérieur des perforations du fait des arêtes vives et le champ acoustique local. Cette source est étudiée dans les Annexes A et C. Enfin pour les régimes supersoniques, la présence de chocs dans l'écoulement engendre l'apparition d'une composante tonale, le screech, se détachant d'un rayonnement à large bande, le bruit de choc à large bande. Comme il a été rappelé dans l'introduction, le bruit de choc résulte d'interactions entre des instabilités aérodynamiques dans la couche de cisaillement et les cellules de choc avec ou sans rétroaction acoustique. Il est brièvement étudié dans l'Annexe A.

Pour la configuration confinée, les trois grandes sources sont toujours présentes mais modifiées. Le bruit de mélange à large bande apparaît dans l'ensemble des configuration mais sa propagation est fortement perturbée par l'apparition de résonances acoustiques dans le conduit de sortie dont l'intensité dépend de la géométrie de la plaque perforée utilisée. Le niveau du bruit de mélange semble également être modifié par l'ajout du conduit de sortie. Ces effets de propagation en conduit sont analysés en détail dans l'Annexe B. Le bruit tonal subsonique se retrouve également dans cette configuration confinée, bien que la plage de valeurs de NPR pour laquelle il apparaît, soit légèrement réduite. Enfin, pour les régimes supersoniques, le screech et le bruit de choc à large bande sont fortement atténués ou supprimés mais un nouveau rayonnement tonal basse fréquence apparaît en présence des plaques perforées et diaphragmes de plus grosse section de passage. Ce rayonnement est attribué à un couplage entre les oscillations du choc droit à la sortie de la grille ou du diaphragme et le premier mode de résonance longitudinal du conduit. Il est étudié dans l'Annexe B.

CHAPITRE

4

BRUIT DE MÉLANGE EN SORTIE DE DIAPHRAGME

On s'intéresse dans ce chapitre au bruit de mélange de jets libres issus de diaphragmes. Afin qu'uniquement cette source soit présente, le point de fonctionnement de référence étudié est choisi dans le haut du régime subsonique soit NPR= 1.8 (cf Tab. 3.1). Des analyses à d'autres points de fonctionnement peuvent néanmoins être trouvées dans les Annexes A et C. Comme nous l'avons rappelé dans l'introduction, le bruit de mélange de jet a été étudié de manière exhaustive au cours des 60 dernières années, tant sur le plan expérimental, qu'analytique ou numérique. Cependant, dans la majorité des cas, ces études portent sur des jets issus de tuyères conçues pour permettre à l'écoulement de s'adapter progressivement au diamètre d'éjection. Dans le cas des diaphragmes en revanche, bien que la géométrie de sortie soit similaire, l'adaptation de l'écoulement à l'entrée est très brutale. Cela peut avoir pour effet de modifier la couche de cisaillement initiale et ainsi le mélange de l'écoulement. On peut donc s'attendre à des modifications du champ rayonné. L'objet de ce chapitre est donc d'étudier le bruit de mélange de jets issus de diaphragmes afin de le comparer aux connaissances existantes dans le cas de jets issus de tuyères conventionnelles. En particulier nous tenterons d'identifier la double source du bruit de mélange associée aux différentes échelles de turbulence dans l'écoulement.
Pour ce faire, nous nous intéresserons dans un premier temps aux mesures acoustiques puis nous tenterons de valider les observations faites à l'aide des mesures aérodynamiques réalisées sur le diaphragme S0.

4.1 Étude acoustique

4.1.1 Champ lointain

Tel que mentionné dans l'introduction, le bruit de jet se caractérise par une directivité bien particulière du fait de la présence de deux sources aérodynamiques distinctes. La première source, dominante, rayonne principalement à l'aval. Elle est habituellement étudiée à $\Theta \simeq 30°$ et résulte, dans le cas où le Mach sonique n'est pas atteint, de l'interaction de grosses structures turbulentes cohérentes à la fin du cône potentiel du jet. Ces grosses structures se développent ainsi dans la couche de mélange jusqu'à arriver à la fin du cône potentiel où elles interagissent entre elles. Elles rayonnent alors de façon intermittente vers l'aval. La seconde source, omnidirectionnelle, est quant-à-elle engendrée par le mélange de la turbulence de petite échelle dans la couche de cisaillement du jet. Du fait d'un niveau plus faible que le précédent et d'un environnement relativement bruité, le champ rayonné est nettement moins cohérent et émerge typiquement à $\Theta = 90°$ [107, 112, 119, 41, 79, 14]. Dans le cas des jets issus de tuyères conventionnelles, Tam *et al.* [107] ont ainsi proposé, en se basant sur une grande banque de données expérimentales, des gabarits spectraux associés à chacune de ces deux sources (Fig. 1.3). Afin d'analyser en premier aperçu les éventuelles modifications acoustiques engendrées par l'utilisation d'un diaphragme sur le bruit de mélange de jet, on compare sur la Fig. 4.1 les spectres acoustiques en champ lointain obtenus pour les 4 diaphragmes avec les spectres universels de Tam associés. On peut ainsi remarquer un excellent accord entre ces derniers et les jets issus des diaphragmes. En effet, les spectres à l'aval ($\Theta = 30°$) sont beaucoup plus abrupts et leur niveau est nettement supérieur à ceux mesurés pour $\Theta = 90°$. Ce résultat est caractéristique du bruit de mélange de jet. L'accord entre les spectres mesurés et universels est d'autant meilleur que le diamètre du diaphragme est grand en particulier à 90°. En effet pour les plus petits diaphragmes S0 et S2, on peut noter une légère surestimation des spectres de Tam à basses fréquences. À l'inverse, pour les plus grands diaphragmes, les basses fréquences sont relativement bien prédites tandis que les hautes sont légèrement sous-estimées. Néanmoins ces écarts de prédiction restent relativement faibles étant donné que les spectres universels sont purement empiriques et ne peuvent donc pas couvrir l'ensemble des spécificités des jets (dimension, conditions de fonctionnement...). L'accord est d'autant plus remarquable qu'il est connu que la physique des jets est fortement influencée par la géométrie de la buse d'éjection et par le développement des couches limites en amont de la buse : ces deux éléments diffèrent substantiellement dans le cas de diaphragme. Le rayonnement global généré par ces diaphragmes à NPR= 1.8 correspond donc assez bien au bruit de mélange de jet "classique" (issu d'une tuyère) identifié dans la littérature. On peut en outre supposer que les deux sources du bruit de mélange représentées par ces deux spectres universels semblent être bien présentes. Enfin, il est également possible de remarquer sur ces spectres, que le maximum d'amplitude pour les 4 diaphragmes apparaît environ à $St \simeq 0.2$ pour $\Theta = 30°$ et $0.2 \leq St \leq 0.3$ pour $\Theta = 90°$. Une nouvelle fois, ces valeurs sont caractéristiques des grandeurs données dans la littérature.

Les spectres précédents représentent les directions privilégiées d'étude des deux sources du bruit de mélange dans la littérature. En dehors de ces directions, le spectre en champ lointain est obtenu par combinaison linéaire des spectres associés à chacune des sources. Tel que mentionné précédemment, le rayonnement associé aux grosses structures tur-

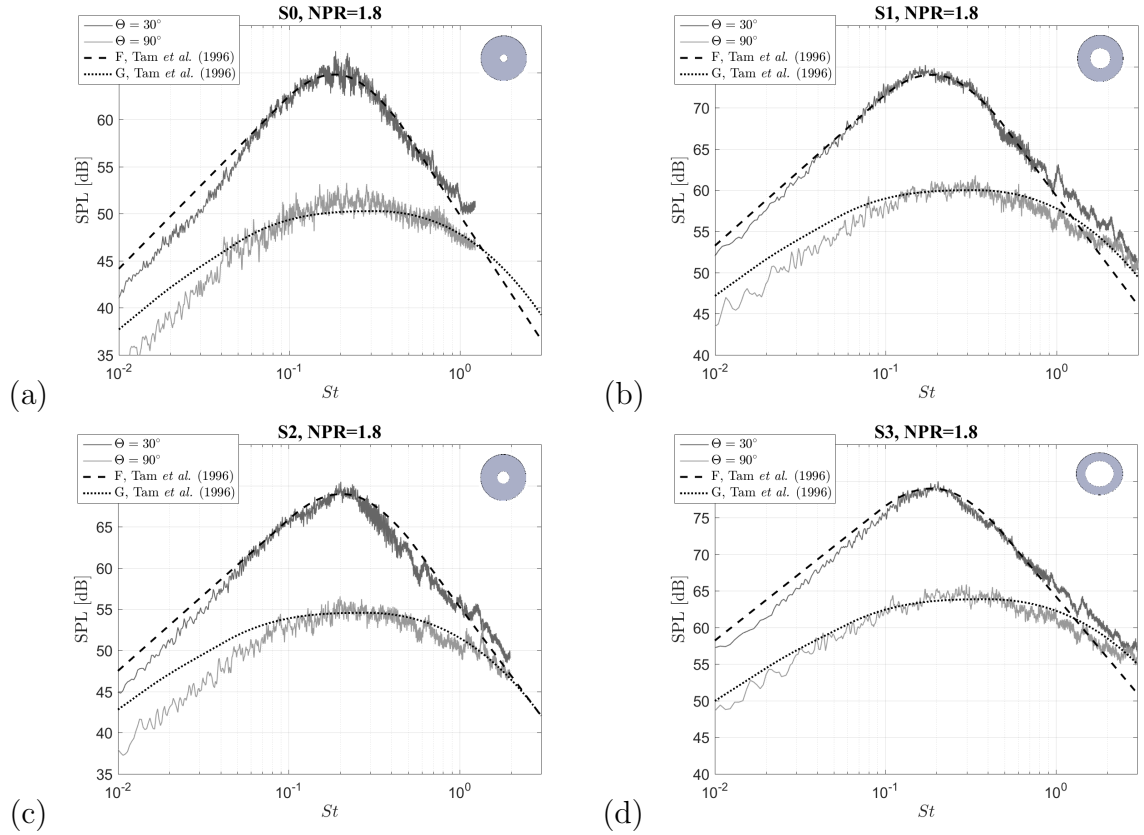


FIGURE 4.1 – Comparaison des spectres acoustiques en champ lointain à $\Theta = 30°$ et 90° avec les spectres autosimilaires de Tam *et al.* [107] pour les 4 diaphragmes à NPR= 1.8.

bulentes émerge principalement à l'aval tandis que celui généré par la turbulence de petite échelle est omnidirectionnel. On s'attend donc à retrouver les caractéristiques de chacune des sources dans les autres directions. La Fig. 4.2 présente l'évolution des spectres en champ lointain en fonction de Θ pour les diaphragmes S1 et S2 à NPR= 1.8. Conformément à la théorie, on retrouve pour les deux configurations un spectre abrupt et intense dans les directions d'écoute les plus proches de l'axe du jet tandis qu'il s'évase et s'atténue lorsqu'on se rapproche de $\Theta = 90°$. Pour les plus grands angles, on conserve toujours cette forme évasée ce qui est en accord avec l'hypothèse que la source associée à la turbulence de petite échelle est omnidirectionnelle. On peut néanmoins constater une légère coupure en haute fréquence pour $\Theta = 150°$. Cela peut s'expliquer par la taille du porte échantillon maintenant la grille qui pourrait faire écran aux ondes et limiter le rayonnement vers l'amont.

Les spectres précédents ont donné une première indication de la directivité du bruit de jet issu de diaphragmes : le rayonnement vers l'aval semble nettement dominant. Pour tenter de confirmer ce résultat, on trace sur les Figs. 4.3 (a), (b) (c), l'évolution du niveau de pression sonore (OASPL) entre $f_{min} = 100$ et $f_{max} = 40000$ Hz en fonction de l'angle d'observation et du point de fonctionnement respectivement pour les diaphragmes S1, S2

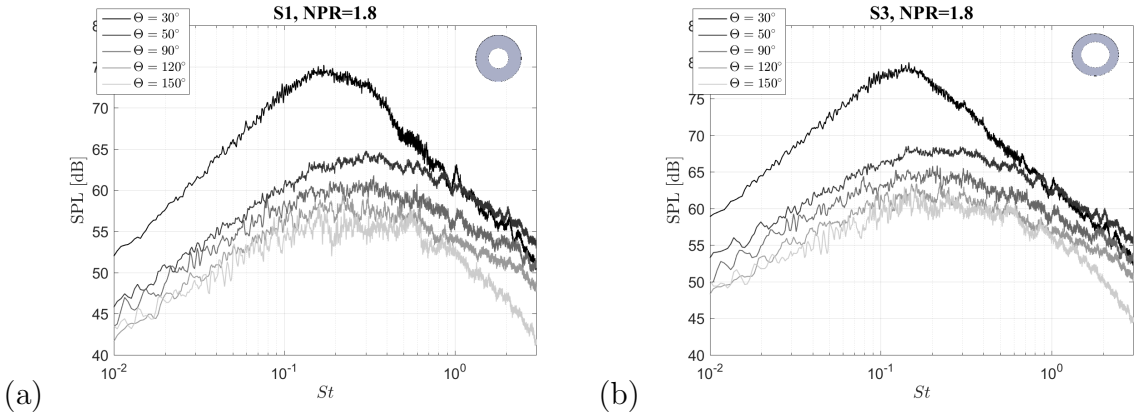


FIGURE 4.2 – Spectres acoustiques en champ lointain en fonction de Θ à NPR= 1.8 pour les diaphragmes : (a) S1 et (b) S3.

et S3. Ce niveau acoustique global est obtenu par la relation :

$$OASPL = 10\log\left(\frac{\sum_{f_{min}}^{f_{max}} S_{pp}\Delta f}{p_{ref}^2}\right). \tag{4.1}$$

Pour les diaphragmes S1 et S3 (Fig. 4.3 (a) et (c)), il est observé une évolution quasi-linéaire du niveau acoustique en fonction de Θ pour les régimes subsoniques et bas supersoniques. Pour ces régimes, le rayonnement acoustique domine très nettement vers l'aval conformément à la théorie du bruit de mélange. Pour les régimes supersoniques (NPR$\geq$ 2) en revanche, l'apparition du bruit de choc (screech et bruit de choc à large bande) est à l'origine d'une augmentation progressive du rayonnement pour $\Theta > 70°$ qui peut devenir dominant pour les plus gros diaphragmes S1 et surtout S3 (cf Fig. 4.3 (a) et (c)). Cette évolution est en accord avec les mesures réalisées par Bogey *et al.* [15]. La directivité est beaucoup plus perturbée, Fig. 4.3 (b), pour le cas du diaphragme S2. En effet, la présence du bruit tonal subsonique aux bas NPR engendre une forte augmentation de la puissance acoustique entre $\Theta = 40°$ et 130° en particulier pour NPR= 1.4 (cf Annexe C). Un profil similaire aux précédents diaphragmes est néanmoins obtenu pour NPR= 1.8, point de fonctionnement pour lequel uniquement le bruit de mélange est présent. Enfin, pour les régimes supersoniques, l'apparition du bruit de choc perturbe une nouvelle fois la directivité pour les plus grands angles Θ. Afin de comparer les résultats obtenus entre les différents diaphragmes, on trace sur la Fig. 4.3 (d) le niveau acoustique ramené à la section du diaphragme $OASPL_S$ pour NPR= 1.8. Ce niveau s'exprime alors par :

$$OASPL_S = 10\log\left(\frac{\sum_{f_{min}}^{f_{max}} S_{pp}\Delta f}{Sp_{ref}^2}\right). \tag{4.2}$$

Ces résultats sont de plus comparés à des mesures de jets issus de tuyères conventionnelles à des points de fonctionnement comparables. Elles sont issues des études réalisées par Bogey *et al.* [15], Lush [60] et Tam *et al.* [112]. Étant donné la grande disparité des protocoles expérimentaux, les résultats de ces 3 études, présentés Fig. 4.3 (d), sont recalés

en niveau sur les mesures de notre étude, non recalées entre-elles. Entre les diaphragmes tout d'abord, on peut constater un excellent accord de la directivité entre S1,S2 et S3. S0 en revanche, rayonne un peu plus intensément que les trois autres diaphragmes en particulier pour $\Theta < 120°$. Il faut toutefois souligner que la mesure de S0 a été réalisée lors d'une campagne d'essais différente pour laquelle l'antenne de directivité a été modifiée (dimensions néanmoins conservées). En comparaison avec les mesures des études précédemment citées, on peut également noter que leurs directivités sont en excellent accord avec celles obtenues en présence des diaphragmes S1, S2 et S3. Le champ lointain de ces diaphragmes semble donc posséder les différentes caractéristiques de directivité du bruit de mélange de jet.

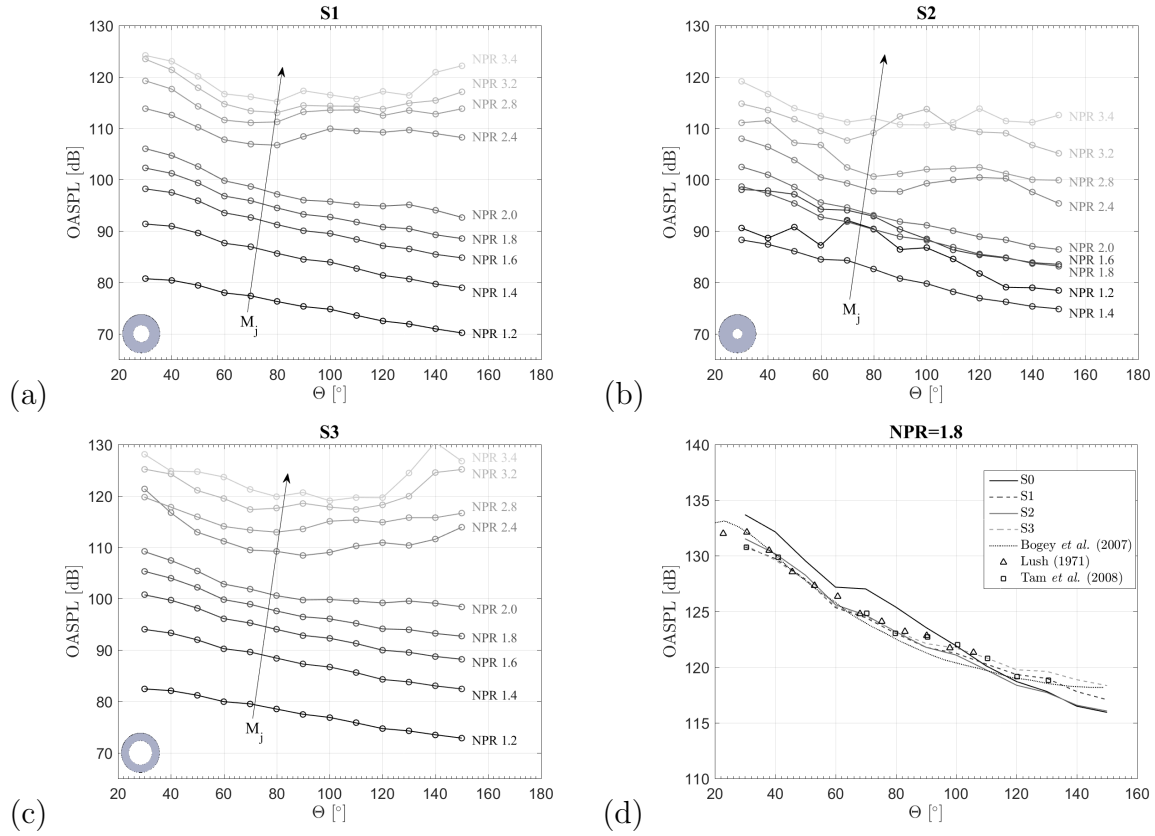


FIGURE 4.3 – Directivité en fonction du NPR pour les diaphragmes S1 (a), S2 (b) et S3 (c). (d) Directivité ramenée à la section du diaphragme pour NPR= 1.8 et comparaison avec la directivité de jets froids issus de tuyères conventionnelles à des points de fonctionnement voisins ($0.9 \leq M_j \leq 0.96$) [60, 14, 112]

Une autre caractéristique du bruit de mélange de jet est la loi de puissance associée à chacune des deux sources. En effet, bien que la puissance acoustique rayonnée par une zone de turbulence évolue globalement suivant la puissance huitième de la vitesse de l'écoulement [57, 58], des mesures détaillées ont montré que suivant la direction d'observation, la loi de puissance pouvait varier localement. Dans la direction aval, celle-ci évolue approximativement selon M_j^9 tandis qu'elle suit $M_j^{7.5}$ à 90° [8, 15, 113]. Pour analyser cette loi de puissance dans le cas des diaphragmes, on trace sur la Fig. 4.4 l'évolution du niveau du maximum d'amplitude du bruit de mélange ramené à la section des dia-

phragmes en fonction du nombre de Mach parfaitement détendu. Afin de s'intéresser uniquement à la loi de puissance associée au bruit de mélange, l'étude est restreinte aux régimes subsoniques et bas supersoniques ainsi qu'aux configurations sans fort bruit tonal subsonique. On peut alors constater une très bonne homogénéité des résultats entre les différents diaphragmes, les lois de puissance étant similaires pour toutes les géométries. Par ailleurs, on peut également retrouver les variations de puissance observées dans la littérature. À 30°, le niveau du maximum d'amplitude évolue suivant la puissance 9$^{\text{ième}}$ du Mach parfaitement détendu tandis qu'elle ne suit que la puissance 7$^{\text{ième}}$ à 90°. Encore une fois les résultats obtenus pour les diaphragmes s'accordent bien avec la théorie du bruit de mélange de jet.

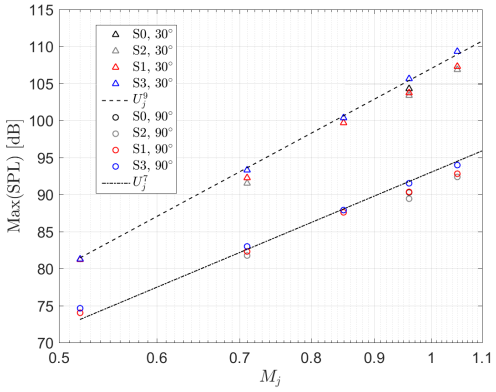


FIGURE 4.4 – Évolution du niveau du maximum d'amplitude du bruit de mélange en fonction du Mach parfaitement détendu pour les 4 diaphragmes.

4.1.2 Corrélations

Les différents résultats présentés jusqu'alors ont porté sur les niveaux, la directivité et les spectres en champ lointain. Etant donné la nature très différente des deux sources responsables du bruit de mélange on peut s'attendre à ce que certaines de leurs caractéristiques soint identifiables à partir de l'anaylse directe de l'autocorrelation et de l'intercorrelation des signaux temporels de pression en champ lointain. C'est ce que nous nous proposons d'étudier dans ce paragraphe. Ainsi, on peut assez naturellement concevoir qu'une impulsion, c'est à dire une séquence intermittente du signal acoustique, générée par une grosse structure turbulente sera plus étendue que celle générée par une petite structure. Ce type d'information peut être capté par les microphones et peut donc permettre de confirmer la présence des deux types de sources dans le bruit de mélange. Pour tenter de mettre en évidence ce phénomène, on s'intéresse à l'autocorrélation et l'intercorrélation des signaux de pression. Ces techniques sont clairement détaillées par Tam *et al.* [112]. L'autocorrélation R_{nn}, tout d'abord, permet de donner le niveau de corrélation entre un signal et ce même signal décalé dans le temps. Les impulsions dominantes étant constituées d'une succession de compressions et de détentes, la corrélation temporelle attendue suivra la même évolution : la valeur sera positive si les deux instants concernent soit une détente, soit une compression ; elle sera négative, si l'un correspond à une détente alors que l'autre correspond à une compression. Ces oscillations s'inscrivent

dans une enveloppe décroissante autour d'un temps de corrélation nul ($\tau = 0$) d'autant plus rapide que les structures dominantes sont faiblement corrélées. La distinction entre les grosses et les petites structures devrait donc se traduire par une amplitude et une durée du pic d'autocorrélation plus ou moins marquées. Plus précisément, la durée des pics de corrélation sera indicative de l'étendue spatiale des impulsions sonores dans leur direction de propagation, tandis que leur amplitude reflètera leur prédominance relative par rapport au bruit ambiant, c'est-à-dire par rapport aux fluctuations dues aux autres structures turbulentes. L'autoccorelation s'exprime par :

$$R_{nn}(\tau) = \frac{\langle p_n(t) \rangle \langle p_n(t+\tau) \rangle}{\langle p_n^2(t) \rangle}, \tag{4.3}$$

avec $p(t)$ le signal de pression, τ le retard temporel, n le microphone considéré ($n = 1$ à 9 pour $\Theta = 30°$ à $110°$) et $\langle\rangle$ dénote la moyenne temporelle. La Fig. 4.5 montre l'évolution de la corrélation pour les 4 diaphragmes testés à NPR= 1.8 et pour $30° \leq \Theta \leq 110°$. Comme observé par Tam *et al.* [112], des comportements très différents peuvent être observés entre les microphones situés à l'aval et les autres. Le pic d'autocorrélation sur les trois premiers microphones est, en effet, beaucoup plus large que sur les suivants et est borné par une zone de corrélation négative de chaque coté. Cette zone négative représente tout simplement la corrélation entre deux phases distinctes d'une impulsion. Cette augmentation de la largeur du pic traduit donc un rayonnement beaucoup plus cohérent dans les directions de propagation de la source vers chacun de ces premiers microphones. Ce résultat est totalement en accord avec le modèle de la double source responsable du bruit de mélange. On peut, par ailleurs, observer une réduction de la largeur du pic de corrélation pour les signaux des microphones situés à l'aval lorsque le diamètre du diaphragme diminue. Cela traduit le fait que la taille typique des grosses structures turbulentes est proportionnelle au diamètre du jet considéré, phénomène bien connu pour les jets classiques.

Pour tenter d'aller plus loin dans l'analyse de l'autocorrélation, on se propose de déterminer la durée de passage T_{nn} des structures dominantes sur un microphone n que l'on peut définir par :

$$T_{nn} = \int_{\tau_-}^{\tau_+} R_{nn}(\tau) d\tau \tag{4.4}$$

avec τ_- et τ_+ les bornes d'intégration temporelles du pic d'autocorrélation. Tel que montré sur la Fig. 4.6 (a), l'intégration est réalisée pour la présente application entre les points de niveau $R_{nn} = 0$. Par ailleurs, étant donné que la fréquence d'acquisition des signaux acoustiques est assez faible par rapport à la durée temporelle du pic d'autocorrélation (points de mesure localisés par les cercles noirs), une interpolation linéaire est réalisée entre ces points afin de pouvoir précisément localiser les bornes d'intégration et discrétiser le pic (points rouges). Sur les Figs 4.6 (b), (c) et (d), on analyse ainsi l'évolution de cette durée de passage intégrale en fonction de l'angle d'observation, du point de fonctionnement et du diamètre du diaphragme. D'après la Fig. 4.6 (b) qui montre l'évolution de $c_0 T_{nn}$ en fonction de l'angle d'observation, on peut constater que le niveau T_{nn} est nettement supérieur sur les microphones situés à l'aval. Cette observation rejoint les conclusions précédentes selon lesquelles les grosses structures rayonnent préférentiellement vers l'aval où elles dominent le champ acoustique, tandis que dans les autres directions, le bruit mesuré est essentiellement dû aux ondes rayonnées par les petites structures. Par ailleurs, une coupe de ces courbes aux angles $\Theta = 30°$ et $90°$ (cf Fig. 4.6 (c)) montre que la

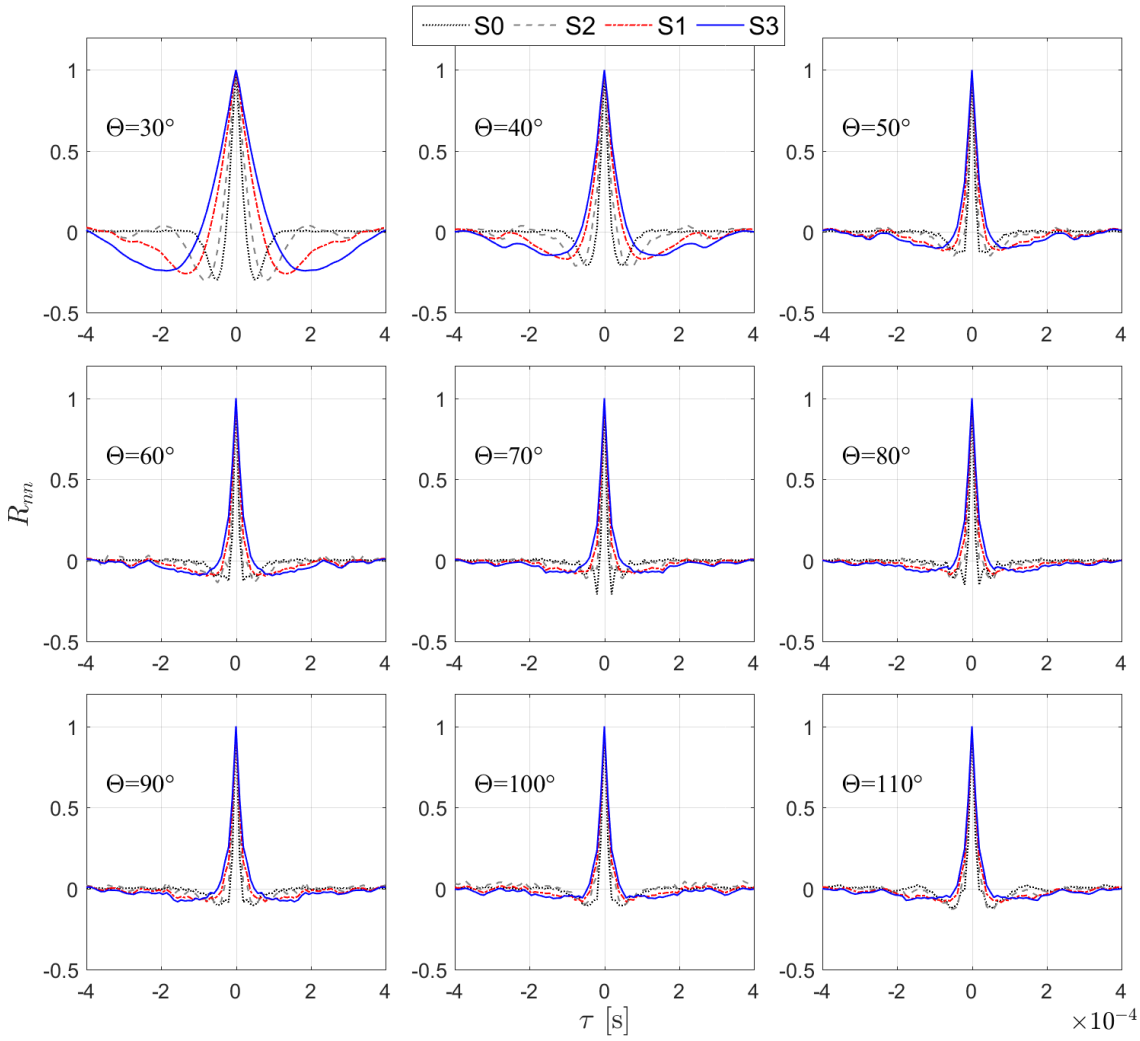


FIGURE 4.5 – Autocorrélation du signal de pression acoustique en fonction de Θ pour les 4 diaphragmes étudiés et pour NPR= 1.8.

durée de corrélation mesurée par les microphones (et donc la taille des structures dans leurs directions de propagation) évolue linéairement avec le diamètre du diaphragme. La pente est environ 4 fois plus forte pour $\Theta = 30°$ (de l'ordre de l'unité) que pour $\Theta = 90°$ (de l'ordre de 0.25). Ce résultat peut être très bien compris en considérant l'origine du rayonnement associé aux grosses structures turbulentes. En effet, les différentes études montrent que la zone d'interaction de ces structures et donc la zone source du rayonnement se situe à la fin du cône potentiel du jet. Leur taille typique est donc du même ordre que le diamètre du jet. En fonction du NPR pour un diamètre et un point de fonctionnement fixés, on obtient également une évolution linéaire pour les deux angles d'observation $\Theta = 30°$ et 90° (Fig. 4.6 (d)). Cependant la pente est une nouvelle fois très différente (positive pour le premier cas et négative pour le second). Cette différence est probablement imputable à l'amplification convective qui se traduit par une amplification vers l'aval, et une atténuation vers l'amont et dont l'ampleur s'accroît avec le nombre de Mach (ici le NPR). L'angle d'émission étant plus élevé que l'angle apparent, 90° correspond à une émission vers l'amont.

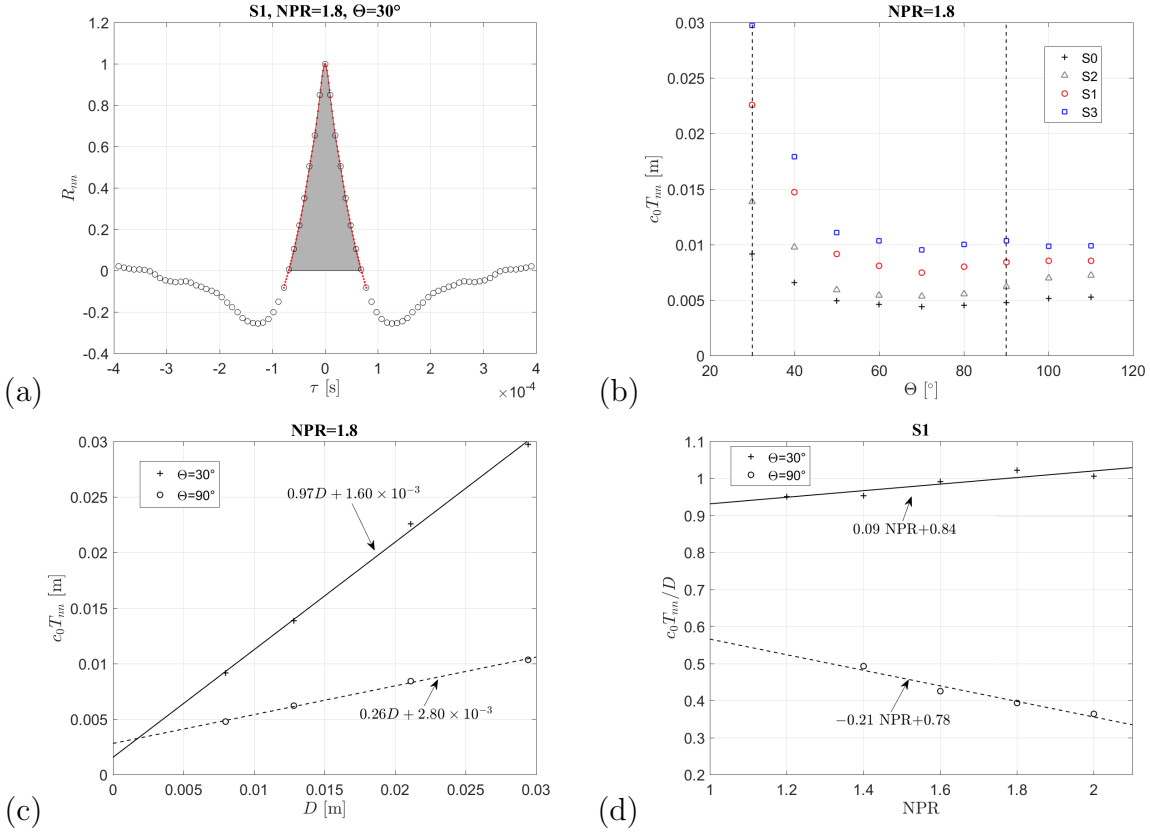


FIGURE 4.6 – (a) Méthode de calcul de la durée de passage des structures T_{nn}. La zone d'intégration est donnée en gris. (b) Évolution de T_{nn} en fonction de : (b) l'angle d'observation, (c) le diamètre du diaphragme et (d) le point de fonctionnement.

De la même manière l'intercorrelation R_{mn} permet de déterminer le niveau de corrélation entre un signal et un second (distinct), décalé dans le temps. Appliqué aux signaux de pression des différents microphones, cette méthode de traitement de signal va permettre de déterminer le niveau de corrélation du rayonnement acoustique dans la direction angulaire. L'intercorrealtion s'exprime par :

$$R_{mn}(\tau) = \frac{\langle p_m(t) \rangle \langle p_n(t+\tau) \rangle}{\langle p_m^2(t) \rangle^{1/2} \langle p_n^2(t) \rangle^{1/2}}, \tag{4.5}$$

où m et n désignent les deux microphones concernés numérotés de 1 à 13. Par exemple, la Fig. 4.7 donne l'intercorrélation $R_{1,3}$ entre le premier microphone situé à 30° et le second à 50° pour les diaphragmes S1, S2 et S3 à NPR= 1.8. Ces deux microphones ont été choisis afin d'avoir un niveau de corrélation ainsi qu'un retard associé significatif. Pour S3, on observe alors un pic de corrélation entre les deux signaux s'élevant à $\max(R_{1,3}) \simeq 0.17$ pour un retard temporel de $\Delta\tau = 1.27 \times 10^{-4}$ s. Cela signifie que le signal acoustique arrivant sur le premier microphone à 30° est fortement corrélé à celui du microphone à 50°, 1.27×10^{-4} s plus tôt. Cela nous apporte ainsi deux informations liées à la fois au niveau et au retard de ce pic de corrélation. Un niveau d'intercorrelation élevé entre deux microphones situés à des angles différents signifie que le rayonnement acoustique arrivant

sur ces derniers possède une corrélation angulaire forte. Dans le cas du bruit de mélange, cela peut permettre de confirmer la présence de la double source caractéristique en identifiant un rayonnment aval plus cohérent. Le retard, quant à lui, donne une indication sur la position de la source (dans l'hypothèse ou celle-ci est unique). En effet, selon cette position, les distances source-microphones L_i diffèrent d'un microphone à l'autre comme cela est illustré sur le schéma de la Fig. 4.8 pour les microphones 1 et 3 et les distances associées L_1 et L_3. L'analyse du retard va ainsi permettre d'estimer la position axiale de la source responsable de ce rayonnement cohérent [114, 35]. En analysant tout d'abord

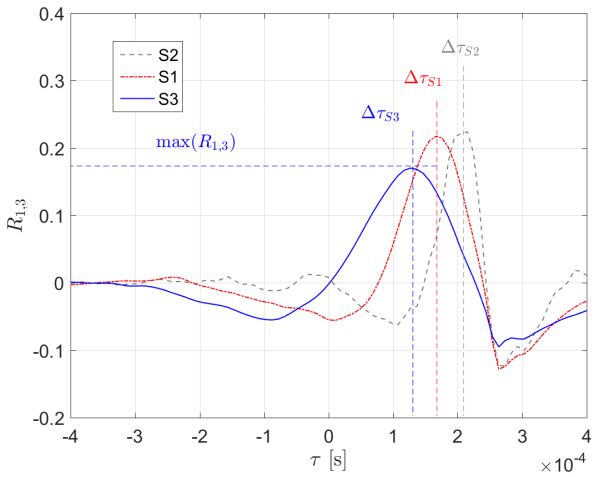


FIGURE 4.7 – Intercorrélation entre les signaux des microphones situés à $\Theta = 30°$ et $\Theta = 50°$ pour les diaphragmes S1, S2 et S3 à NPR= 1.8.

le retard $\Delta\tau$ entre les deux microphones pour ces trois diaphragmes, on constate une augmentation de celui-ci lorsque le diamètre du diaphragme diminue. Étant donné les dimensions des diaphragmes étudiés ainsi que les incertitudes sur les positions exactes de chaque microphone, ces résultats ne seront pas utilisés pour localiser précisément la source du rayonnement aval. En effet, un écart de positionnement de 1 cm de l'antenne en champ lointain peut engendrer une erreur de localisation de la source de plusieurs diamètres de diaphragme. Néanmoins, ces mesures peuvent être utilisées comparativement. En effet, on peut raisonnablement faire l'hypothèse que la position de l'antenne de directivité est inchangée pour les trois mesures de diaphragme réalisées à la suite. Si l'on néglige l'effet de l'écoulement sur la durée de propagation, alors l'écart de retard observé est entièrement imputable à une différence de position de la source entre ces différents diaphragmes. Ce résultat s'accorde très bien avec la théorie, qui localise la source de ce rayonnement à la fin du cône potentiel c'est à dire à une distance proportionnelle à D. Cela explique qu'une augmentation de ce diamètre D aura pour effet un déplacement de la source vers l'aval.

On s'intéresse maintenant au niveau du maximum d'amplitude de l'intercorrelation des signaux des différents microphones afin d'obtenir des informations sur la corrélation azimutale des impulsions les plus cohérentes. Les maximas obtenus pour les 9 premiers microphones ($\theta = 30°$ à $110°$) et les 4 diaphragmes à NPR= 1.8 sont reportés sur les histogrammes de la Fig. 4.9. Par exemple, le premier histogramme en haut à gauche (R_{1n}) donne le maximum d'intercorrelation entre le premier microphone situé à 30° et ses 8 voisins. Si $m = n$, R_{mn} correspond au maximum de l'autocorrealtion ($= 1$) : les

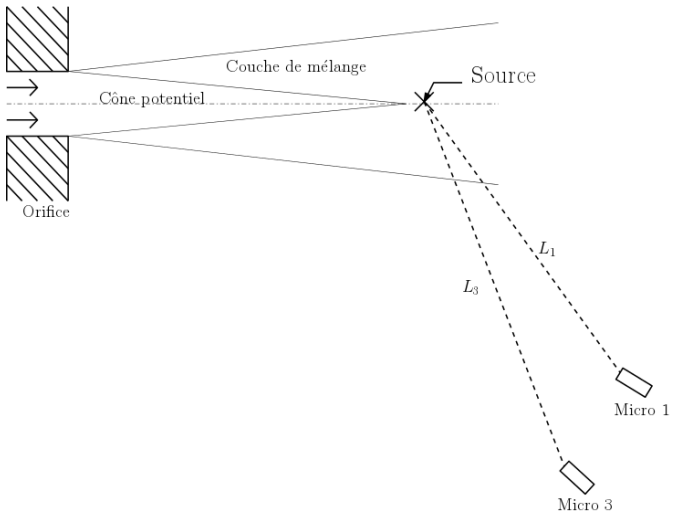


FIGURE 4.8 – Méthode de localisation par intercorrélation des signaux des microphones en champ lointain aval.

niveaux maximum d'autocorrélation sont plus élevés que les termes non diagonaux de la matrice d'intercorrélation (qui plafonnent vers 0.6 à 0.7) et risqueraient donc de nuire à la lisibilité de la Fig. 4.9. Comme ils ont déjà été représentés et commentés, nous les avons arbitrairement fixés à 0 sur cette figure. À nouveau nos résultats s'inscrivent dans ceux obtenus avec les jets classiques [112], qui font état de différences notables entre le rayonnement vers l'aval et celui dans les autres directions. Le maximum d'intercorrelation entre les trois premiers microphones est nettement supérieur à celui obtenu dans les autres directions. Cela montre que la cohérence spatiale azimutale est bien plus élevée vers l'aval que dans les autres directions : les ondes émises par les grosses structures sont en effet cohérentes pour des distances inter-microphones atteignant 20° tandis que cette distance se limite à 10° (microphones voisins) pour les petites structures. Par ailleurs, en examinant quels microphones se classent dans l'une ou l'autre des deux catégories, on peut se faire une idée de la directivité des deux sources : celle des grosses structures couvre au moins les directions de 30° à 50° voire 60° pour S0 (les angles inférieurs à 30° n'étant pas explorés) tandis que celle des petites structures couvre au moins les autres directions explorées sans exclure les faibles angles, le rayonnement des petites structures vers l'aval étant simplement masqué par celui des grosses structures. On peut en outre observer une augmentation du maximum de corrélation lorsque le diamètre du diaphragme diminue, et ce, dans presque toutes les directions. Cela résulte probablement d'un effet de Reynolds par lequel, les jets issus de petits diaphragmes sont moins turbulents et donc plus cohérents. Une étude plus fine est néanmoins nécessaire pour comprendre précisément ce phénomène.

Pour conclure sur ces mesures acoustiques, le bruit de mélange généré par le jet issu d'un diaphragme possède les mêmes caractéristiques globales qu'un jet issu d'une tuyère. Ceci concerne aussi bien les spectres de champ lointain que la directivité ou l'évolution de la puissance acoustique avec la vitesse. Ces mesures ont par ailleurs permis de retrouver les deux types de source de bruit de mélange identifiées dans la littérature et d'en caractériser la cohérence. Le remplacement d'une buse par un diaphragme ne semble donc pas engendrer de modification majeure des mécanismes sources du bruit de mélange. Toutefois, les légères différences qui ont été observées selon le régime d'écoulement, nous

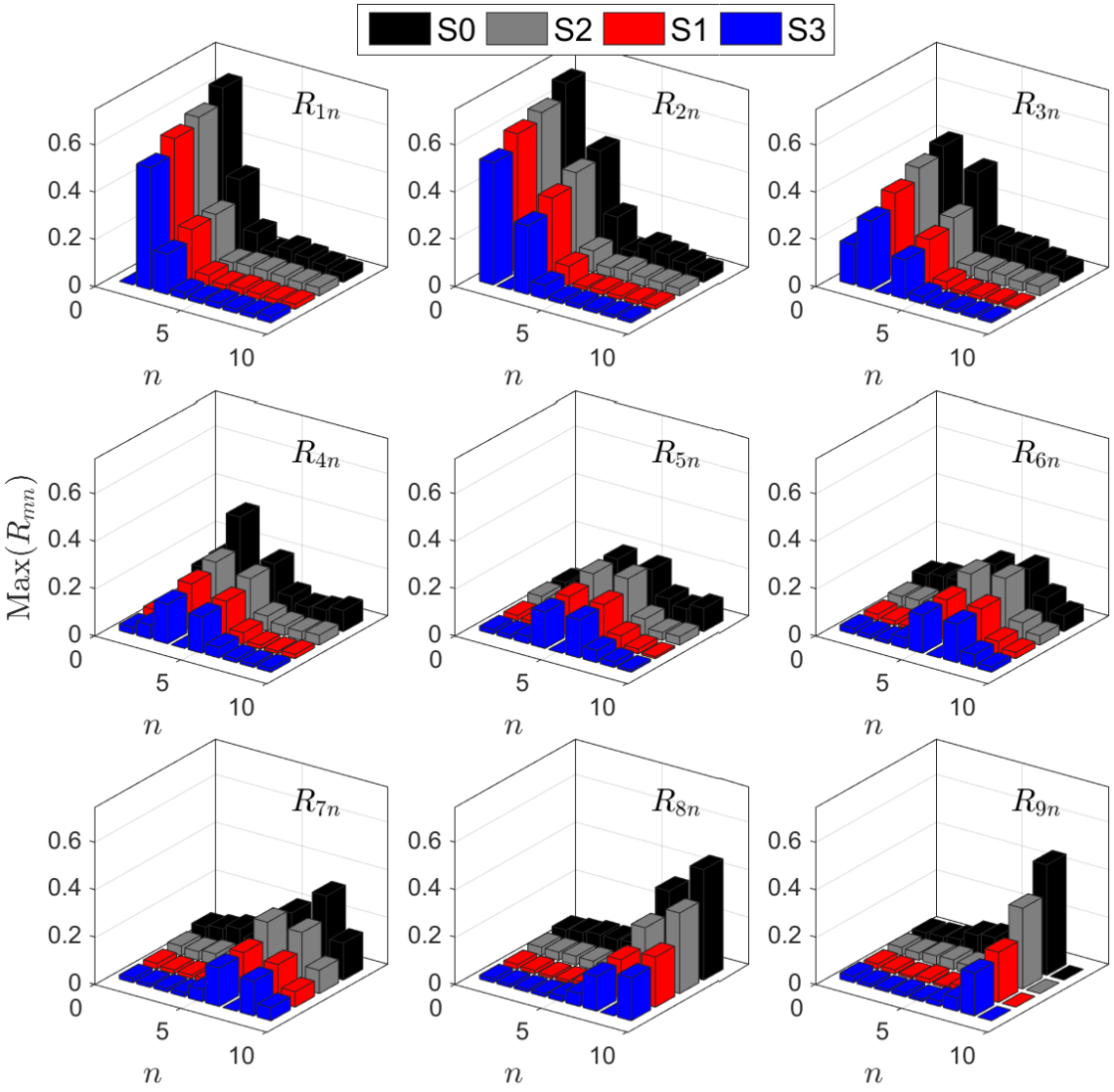


FIGURE 4.9 – Maximum d'intercorrélation entre les signaux de pression des différents microphones pour les 4 diaphragmes étudiés et pour NPR= 1.8.

incitent à analyser plus finement les mécanismes associés aux sources de bruit de mélange des jets issus de diaphragmes.

4.2 Étude aérodynamique

A cet effet, une étude couplée de l'aérodynamique et de l'acoustique est proposée dans la section suivante (pour le diaphragme S0). Elle inclut une description de l'aérodynamique du jet en sortie de diaphragme.

4.2.1 Champ de vitesse moyenne

Évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche de mélange

Afin de caractériser précisément le développement aérodynamique du jet, on s'appuie sur des mesures PIV qui offrent une description de la couche de mélange avec une bonne résolution spatiale. Les mesures ne sont, en revanche, pas résolues en temps, c'est-à-dire que l'intervalle de temps séparant 2 paires d'images consécutives est grand devant le temps mis par une particule pour traverser le champ d'une image. Elles se prêtent donc à une analyse statistique mais pas spectrale. Pour se donner un premier aperçu des champs de vitesse à la sortie du diaphragme, on trace sur la Fig. 4.10 les cartographies de vitesses instantanées et moyennes basées sur la vitesse axiale ainsi que des profils transverses de la vitesse moyenne (U_x) pour différentes positions axiales pour S0 à NPR= 1.8. Ces positions sont définies sur la cartographie Fig. 4.10 (b) par les lignes pointillées noires. On observe alors une évolution des profils de vitesse typique des jets avec notamment une décroissance de la vitesse qui est de plus en plus lente dans la couche de mélange ($y/D \simeq 0.5$) car associée à un élargissement global du jet lorsque l'abscisse x augmente. Ce phénomène résulte du cisaillement de l'écoulement en mouvement issu du diaphragme avec celui extérieur au repos. La vitesse du jet tend alors à s'homogénéiser avec celle de l'environnement. En plus de ce phénomène attendu, on observe également l'apparition d'un déficit de vitesse marqué dans le centre du jet sur les 4 premiers diamètres. Sur l'ensemble des points de fonctionnement testés, ce déficit est apparu uniquement sur des régimes supersoniques ou proches. Celui-ci est donc probablement dû à la présence d'un disque de Mach à l'entrée du diaphragme. En effet, la réduction brutale de section à l'entrée génère probablement un effet *vena contracta*. Cette section devient alors la plus petite section de passage au niveau de laquelle apparaissent les premiers phénomènes de choc lorsque le NPR se rapproche de $\mathrm{NPR}_c = 1.89$. Ce phénomène résulte donc d'une perturbation générée par la géométrie propre du diaphragme.

À partir de ces profils, on évalue l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ. Pour les écoulements compressibles, elle est courament exprimée par [123]

$$\delta_\theta = \int_{y_{ref}}^{\infty} \frac{< \rho u_x(y) >}{< \rho u_x(y_{ref}) >} \left[1 - \frac{< u_x(y) >}{< u_x(y_{ref}) >} \right] dy, \tag{4.6}$$

où y_{ref} désigne une positon de référence. Cette équation est notament utilisée par Ponton & Seiner [83], Cheng & Lee [25] ou encore Castelain [20] mais son utilisation diffère par la position de référence considérée pour l'intégration. En effet dans la majorité des cas, la position de référence est l'axe du jet c'est à dire $y_{ref} = 0$, position pour laquelle la vitesse de l'écoulement est maximale. Cependant, lorsque des chocs apparaissent, la vitesse au centre du jet peut ne plus être la maximale. C'est ce qui arrive notamment dans notre cas à NPR= 1.8. L'Eq. 4.6 intègre alors des effets de gradient de vitesse qui ne sont pas liés au cisaillement dans la couche de mélange biaisant ainsi la valeur de l'épaisseur de quantité de mouvement calculée. Pour pallier ce problème, Ponton & Seiner [83] proposent donc d'intégrer à partir du maximum de vitesse. C'est cette convention qui est appliquée ici. Par ailleurs, en l'absence d'information sur les fluctuations de masse volumique, on utilise

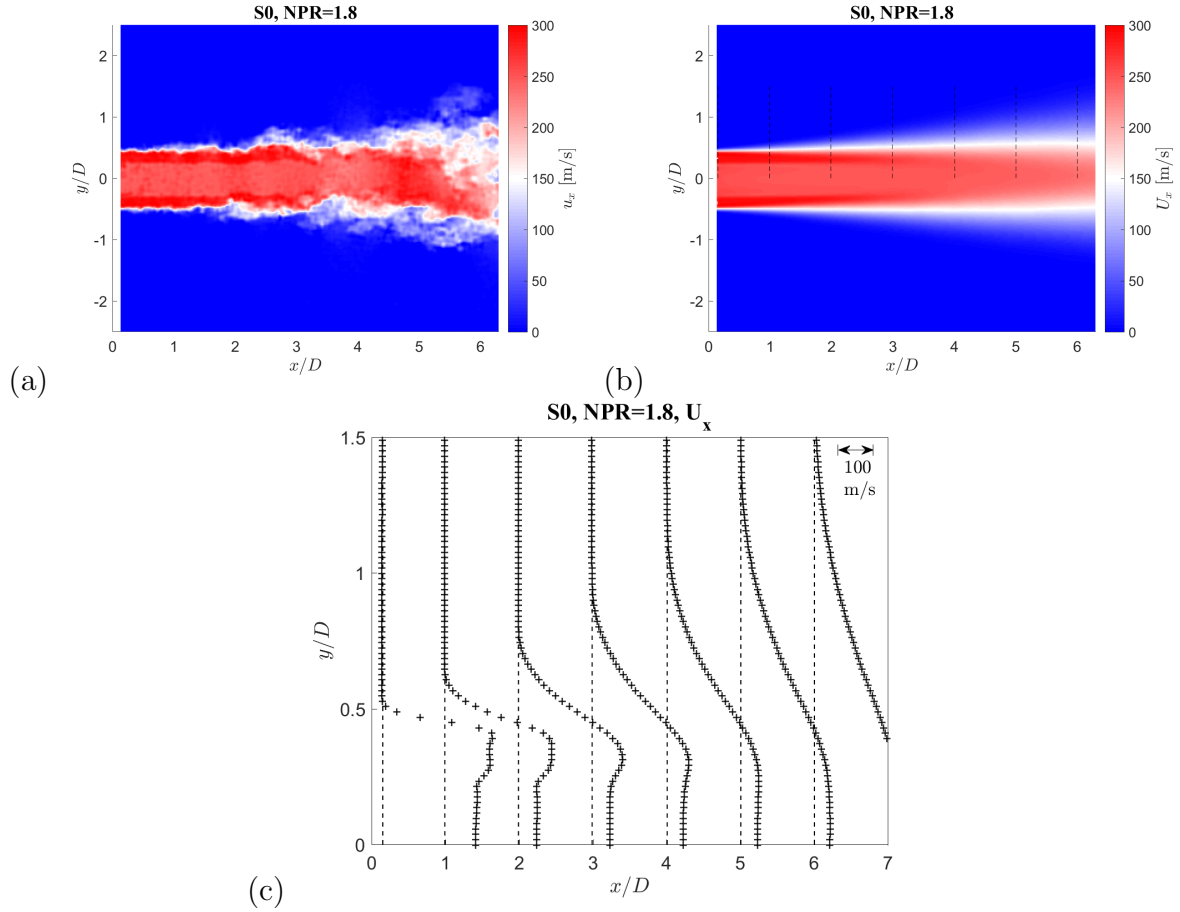


FIGURE 4.10 – Champs de vitesse instantanée axiale u_x (a) et de vitesse moyenne axiale U_x (b) pour le diaphragme S0 à NPR= 1.8. (c) Profils transverses des vitesses moyennes axiales (U_x) pour les différentes positions axiales définies par les lignes pointillées noires sur la cartographie précédente.

ici la version incompressible de l'éq. 4.6. Elle s'exprime par :

$$\delta_\theta = \int_{y_{ref}}^{\infty} \frac{U_x(y)}{U_x(y_{ref})} \left[1 - \frac{U_x(y)}{U_x(y_{ref})}\right] dy, \tag{4.7}$$

où y_{ref} correspond à la position du maximum de vitesse pour chaque position axiale. La Fig. 4.11(a) montre l'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement dans le cas du diaphragme S0 à NPR= 1.8. Cette mesure est par ailleurs comparée à celles de Castelain [20] et Fleury *et al.* [36] effectuées dans des jets issus de tuyères convergentes à $M_j = 0.9$. Notons que dans ces cas, la position de référence y_{ref} est le centre du jet (position pour laquelle la vitesse de l'écoulement est maximale). Globalement, on peut constater un excellent accord entre les mesures réalisées sur le diaphragme S0 et la littérature en particulier près de la sortie. En effet, pour les 4 premiers diamètres, l'évolution est linéaire et se superpose parfaitement aux résultats de Castelain [20] et Fleury *et al.* [36]. Au delà en revanche, la couche de mélange s'épaissit plus rapidement dans le cas du diaphragme. Rappelons néanmoins que la position $x/D = 4$ correspond environ à la position où le

déficit de vitesse dans le centre du jet n'est plus visible. On peut donc imaginer qu'à partir de ce point, la zone de déficit est atteinte par la couche de mélange générant une chute de la vitesse maximale prise comme référence dans l'Eq. 4.7. Cela pourrait donc avoir pour effet d'augmenter la valeur de δ_θ obtenue. Néanmoins, malgré ce léger écart, la présence d'un probable disque de Mach dans l'écoulement et l'utilisation d'un diaphragme, la croissance de la couche limite reste proche de celle observée sur des jets issus d'une tuyère.
Des résultats similaires peuvent être observés en analysant, sur la Fig. 4.11 (b), l'évolution longitudinale du diamètre du jet ($D_{0.5}$) délimité par le contour de vitesse $U_{x_{max}}(x)/2$, où $U_{x_{max}}(x)$ est la vitesse axiale maximale relevée pour chaque position x. Sur les 3 premiers diamètres, on remarque une nouvelle fois des valeurs comparables à celles obtenues par Fleury *et al.* [36]. Au delà en revanche, la couche de mélange du jet issu du diaphragme s'épaissit beaucoup plus rapidement. Une nouvelle fois, cela peut s'expliquer par la présence du déficit de vitesse qui favorise une réduction de la vitesse maximale une fois que la couche de mélange l'atteint. Une autre conséquence liée à la géométrie du diaphragme est que l'origine du développement de la couche de mélange du jet apparait probablement au niveau de l'arête amont de celui-ci favorisant une couche de mélange plus développée et turbulente à sa sortie. Ce phénomène peut également expliquer l'épaississement plus rapide observé.

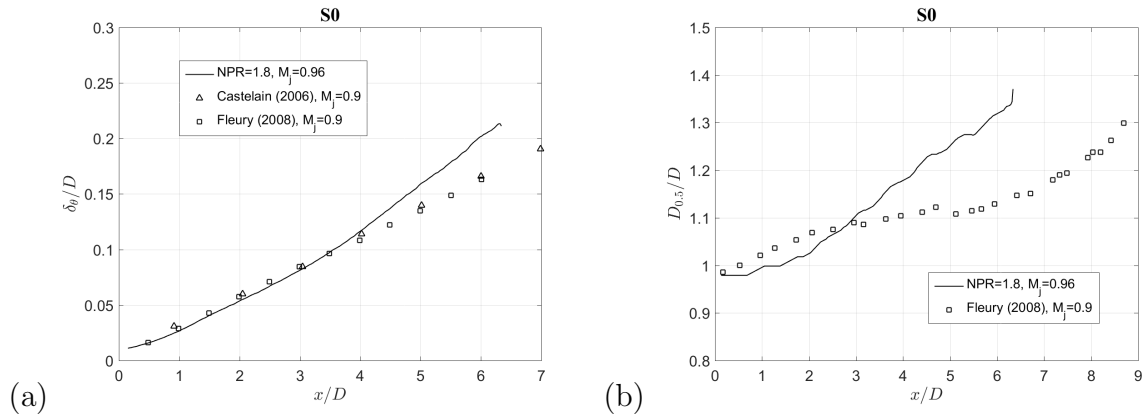


FIGURE 4.11 – (a) Évolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ pour le diaphragme S0 à NPR= 1.8. (b) Évolution longitudinale de $D_{0.5}$ pour le diaphragme S0 à NPR= 1.8.

Longueur du cône potentiel

On s'intéresse maintenant à un second critère aérodynamique d'importance pour le bruit de mélange : la longueur du cône potentiel. En effet, les différentes études localisent l'origine du rayonnement aval associé aux grosses structures turbulentes à la fin du cône potentiel. Sa longueur va donc favoriser une croissance plus ou moins longue de ces structures. Cette variation de l'échelle des structures peut notamment expliquer l'augmentation de la cohérence du rayonnement acoustique à l'aval lorsque le diamètre du diaphragme augmente (Fig. 4.5). Dans la littérature la longueur du cône potentiel L_c est définie comme étant la longueur au bout de laquelle la vitesse moyenne sur l'axe du

jet devient inférieure à une fraction α de la vitesse axiale à la sortie de la tuyère c'est à dire :

$$U(x = L_c, y = 0) \leq \alpha \times U(x = 0, y = 0). \tag{4.8}$$

Les études diffèrent néanmoins dans le choix du paramètre α mais s'accordent pour donner une longueur $L_c \simeq 7D$ pour un jet à Mach 0.9 (valeur notament obtenue par Fleury *et al.* [36] et Castelain [20] en considérant respectivement $\alpha = 95\%$ et 97.5%). Pour des nombres de Mach sensiblement inférieurs, exempts d'onde de chocs, la longueur communément admise est typiquement comprise entre 4 et 6 diamètres. Afin de tenter de déterminer cette grandeur dans le cas du diaphragme S0, on trace sur la Fig. 4.12 l'évolution longitudinale de la vitesse moyenne U_x sur l'axe du jet pour NPR= 1.8. On obtient alors un profil de vitesse relativement constant sur les 3 premiers diamètres suivi d'une décroissance de plus en plus importante à mesure que la couche de mélange approche l'axe du jet. Il est donc possible d'appliquer la relation 4.8. En considérant $\alpha = 95\%$, on obtient alors $L_c = 5.4D$. Cette faible longueur, comparée à la littérature, peut s'expliquer par la présence supposée du disque de Mach à l'entrée du diaphragme qui génère un déficit de vitesse dans le centre du jet. La longueur du cône potentiel, déterminée par la méthode précédente, est donc probablement un peu biaisée. Pour la corriger, il faudrait prendre en compte le diamètre effectif dû à l'effet *vena contracta* qui n'est pas documenté ici, faute de mesures dans l'orifice du diaphragme.

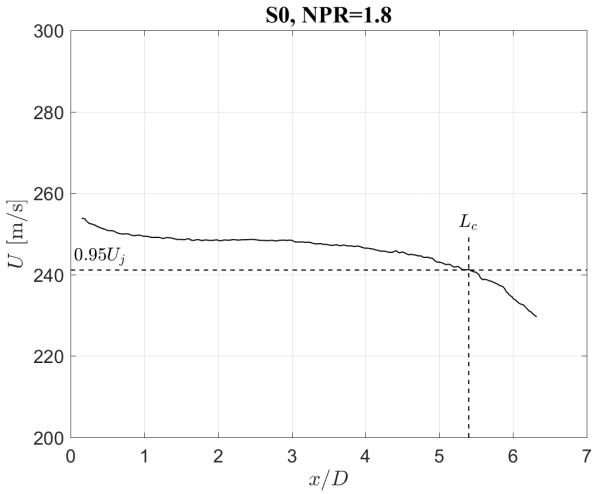


FIGURE 4.12 – Profil longitudinal de la vitesse moyenne sur l'axe du jet en pour S0 à NPR= 1.8.

4.2.2 Champ de vitesse fluctuante

Profil radiaux des valeurs RMS

Afin de caractériser un peu plus précisément la turbulence dans le jet et en particulier dans la couche de mélange, il est intéressant d'analyser la partie fluctuante de la vitesse. La Fig. 4.13 montre l'évolution transverse des valeurs RMS des fluctuations de vitesse axiale pour le diaphragme S0 à NPR= 1.8. Cette courbe met en évidence les zones dans lesquelles les fluctuations de vitesse et donc la turbulence sont les plus élevées. Comme

la génération de turbulence est gouvernée par la différence de vitesse entre la sortie du diaphragme et le fluide environnant au repos, on retrouve ici le fait bien connu que les fluctuations atteignent des valeurs maximales dans la couche de mélange. Comme pour les jet classiques, dans cette zone, les profils des fluctuations sont gaussiens et centrés sur le bord du diaphragme (à $y/D = 0.5$) comme le montre la Fig. 4.13. En outre on observe dans le cas présent, un second pic de plus faible amplitude plus près de l'axe du jet. Ce second pic persiste sur les 2 premiers diamètres et résulte du cisaillement intérieur généré par le déficit de vitesse dans le centre du jet. Il serait donc lié à la présence du disque de Mach, propre à cette configuration et à ce NPR.

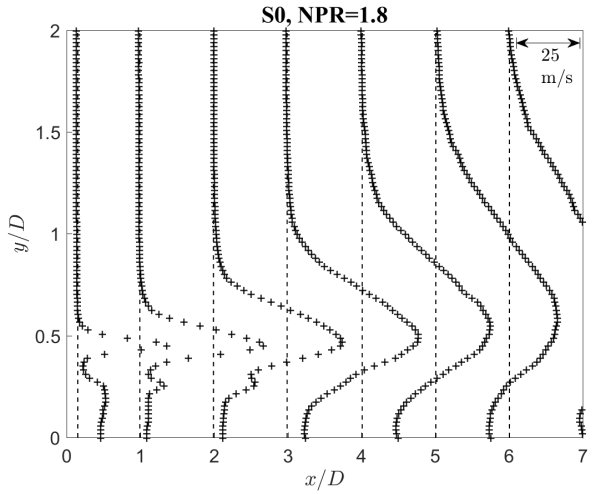


FIGURE 4.13 – Profils transverses des valeurs RMS des fluctuations de vitesse axiale (u'_x) pour le diaphragme S0 à NPR= 1.8.

Évolution longitudinale des maxima des valeurs rms

Afin de comparer les niveaux de turbulences observés dans le cas du diaphragme à ceux rapportés dans la littérature, on trace sur la Fig. 4.14 l'évolution longitudinale du maximum des fluctuations de vitesse axiale et transverse. Afin d'obtenir un taux de turbulence, ce niveau max est généralement adimensionné par la vitesse moyenne au centre du jet en sortie de tuyère (vitesse maximale). C'est notamment ce qui est fait par Castelain [20] et Fleury *et al.* [36]. Dans notre cas cependant, la présence du déficit de vitesse dans le centre du jet ne permet pas d'utiliser cette convention. On se propose donc d'adimensionner cette grandeur par rapport à la vitesse moyenne maximale mesurée dans le jet et correspondant à une position en sortie de diaphragme, proche de la couche de mélange (Fig. 4.10). Les résultats alors obtenus sont comparés aux travaux de Castelain et Fleury *et al.*. Une nouvelle fois on peut constater un bon accord entre ces études et les mesures réalisées sur S0. Le taux de turbulence basé sur la vitesse radiale (Fig. 4.14 (b)) croit jusqu'à 3 diamètres pour finalement converger autour d'une valeur de 0.12. Cette évolution est conforme à celle observée par Castelain [20] mais les valeurs sont légèrement supérieures à celles relevées par Fleury *et al.* [36]. Le taux de turbulence mesuré sur S0 à partir de la vitesse axiale est, quant à lui, légèrement supérieur à ces études. Celui-ci croit rapidement sur le premier diamètre pour finalement converger vers une valeur de

0.17 (0.16 pour Castelain et Fleury *et al.*) avec un maximum d'environ 18%. À partir de 4 diamètres, on peut également constater une légère chute du taux de turbulence. Globalement, il est possible que le déficit de vitesse au centre du jet et la sur-vitesse au bord de cette zone soient à l'origine de cet écart par rapport à la littérature : après avoir été plus intense que dans les jets des références [20] et [36] sur les premiers diamètres, le mélange, déjà plus avancé, se ralentirait ensuite plus rapidement. Comme tous ces jets ont été obtenus avec la même installation, à ceci près que les buses des références [20] et [36] sont ici remplacés par un diaphragme, cette différence est donc probablement imputable à l'effet du diaphragme, et plus précisément à l'effet de vena contracta qu'il génère à son entrée. Hormis l'écart quantitatif (d'environ 10%) relevé ici, la dynamique du mélange du jet S0 à NPR= 1.8 s'inscrit dans la tendance observée par ailleurs.

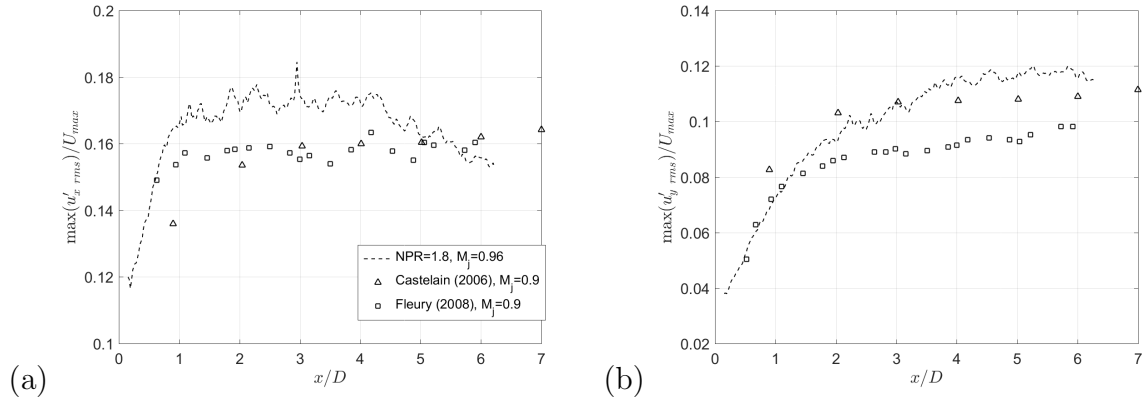


FIGURE 4.14 – Évolution longitudinale du taux de turbulence maximum observé sur le diaphragme S0 à NPR= 1.8 et basé sur les fluctuations : (a) u'_x et (b) u'_y.

4.2.3 Corrélations spatiales des vitesses

Cartographie des corrélations spatiales

Toujours dans l'optique de caractériser le développement de la turbulence dans le jet, on s'intéresse dans cette sous-section aux corrélations spatiales calculées à partir des champs de vitesse PIV. Cette grandeur permet de déterminer le niveau de corrélation entre les fluctuations de vitesse présentes en deux points. En d'autres termes, elle va ainsi donner une indication sur la forme ainsi que la taille moyenne des structures tourbillonnaires dans le plan de mesure. Tout comme pour les corrélations temporelles réalisées précédemment sur les mesures acoustiques, la corrélation spatio-temporelle R_{ij} s'exprime par :

$$R_{ij}(\vec{x},\vec{\xi},\tau) = \frac{\left\langle u'_i(\vec{x},t)\right\rangle \left\langle u'_j(\vec{x}+\vec{\xi},t+\tau)\right\rangle}{\left\langle {u'_i}^2(\vec{x},t)\right\rangle^{1/2} \left\langle {u'_j}^2(\vec{x}+\vec{\xi},t+\tau)\right\rangle^{1/2}}, \tag{4.9}$$

i et j désignant les composantes de la vitesse, $\vec{x}$ le point de référence, $\vec{\xi}$ le vecteur déplacement entre le point de référence et un point d'étude et τ le décalage temporel entre les signaux recueillis aux deux points. Les mesures PIV n'étant pas résolues en

temps, le retard temporel τ est nécessairement nul si bien que les corrélations se réduisent à des corrélations spatiales. Le calcul s'appuie sur les 2000 champs PIV disponibles afin d'atteindre une convergence statistique satisfaisante [5]. Sur la Fig. 4.15 sont tracés les iso-contours de corrélation de la vitesse axiale R_{xx} pour deux points de référence situés dans la couche de mélange du jet à des positions axiales différentes ($x/D = 1$ et 5). L'augmentation de la taille de la tâche de corrélation entre les deux points de référence choisis est révélatrice de la croissance des structures tourbillonnaires moyennes dans la couche de mélange. On remarque en outre que dans les deux cas les iso-contours sont des ellipses concentriques possédant un axe prédéfini donné par la ligne continue noire. Pour la position $x/D = 1$, cet axe forme un angle d'environ 7° par rapport à la direction axiale tandis qu'il est environ de 18° à $x/D = 5$. Cette dernière valeur est similaire à celle obtenue par Fleury *et al.* [36]. Cette déformation des iso-contours a été attribuée à l'anisotropie de la turbulence induite par le cisaillement moyen de l'écoulement [36, 95].

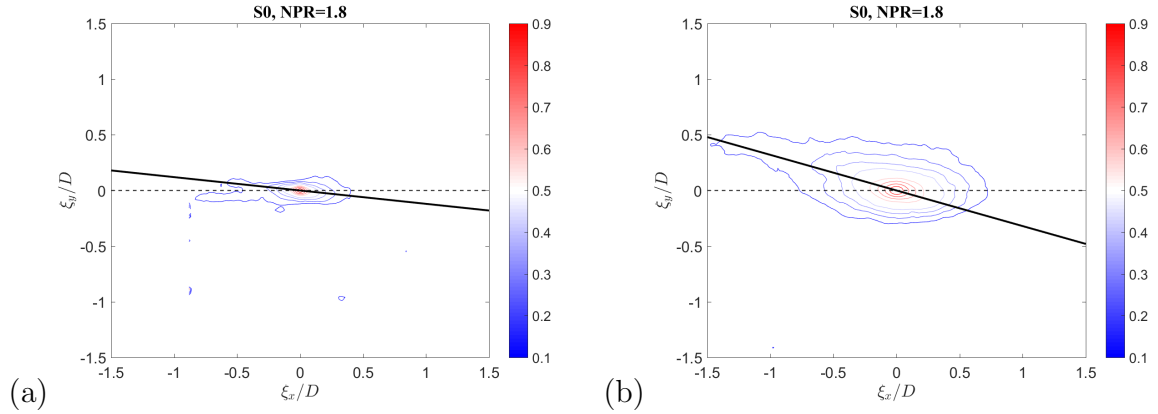
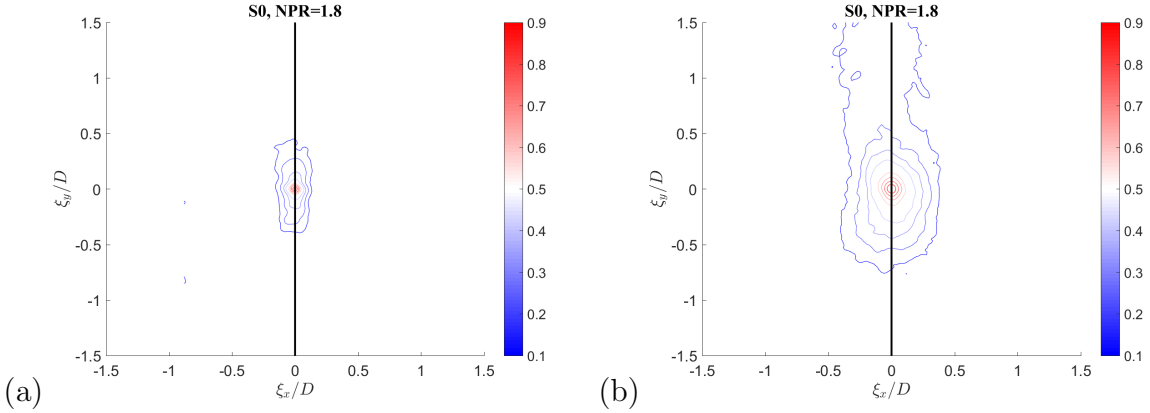


FIGURE 4.15 – Isocontours de corrélation sur la vitesse axiale R_{xx} pour la configuration S0, NPR= 1.8 et pour les positions : (a) $x/D = 1$, $y/D = 0.5$ et (b) $x/D = 5$, $y/D = 0.5$. Les isocontours correspondent aux niveaux de corrélation de 0.1 à 0.9 par pas de 0.1.

On réitère maintenant cette analyse en se basant sur la vitesse transverse toujours aux mêmes points de référence (Fig. 4.16). Une nouvelle fois, on constate que les iso-contours sont des ellipses concentriques dont la taille croît lorsqu'on s'éloigne du diaphragme. Cependant, on peut remarquer que les axes de ces ellipses sont cette fois-ci verticaux. Ce résultat est une nouvelle fois cohérent avec les observations de Fleury *et al.* [36].

Calcul des échelles intégrales

À partir des cartographies de corrélation spatiales précédentes, il est possible de déterminer l'échelle de corrélation $L_{ii}^{(k)}(\vec{x})$ basée sur une des composantes de la vitesse dans une direction k particulière. En effet, en réalisant une coupe des cartographies Fig. 4.15, typiquement dans la direction axiale (donnée par la ligne pointillée noire), on obtient les profils de corrélation représentés Fig. 4.17. De la même manière que pour les mesures acoustiques, on retrouve un pic de corrélation plus ou moins large centré sur le point de référence. Par intégration, on obtient l'aire sous ce pic qui donne une indication sur la taille de la zone de corrélation des fluctuations de vitesse dans la direction axiale. L'échelle



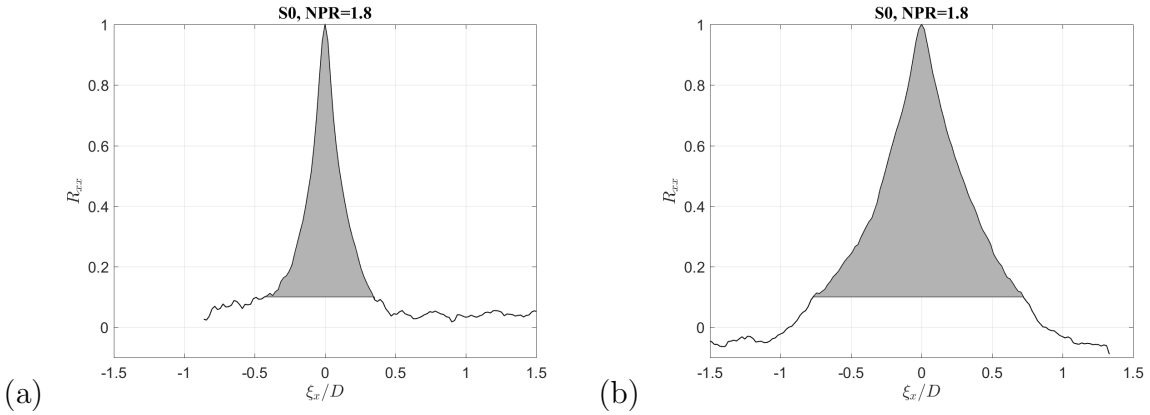
(a) (b)

FIGURE 4.16 – Iso-contours de corrélation sur la vitesse transverse R_{yy} pour la configuration S0, NPR= 1.8 et pour les positions : (a) $x/D = 1$, $y/D = 0.5$ et (b) $x/D = 5$, $y/D = 0.5$. Les iso-contours correspondent aux niveaux de corrélation de 0.1 à 0.9 par pas de 0.1.

intégrale est définie dans ce cas par :

$$L_{ii}^{(k)}(\vec{x}) = \frac{1}{2}\int_{\xi_{k-}}^{\xi_{k+}} R_{ii}(\vec{x}, \xi_k, 0)d\xi_k \tag{4.10}$$

avec ξ_{k-} et ξ_{k+} les bornes d'intégration. Les corrélations spatiales étant assez bruitées, les pics sont intégrés à partir du niveau $R_{ii} = 0.1$.



(a) (b)

FIGURE 4.17 – Profil longitudinal de corrélation R_{xx} pour la configuration S0, NPR= 1.8 aux positions : (a) $x/D = 1$ et (b) $x/D = 5$. La zone grise représente le domaine d'intégration considéré pour déterminer les échelles intégrales de turbulence.

Afin de déterminer la taille des structures turbulentes moyennes dans la couche de mélange, la Fig. 4.18 montre l'évolution longitudinale des échelles intégrales basées sur les vitesses axiales et transverses pour la position $y/D = 0.5$. Ces mesures sont également comparées aux travaux de Fleury *et al.* [36], Laurence [53], Davies *et al.* [31] et Liepmann & Laufer [56] menées chacune sur des jets subsoniques à des Mach compris entre 0.3 et 0.9. Pour l'ensemble des échelles intégrales calculées sur les deux composantes de la vitesse, on

peut remarquer une croissance sensiblement linéaire. Ce résultat traduit une augmentation de la taille de la structure tourbillonnaire moyenne dans la couche de mélange lorsque l'abcisse x augmente. Excepté pour la mesure de $L_{yy}^{(y)}$, on peut en outre observer une très bonne adéquation avec les mesures réalisées par Fleury *et al.* [36] en particulier en ce qui concerne la pente. Un léger écart de niveau apparaît néanmoins entre les résultats de la présente étude et la littérature. L'écart peut résulter de la géométrie du diaphragme qui perturbe probablement la couche limite initiale du fait des arêtes vives ou encore de l'utilisation de bornes d'intégration différentes dans le calcul. Pour l'échelle intégrale $L_{yy}^{(y)}$, la pente est en revanche quasiment deux fois plus forte dans les présentes mesures et s'explique en partie par des corrélations très bruitées dans cette direction : en effet, une intégration à partir d'un seuil supérieur ($R_{yy} = 0.2$) permet de retrouver une pente plus proche de celle obtenue par Fleury. Un phènomène similaire a été observé par André [5].

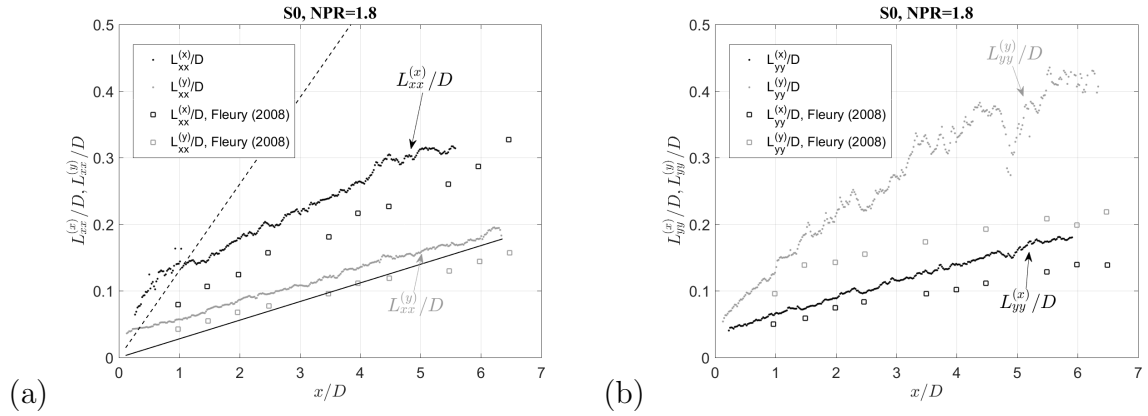


FIGURE 4.18 – Évolution longitudianles des echelles intégrales dans la couche de mélange ($y/D = 0.5$) pour S0, NPR= 1.8. (a) L_{xx}^{x} et L_{xx}^{y}, —— Laurence [53] et Davies *et al.* [31], ----- Liepmann & Laufer [56] et (b) L_{yy}^{x} et L_{yy}^{y}.

Pour conclure, la caractérisation aérodynamique du jet généré par S0 à NPR= 1.8, a montré que malgré la géométrie du diaphragme et la présence d'un déficit de vitesse dans le centre du jet (probablement généré par un disque de Mach à l'entrée du diaphragme), le développement de la couche de mélange et de la turbulence est comparable à celui observé dans la littérature pour les jets issus de tuyère. En particulier, il a été possible de mettre en évidence une croissance linéaire de la taille des structures tourbillonnaires moyennes dans la couche de mélange vers l'aval. Ces résultats corroborent ainsi les observations réalisées sur les mesures acoustiques et notamment l'augmentation de la cohérence spatiale du rayonnement acoustique conjointement au diamètre du diaphragme. En effet, lorsque celui-ci augmente, le cône à potentiel du jet est allongé, permettant ainsi une croissance plus étendue des structures tourbillonnaires dans la couche de mélange. Le rayonnement aval généré par l'interaction de ces plus grosses structures à la fin du cône à potentiel sera donc spatialement plus cohérent.
Cependant, il est utile de noter que la présence d'une source acoustique supplémentaire au bruit de mélange comme par exemple le bruit tonal subsonique (*c.f.* annexe C), peut engendrer une forte modification du développement de la couche limite et de la turbulence en particulier sur les premiers diamètres du fait de l'apparition d'intenses structures tourbillonnaires à la sortie du diaphragme.

4.3 Identification des sources du bruit de mélange

On se propose maintenant d'étudier plus en détail les sources aérodynamiques responsables du bruit de mélange et en particulier la source associée aux grosses structures turbulentes cohérentes dominant le champ acoustique en aval. Pour ce faire, on effectue des mesures Schlieren simultanément avec des mesures acoustiques en champ lointain toujours pour le diaphragme S0 à NPR= 1.8. Ces mesures ont l'avantage d'être suffisamment résolues en temps pour permettre d'étudier des phénomènes non-périodiques comme le bruit de mélange qui est un bruit à large bande.
Une caractéristique supplémentaire permettant de différencier le rayonnement aval de celui dans les autres directions est la présence de fortes intermittences dans les signaux de pression [45, 41, 47]. Cette caractéristique peut être clairement identifiée dans le cas de S0 sur la Fig. 4.19. En effet, des pics intermittents de fortes amplitudes dépassant 1.5 écarts types du signal ($1.5\sigma_{30°}$) émergent des signaux de pression acoustique à $\Theta = 30°$ tandis qu'ils sont totalement absents pour $\Theta = 90°$ où l'on observe des variations beaucoup plus régulières. Ces événements intenses sont probablement imputables aux impulsions acoustiques générées par l'interaction des grosses structures turbulentes à la fin du cône à potentiel.

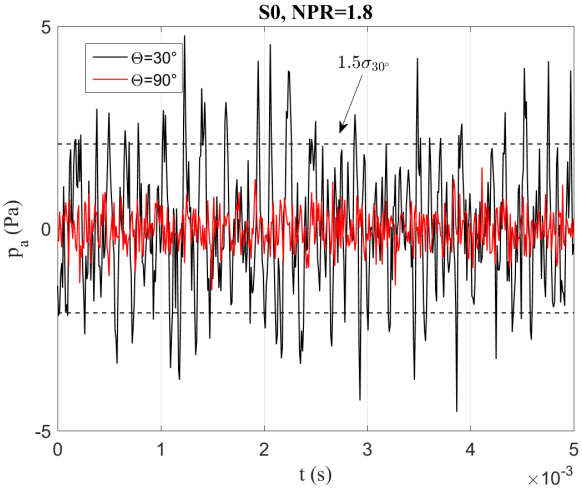


FIGURE 4.19 – Signaux de pression obtenus sur les microphones situés à $\Theta = 30°$ et $90°$. Les lignes pointillées donnent les valeurs correspondant à $1.5\sigma_{30°}$.

Afin de conforter cette hypothèse dans le cas de S0, on cherche, dans la sous-section suivante, à localiser dans les images Schlieren les événements aérodynamiques intermittents. La Fig. 4.20 donne un exemple de champ instantané obtenu à l'aide de la technique Schlieren. Comme nous l'avons évoqué dans le Chap. 2, cette technique permet d'obtenir une information sur les gradients de densité axiaux dans l'écoulement lorsque le couteau est placé perpendiculairement à l'axe du jet. Sur la Fig. 4.20, ces gradients sont mis en évidence par une échelle de gris dont les zones noires et blanches dénotent respectivement des gradients de densité négatifs et positifs. Dans la suite, on définit le niveau de gris/couleur au point de coordonnées (x, y) par ζ_{xy}. Dans le cas présent, la fréquence d'acquisition des images Schlieren, similaire à celle utilisée pour l'acoustique, est de 90000 Hz.

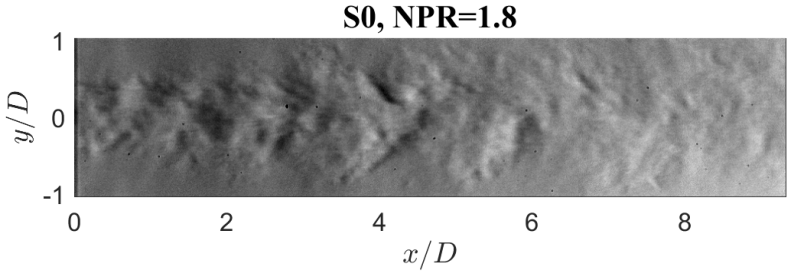


FIGURE 4.20 – Champ Schlieren instantané pour S0, NPR= 1.8.

4.3.1 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes cohérentes

La solution la plus directe pour lier les visualisations Schlieren aux mesures acoustiques à l'aval, est de corréler le signal de pression obtenu à $\Theta = 30°$ ($p_{30°}$) avec les fluctuations de niveau de gris issues de chaque pixel des images Schlieren. De la même manière que précédemment, cette corrélation temporelle s'exprime par :

$$R(\zeta_{xy}, p_{30°}, \tau) = \frac{\left\langle \zeta_{xy}(t) \right\rangle \left\langle p_{30°}(t+\tau) \right\rangle}{\left\langle {\zeta_{xy}}^2(t) \right\rangle^{1/2} \left\langle {p_{30°}}^2(t+\tau) \right\rangle^{1/2}} \tag{4.11}$$

Les niveaux maximums de corrélation obtenus sont présentés sur la cartographie Fig. 4.21. Les zones de plus forte corrélation sont ainsi dénotées par la couleur rouge tandis qu'une couleur bleue traduit une absence de corrélation. De manière générale, on peut constater que les niveaux de corrélation entre l'acoustique et les images Schlieren sont très faibles. Cela peut s'expliquer par les phénomènes d'intégration importants inhérents à la technique Schlieren. En effet, le niveau de gris obtenu pour chaque pixel traduit l'intégration des gradients de densité observés sur l'ensemble de la traversée du jet et mélange donc un grand nombre de fluctuations aérodynamiques non nécessairement corrélées ou pouvant en partie se compenser mutuellement. Par ailleurs, le bruit à large bande résulte de la contribution de toutes les sources de bruit du jet, toutes indépendantes les unes des autres. À ce titre, la Fig. 4.21 qui ne fait apparaître que les plus cohérentes, montre que celles-ci sont étendues sur une vaste zone couvrant quasiment toute la couche de mélange. La contribution d'un petit volume, au bruit total est donc très faible ; or le niveau de corrélation entre deux signaux causalement liés est fortement tributaire du rapport signal/bruit de chacun des deux signaux. Il n'est donc pas surprenant que les niveaux de corrélation soient très faibles dans le cas présent, même pour les grandes structures. Cette interprétation est corroborée par l'étude de Mercier *et al.* [66], qui a trouvé des niveaux de corrélation du même ordre de grandeur en faisant appel à une méthode de mesure des fluctuations aérodynamiques non intrusive et locale, donc moins discutable que la strioscopie : la diffusion Rayleigh. À l'instar de Mercier *et al.*, nous observons ici une augmentation du niveau de corrélation dans la couche de mélange entre 3 et 7 diamètres. Il existe donc un lien entre les phénomènes aérodynamiques observés dans la couche de mélange sur une zone s'étendant de 3 à 7 ou 8 diamètres et le rayonnement acoustique

aval. Malgré le biais introduit par la technique Schlieren, on peut déceler des corrélations autour de $y = 0$. Leur niveau plus faible pourrait être dû à la double traversée de la couche de mélange par les rayons lumineux qui serait à l'origine d'effets de compensation plus ou moins marqués.

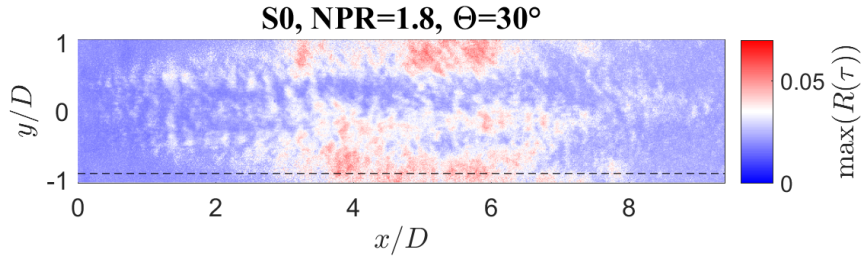


FIGURE 4.21 – Cartographie du maximum de corrélation entre les champs Schlieren et le microphone situé à 30° pour S0, NPR= 1.8.

Afin d'analyser plus finement ces corrélations, on trace sur la Fig. 4.22 l'évolution longitudinale du maximum de corrélation ainsi que du retard temporel τ associé pour $y/D = -0.9$ (ligne pointillée noire sur la Fig.4.21). On peut observer sur cette figure un retard d'environ $\tau = 6 \times 10^{-3}$ s dans les zones de corrélation les plus fortes ($>$ 0.03). τ traduit le délai (T_{tot}) entre l'apparition du phénomène aérodynamique dans les images Schlieren et l'arrivée de la perturbation acoustique associée sur le microphone. Cela comprend donc le temps de convection des structures tourbillonnaires T_c jusqu'à la zone source et le temps de propagation T_p de l'onde acoustique de cette source jusqu'au microphone. Par ailleurs, il est également possible d'observer une légère décroissance de ce retard lorsqu'on se déplace vers l'aval. Cela se comprend très bien par la réduction du temps de convection des structures aérodynamiques jusqu'à la zone source. Le délai temporel global $T_{tot} = T_c + T_p$ est donc réduit.

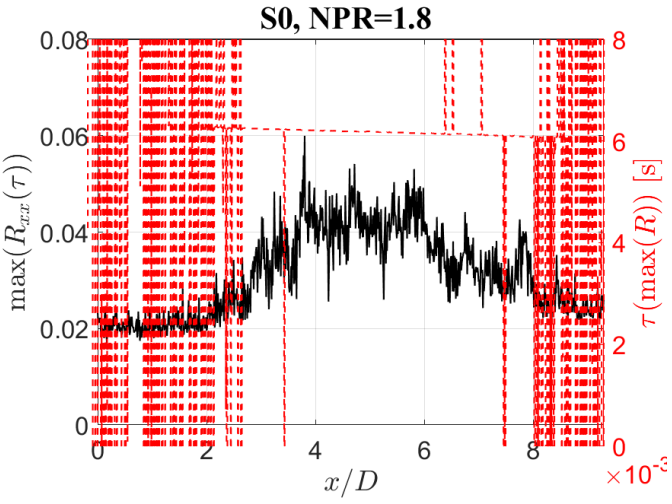


FIGURE 4.22 – Courbes d'évolution du maximum de corrélation et du retard associé entre les champs PIV et le microphone à $\Theta = 30°$ pour S0, NPR= 1.8 à la position $y/D = -0.9$.

En faisant l'hypothèse raisonnable qu'en l'absence de choc les fluctuations de densité induites par l'onde acoustique sont trop faibles pour être visualisées par les mesures Schlieren, il est possible de tenter de localiser la zone source du rayonnement aval. En effet, dans cette zone source, le délai global T_{tot} doit être minimal et égal uniquement au temps de propagation de l'onde acoustique de la source au microphone ($T_{tot} = T_p$). Pour localiser cette source on trace sur la Fig. 4.23 le retard associé au maximum de corrélation pour les zones pour lesquelles celui-ci est non négligeable. Cela permet ainsi de filtrer les valeurs de retard abérantes visibles sur la Fig. 4.22 pour $x/D < 3$ et $x/D > 8$. On peut ainsi constater une nouvelle fois une décroissance du délai global T_{tot} vers l'aval traduisant la diminution du temps de convection des structures tourbillonnaires jusqu'au point source. Le retard minimum obtenu (localisé à environ 9 diamètres sur l'axe du jet) est ainsi de $T_{tot} = 5.98 \times 10^{-3}$ s. En considérant uniquement une propagation acoustique directe ($T_{tot} = T_p$), ce délai correspond à un trajet de $c_0 \times T_{tot} = 2.06$ m. Cette valeur ne surestime que légèrement la distance de l'antenne de directivité. Ce léger écart peut s'expliquer notamment par des effets de convection et de réfraction des ondes dans le jet. La source semble donc située aux alentours de 9 diamètres sur l'axe du jet, c'est à dire après la fin du cône potentiel. Cette zone source s'accorde très bien avec la théorie du rayonnement associé aux grosses structures turbulentes. Par ailleurs, on peut noter que les zones de plus forte corrélation dénotées par les contours noirs correspondent à des retards compris entre 6.1×10^{-3} s et 6.3×10^{-3} s.

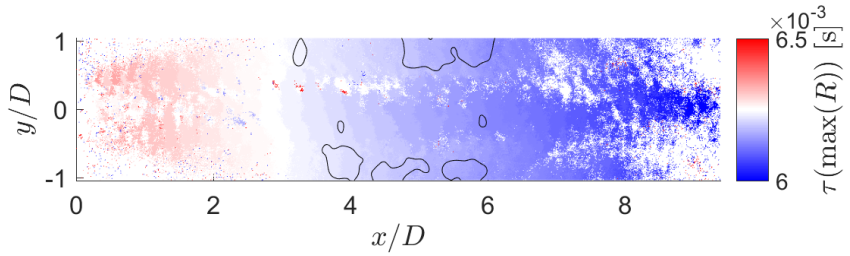


FIGURE 4.23 – Cartographie du retard associé au maximum de corrélation. La ligne noire donne l'isocontour filtré de valeur $R_{\vec{x},30^\circ} = 0.04$

Dans la suite, nous considérerons donc un temps de propagation source-microphone $T_p = 5.98 \times 10^{-3}$ s. Compte tenu de la fréquence d'acquisition des images Schlieren, cela implique que les ondes détectées par les microphones à l'instant t, ont été émises par des perturbations de l'écoulement au temps $t_{Sc} = t - T_p$ correspondants à des images enregistrées 539 pas de temps plus tôt.
Afin de visualiser les phénomènes aérodynamiques apparaissant dans l'écoulement lors de l'émission d'une intermittence acoustique forte, on réalise une moyenne conditionnelle. Cette technique de post-traitement consiste à récupérer une série d'images Schlieren englobant le temps t_{Sc} pour chaque événement sélectionné dans le signal acoustique. On construit alors une série moyenne à partir des séries d'images associées à chaque événement. La moyenne conditionnelle ainsi obtenue, sélectionne les perturbations aérodynamiques communes à l'ensemble de ces séries d'images. Ces perturbations sont donc associées à l'émission du type d'évènements acoustiques sélectionnés en "gommant" les autres informations. Pour l'identification des événements intenses dans le signal

acoustique nous utilisons une décomposition en ondelette. Dans le cas d'un jet unique, des résultats convenables peuvent être obtenus en effectuant cette identification directement sur les signaux de pression acoustique bruts sans transformée d'ondelette, comme montré Fig. 4.19, mais nous verrons au Chap. 5 que cela n'est plus possible dans le cas de jets multiples. Par soucis d'homogénéité et à des fins de comparaison, les ondelettes sont donc utilisées dans les deux cas. Notons, en particulier, que de meilleurs résultats ont été obtenus pour S0 avec la décomposition en ondelette. Le filtrage par ondelettes permet en effet de sélectionner des impulsions calibrées dans l'espoir d'identifier des phénomènes aérodynamiques issus d'une zone source délimitée et cohérente. En effet cette technique d'analyse consiste à convoluer un signal d'étude $q(t)$ avec un filtre glissant transitoire nommé ondelette. Selon la terminologie d'usage, cette ondelette Ξ est l'ondelette fille obtenue par dilatation et décalage temporel [17, 116, 18, 39, 81] d'une ondelette mère Ψ. La transformée par ondelettes ainsi définie, s'écrit :

$$w(s,\tau) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \int_{-\infty}^{+\infty} q(t)\Psi^* \left(\frac{t-\tau}{s}\right) dt, \tag{4.12}$$

où s est le paramètre de dilatation de l'ondelette fille qui caractérise la "largeur" de l'ondelette, c'est à dire sa durée typique et τ le décalage temporel. Afin de déterminer la forme de l'ondelette à utiliser, on réalise sur la Fig. 4.24 (a) une moyenne conditionnelle simple du signal acoustique mesuré par le microphone à $\Theta = 30°$. L'objectif est ici de déterminer la forme moyenne des impulsions associées aux événements intermittents repérés préalablement dans le signal de pression. À cet effet, un échantillon du signal acoustique de durée 4×10^{-4} s, centré sur l'événement considéré, est récupéré pour chaque intermittence (positive ou négative) dépassant en valeur absolu $1.5\sigma_{30°}$, $\sigma_{30°}$ étant l'écart type du signal. Ces échantillons de signal sont ensuite moyennés entre eux pour former les signaux moyens présentés sur la Fig. 4.24 (a). La courbe noire correspond ainsi à la moyenne des impulsions positives de forte amplitude tandis que la rouge correspond aux négatives. On choisit alors pour représenter ces impulsions l'ondelette mère DOG ou chapeau mexicain. Celle-ci, présentée sur la Fig. 4.24 (a), ressemble en effet très fortement aux impulsions moyennes identifiées dans le signal acoustique. Grâce à la transformée en ondelettes, il est alors possible de situer de façon précise les événements et de les extraire du signal d'origine. L'ondelette mère Ψ s'exprime par :

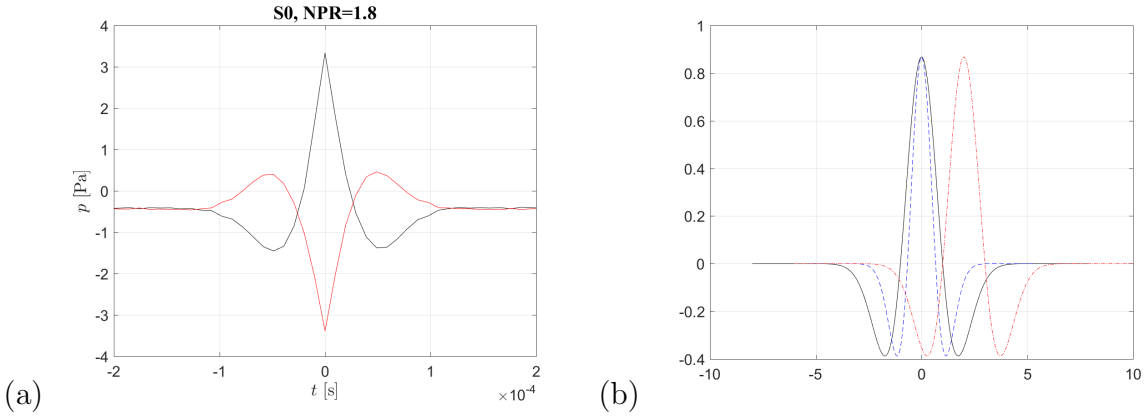
$$\Psi(\nu) = \frac{d^m}{d\nu^m} \exp^{-\nu^2/2}. \tag{4.13}$$

avec $m = 2$. On définit de plus une pseudo-fréquence f_s proportionnelle à l'inverse de la durée caractéristique s de l'ondelette DOG par [116, 81] :

$$f_s(s) = \frac{\sqrt{m+\frac{1}{2}}}{2\pi s}. \tag{4.14}$$

L'ondelette fille est alors obtenue par dilatation et décalage temporel de cette ondelette mère (Fig. 4.24 (b)).

La Fig. 4.25 donne un exemple d'identification d'évènements impulsionnels dans le signal acoustique par transformée en ondelettes. La Fig. 4.25 (a) montre, tout d'abord, une fenêtre $[t_0; t0 + 5 \times 10^{-3}]$ s, avec $t_0 = 1$ s, du signal acoustique d'analyse. Dans ce signal



(a) (b)

FIGURE 4.24 – (a) Moyennes conditionnelles réalisées sur le signal acoustique à $\Theta = 30°$ à partir des intermittences fortes positives (courbe noire) et négatives (courbe rouge) dépassant $1.5\sigma_{30°}$.
(b) En noir : ondelette mère DOG ; en bleu : ondelette fille dilatée (d'un facteur ¡1) ; en rouge : ondelette bleue décalée (retardée).

les événements forts dépassant $1.5\sigma_{30°}$ sont montrés par les cercles rouges. Sur la Fig. 4.25 (b) sont présentées les valeurs $w(s,\tau)$ obtenues par convolution du signal acoustique avec l'ondelette fille plus ou moins dilatée et décalée dans le temps. On retrouve ainsi en abscisse, le temps reconstruit à partir de la date initiale du signal ($t_0 = 1$ s) et du décalage temporel τ tandis qu'en ordonnée est reportée la pseudo-fréquence. Il est ainsi possible de connaitre à chaque instant t la durée et le niveau des/de l'impulsion(s) acoustique(s) arrivant sur le microphone. En calculant à partir de la transformée en ondelettes, pour chaque pseudo-fréquence f_s, la moyenne quadratique temporelle de l'ondelette, on obtient l'équivalent d'un spectre en fonction de la pseudo-fréquence (Fig. 4.25 (c)). Celui-ci traduit donc la pseudo-puissance associée à chaque durée d'impulsion acoustique. On peut alors constater qu'une durée d'impulsion associée à la pseudo-fréquence $f_{s_{max}}$ semble être privilégiée dans le rayonnent acoustique à 30°. De plus, on peut remarquer que le profil du spectre en ondelette est très similaire à celui obtenu par la transformée de Fourier sur la Fig. 4.1 (a). Cela peut se comprendre par le fait qu'un niveau élevé du spectre de Fourier traduit en particulier une occurrence périodique forte d'un événement. Dans le cas où cette occurrence a une dépendance temporelle relativement régulière, comme nous l'observons ici, il n'est pas surprenant d'observer une augmentation de la puissance associée à cette dimension particulière dans le spectre en ondelettes. En sélectionnant cette fréquence $f_{s_{max}}$ dans la transformée, on obtient la contribution des ondelettes de durée s_{max}, correspondant à $f_{s_{max}}$, au signal analysé (Fig. 4.25 (d)). Cette composante du signal d'origine permet finalement d'identifier temporellement les événements intermittents forts associés à cette fréquence privilégiée. Sur la Fig. 4.25 (d) ces événements forts dépassant 1.5 écarts types du signal (1.5σ) sont marqués par les cercles rouges. En comparant les identifications faites sur le signal brut Fig. 4.25 (a) et celles issues de la transformée en ondelettes à la fréquence $f_{s_{max}}$ Fig. 4.25 (d), on remarque une réduction du nombre d'événements impulsionnels forts identifiés. Cela peut s'expliquer par la présence d'événements intermittents notables à d'autres pseudo-fréquences que $f_{s_{max}}$ dans le signal acoustique brut ou encore, par la présence de pics intenses résultant de combinaisons

constructives d'impulsions d'échelles diverses. Cette hypothèse est confortée par le fait que bien qu'elle corresponde au maximum du pseudo-spectre, $f_{s_{max}}$ n'est qu'une valeur particulière d'une large bosse s'étendant de $2-3$ kHz à plus de 20 kHz : dans le signal brut, il existe donc une multitude d'impulsions intenses à des échelles plus ou moins voisines. Ces deux aspects peuvent être responsables d'une dégradation de la moyenne conditionnelle et peuvent expliquer les meilleurs résultats obtenus grâce à l'identification des intermittences via la méthode des ondelettes par rapport à une identification directe des événements forts dans le signal brut de pression.

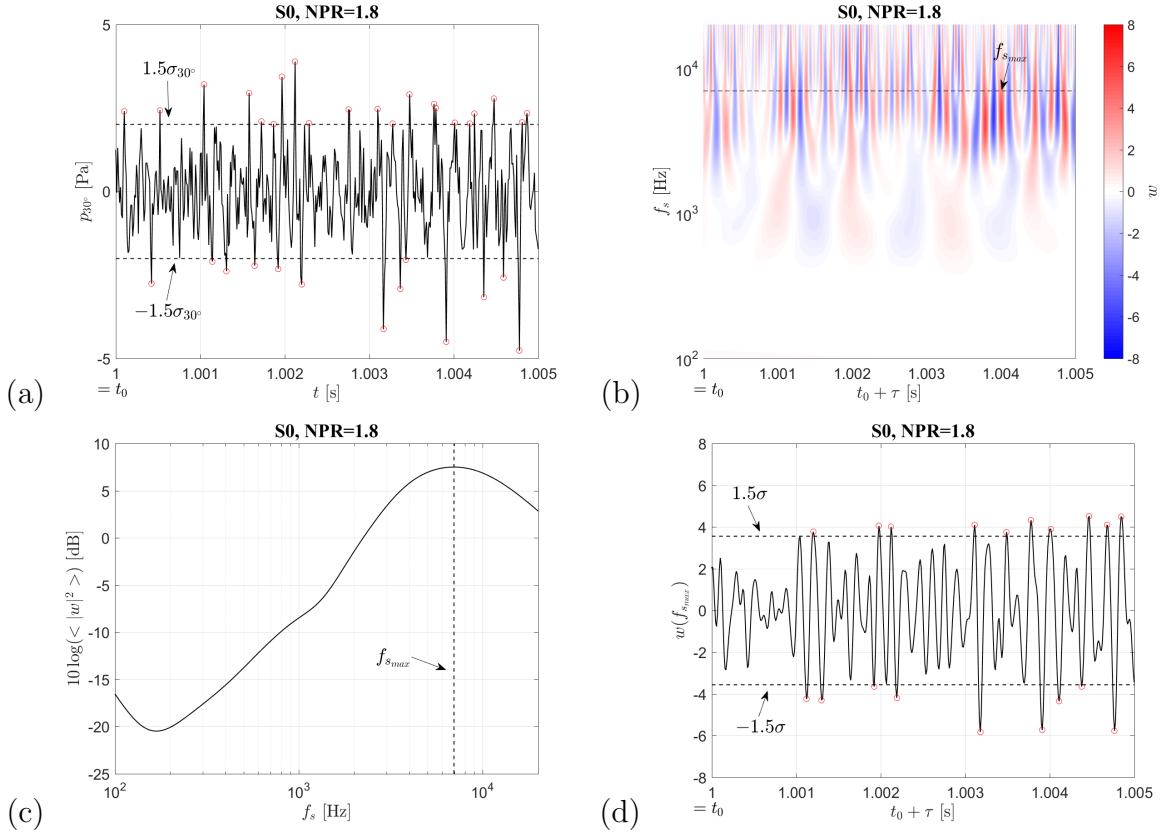


FIGURE 4.25 – (a) Signal temporel brut enregistré sur le microphone à $\Theta = 30°$. (b) Transformée en ondelette du signal de ce signal de pression. (c) Spectre moyen de la transformée en ondelette. (d) Signal temporel de la transformée en ondelette à la fréquence $f_{s_{max}}$. Les lignes noires représentent les niveaux correspondant à 1.5 écarts types (1.5σ) et les cercles rouges dénotent les intermittences fortes dépassant ce seuil. Les signaux temporels sont restreints à un intervalle de durée 5×10^{-3} s à des fins de lisibilité et débutent à la date $t_0 = 1$ s choisie pour cet exemple.

Maintenant que les événements impulsionnels majeurs sont identifiés, il est possible de repérer et moyenner les séries d'images Schlieren associées selon la méthode décrite précédemment. Les séries contiennent chacune 55 images, ce qui correspond à une durée totale de 6.1×10^{-4} s, soit environ 1.5 à 2 durées de traversée du domaine filmé ($10D$). Comme expliqué précédemment le délai temporel induit par la convection des structures tourbillonnaires et la propagation acoustique est pris en compte pour la sélection des séries d'image. Pour la configuration S0 à NPR= 1.8, on se base sur la durée de l'impulsion

acoustique donnée par la pseudo fréquence $f_{s_{max}} = 6971$ Hz. Sur la Fig. 4.26 est ainsi tracée une des images Schlieren de la série d'images moyennes, dont le délai temporel global correspond à $T_{tot} = 6.1 \times 10^{-3}$ s (délai entre cette image moyenne et l'apparition des événements forts sur le microphone aval). Cette valeur correspond au retard associé aux zones de plus fort niveau de corrélation observées sur la Fig. 4.23. Cette image ne correspond donc pas au temps d'émission de l'onde acoustique mais permet de visualiser les phénomènes aérodynamiques communs précédant la génération des intermittences. On peut ainsi constater des zones de plus forts gradients de densité positifs et négatifs entre $4.5D$ et $8D$ traduisant la présence de fortes perturbations aérodynamiques dans cette zone plutôt étendue de l'écoulement. Il convient toutefois de noter que la délimitation de cette zone reste assez floue en raison du faible rapport signal sur bruit .

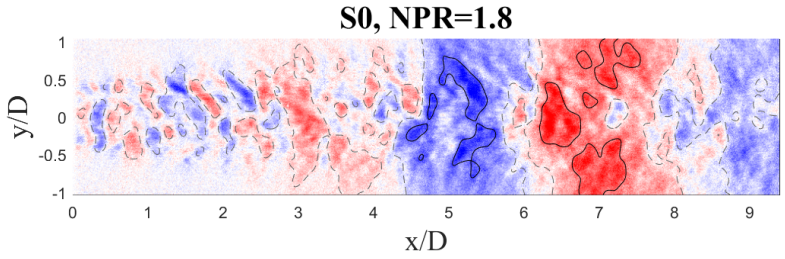


FIGURE 4.26 – Exemple d'image Schlieren moyenne obtenue par moyenne conditionnelle en considérant $T_{tot} = 6.1 \times 10^{-3}$ s, retard obtenu entre l'apparition des structures d'écoulement cohérentes dans la zone de corrélation maximale et leur manifestation au point d'écoute à $\Theta = 30°$, les évènements étant sélectionnés au point d'écoute par l'amplitude de la transformée en ondelettes ($> 1.5\sigma_{30°}$). Cas S0 à NPR= 1.8.

Pour tenter d'améliorer ce résultat une seconde passe d'optimisation est réalisée en s'appuyant sur cette moyenne conditionnelle. Cette nouvelle passe a pour objectif de conserver et recaler temporellement les seuls événements fortement corrélés au phénomène observé lors la première passe (le modèle). Pour réaliser cette corrélation, chaque image moyenne de la série obtenue lors de la première passe (dont est extraite l'image de la Fig. 4.26), est moyennée suivant l'axe y afin d'obtenir une courbe $\Upsilon_x(t)$ d'évolution temporelle des niveaux de fluctuation des gradients de densité pour chaque position suivant l'axe x (cette moyenne permet en outre d'améliorer le rapport signal sur bruit). Le même exercice est ensuite réalisé pour chaque série d'images brutes associées aux événements forts identifiées au point d'écoute à partir de la transformée en ondelettes à la fréquence $f_{s_{max}}$. On obtient ainsi pour chaque événement et chaque position axiale une courbe $\upsilon_x(t)$. À partir de là, on calcul la corrélation temporelle de chaque $\upsilon_x(t)$ avec la courbe $\Upsilon_x(t)$ issue de la première passe. En moyennant, pour chaque événement l'ensemble de ces corrélations suivant x, on obtient finalement une courbe de corrélation globale entre la série temporelle de l'événement considéré et la série moyenne issue de la première passe. Cette corrélation rend compte du niveau de similarité de l'événement intermittent d'étude avec le modèle issu de la première et aussi du décalage temporel moyen entre ces deux événements. Un exemple de courbe de corrélation globale est présenté sur la Fig.4.27 (a). En s'appuyant sur cette corrélation globale, on effectue un nouveau tri des événements en conservant uniquement ceux dont la corrélation globale dépasse 2.5σ (ligne pointillés

noirs sur la Fig. 4.27 (a)) et en les recalant dans le temps si leur retard n'excède pas une valeur de $T_{0.2}/2$ prédéfinie (lignes en pointillés rouges). Cette limite temporelle a pour objectif d'étudier exclusivement l'évènement identifié à partir du signal acoustique et non le suivant qui pourrait être associé à une autre durée d'impulsion. La Fig. 4.27 (b) présente ainsi le nombre d'événements N_{ev} associé à un décalage temporel du maximum de corrélation donné. On peut ainsi constater que la majorité des événements présente un retard nul avec le modèle. Ce résultat est tout à fait naturel étant donné que ce sont ces événements qui ont permis d'obtenir la moyenne conditionnelle modèle de la passe 1. Cependant, on peut également observer un nombre important d'événements avec un retard d'environ 1.4×10^{-4} s. Cette valeur est du même ordre que le retard associé à $St \simeq 0.2$ ($T_{0.2} = 1.312 \times 10^{-4}$ s), c'est à dire la fréquence caractéristique du maximum d'amplitude du bruit de mélange ou encore la fréquence privilégiée de passage des grosses structures turbulentes à la fin du cône potentiel. Compte tenu de leur retard, il semblerait donc que ces événements succèdent à ceux qui sont à l'origine de l'évènement étudié. Afin de ne pas les prendre en compte pour la seconde passe, on fixe donc une limite temporelle égale à $T_{0.2}/2$ c'est à dire environ 5 images Schlieren pour cette configuration.

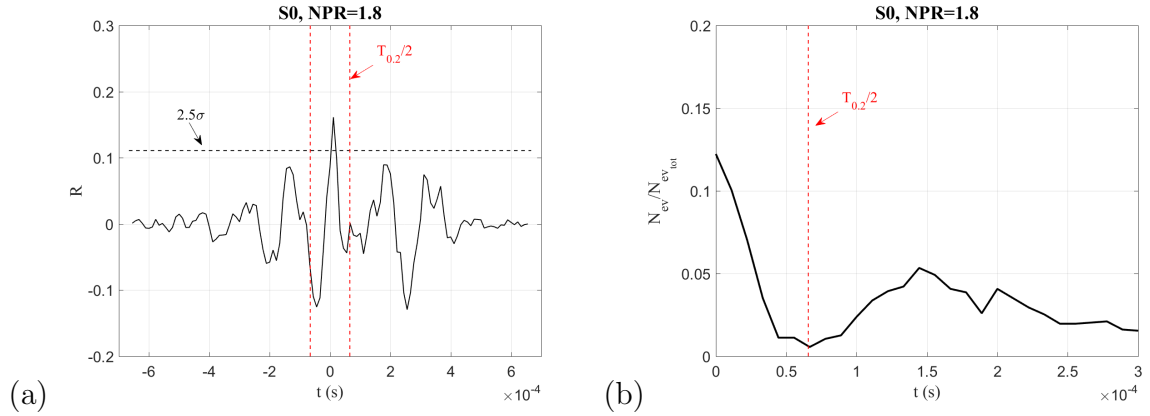


FIGURE 4.27 – (a) Corrélation temporelle globale entre la série d'images de l'événement modèle issu de la première passe et la série d'un événement fort identifié dans le signal filtré au point d'écoute. Les lignes en pointillés rouges indiquent les limites temporelles de sélection de l'événement ($\pm T_{0.2}/2$)) tandis que la ligne noire indique le niveau minimale de sélection (2.5σ).
(b) Analyse du retard associé au maximum de corrélation entre l'événement modèle moyen issu de la première passe et les différents événements d'étude.

Grâce à cette étape d'optimisation, on obtient alors les résultats présentés sur la Fig. 4.28. On peut tout d'abord remarquer que le rapport signal sur bruit ainsi que la résolution spatiale sont significativement améliorés par rapport au résultat de la première passe (Fig. 4.26). Le retard Δt présenté sur cette figure correspond à une durée de 5 images Schlieren soit $5/90000 \simeq 5.6 \times 10^{-6}$ s. En fonction du temps, on constate donc que l'émission d'une intense impulsion acoustique à l'aval (supposée intervenir dans les images Schlieren à t_{Sc}) est précédée du développement de grosses structures tourbillonnaires dans la couche de mélange du jet. Celles-ci croissent et s'intensifient en se déplaçant vers l'aval pour être maximales vers $5 - 7D$ à la date $t_{Sc} - 2\Delta t$ (fin du cône potentiel). À $t = t_{Sc}$, lors de l'émission de l'onde acoustique, l'intensité de ces structures semble être légèrement

diminuée. Cela peut résulter de leur interaction vers la fin du cône potentiel où les couches de mélange gagnent toutes l'axe du jet et le mélange devient maximal. Ces résultats s'accordent donc très bien avec la théorie du bruit de mélange de jet : le rayonnement aval, caractérisé par des intermittences acoustiques fortes, semble être généré par l'interaction de grosses structures tourbillonnaires à la fin du cône potentiel. En plus de ce phénomène principal, il est également possible d'observer des structures aérodynamiques secondaires de plus faible intensité. Ces phénomènes correspondent probablement au développement des perturbations suivantes et témoignent d'une certaine périodicité de ce mécanisme. Enfin, grâce à ces cartographies, on peut également noter que les perturbations à l'origine des impulsions acoustiques ne semblent pas être constituées d'une unique structure tourbillonnaire mais d'un petit train de structures cohérentes dont le centre possède les gradients de densité les plus forts.

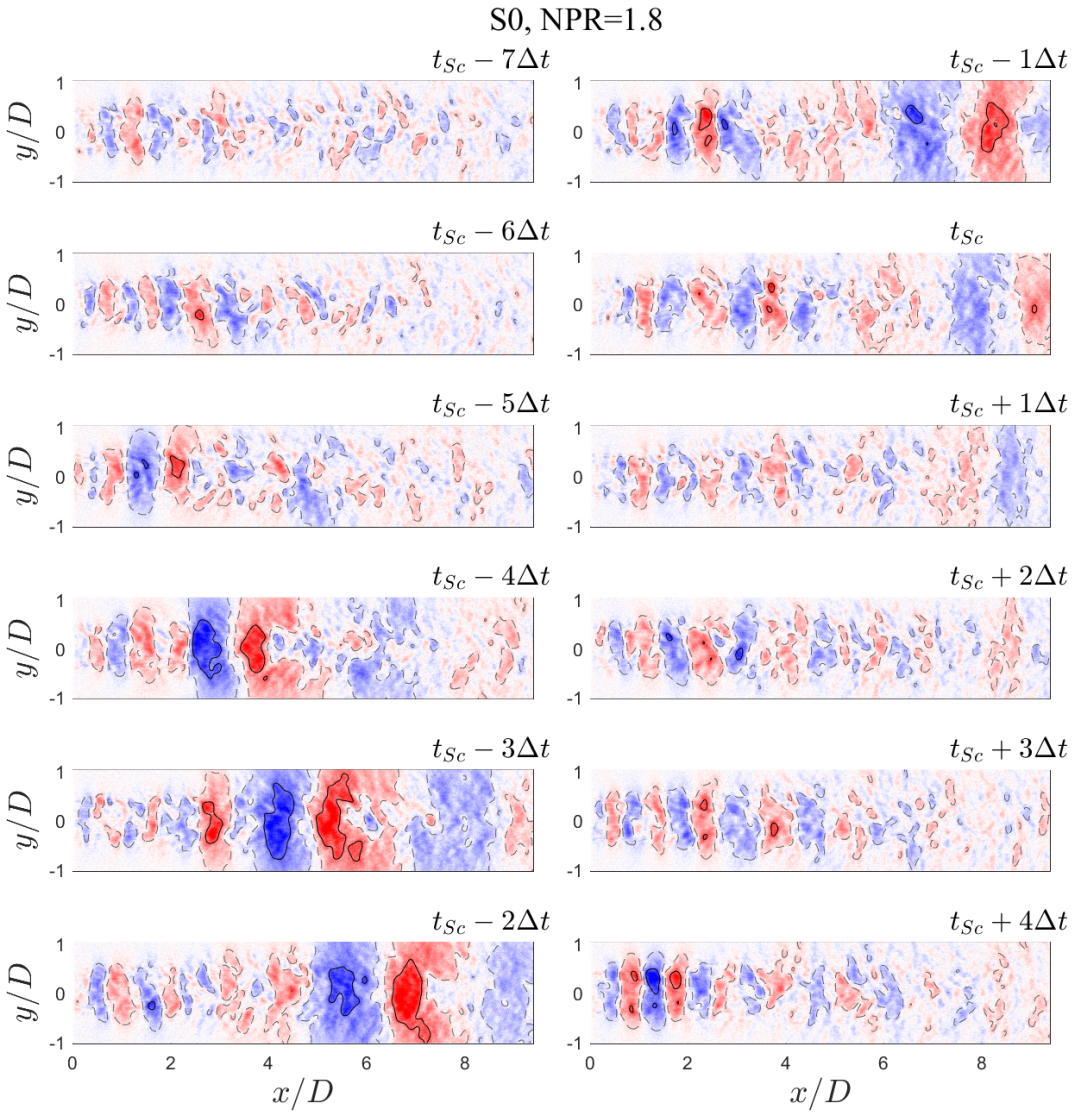


FIGURE 4.28 – Cartographies des moyennes conditionnelles réalisées sur les intermittences positives fortes ($> 1.5\sigma_{30°}$) obtenues sur le microphone à $\Theta = 30°$ pour S0 à NPR= 1.8.

Afin d'étudier plus finement le déplacement et l'intensité de ces phénomènes aérodynamiques, les cartographies précédentes sont moyennées suivant l'axe y entre $-D$ et D. Cela permet ainsi d'augmenter encore le niveau signal sur bruit et de déterminer la position et le niveau des maximas (zones rouges, gradient de densité positif) et minimas (zones bleues, gradient de densité négatif) de contraste traduisant les zones de plus forts gradients de densité (Figs. 4.29 (a) et (b)). Sur ces courbes, la position de ces extremums est donnée en noir tandis que leur niveau est en rouge. Pour plus de clarté, la position est uniquement donnée lors du passage de l'événement principal. On peut ainsi constater un déplacement axial du maximum et minimum à une vitesse de $0.7U_j$ correspondant à la vitesse de convection des structures aérodynamiques dans les jets. De plus, comme mentionné précédemment, le niveau du maximum (respectivement du minimum) croit (décroit) jusqu'à $5-7D$ $(4-5D)$ correspondant à $t_{Sc}-4\Delta t < t < t-2\Delta t$ pour ensuite décroitre (croitre) jusqu'au temps d'émission de l'impulsion acoustique t_{Sc}. Ce changement de signe de la croissance vient du fait qu'une nouvelle structure se développe pendant que la précédente se "dillue". Comme pour les cartographies précédentes, on peut noter l'apparition d'un second phénomène de moindre intensité entre $2\Delta t$ et $6\Delta t$. L'écart temporel entre ce second évènement et le principal, donné par l'intervalle entre les deux maximums de la courbe rouge, est d'environ 3.7×10^{-4} s soit environ $2.8T_{0.2}$. Il s'agit donc probablement du troisième événement consécutif à celui étudié et témoigne une nouvelle fois de la quasi-périodicité du phénomène.

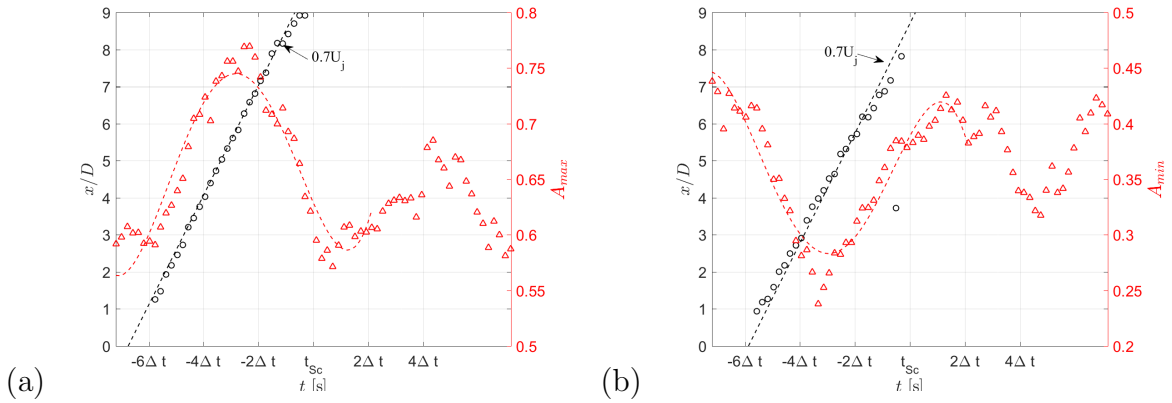


FIGURE 4.29 – Évolution des positions s/D et des niveaux (a) maximums A_{max} (zones rouges sur Fig. 4.28) et (b) minimum A_{min} (zones bleues sur Fig. 4.28) de contraste extraits des moyennes conditionnelles à $\Theta = 30°$ pour S0 à NPR= 1.8. La courbe pointillée rouge donne le polynôme d'ordre 4 s'accordant au mieux par la méthode des moindres carrés, aux maximums et minimums de contraste, tandis que la droite pointillée noire donne la position axiale, au cours du temps, de structures évoluant à une vitesse de $0.7U_j$ avec U_j la vitesse d'écoulement.

Afin de tenter de déterminer la zone d'interaction des structures aérodynamiques, on reporte sur la Fig. 4.30 le niveau maximum de contraste (A_{max}) relevé sur la fenêtre temporelle d'étude pour chaque position axiale. En effet, une réduction du niveau de contraste dans les moyennes conditionnelles signifie que les phénomènes aérodynamiques détectés à partir des différents événements ne sont plus similaires entre eux, décorréllés. On peut donc supposer qu'une décroissance de contraste va apparaître au niveau de la

zone d'interaction des grosses structures turbulentes. En effet, à cet endroit, le mélange des structures entre elles favorise probablement leur dissipation. On peut alors constater sur la Fig. 4.30 une augmentation de A_{max} jusqu'à environ $6.5D$ suivi d'une décroissance. Comme le laissent entrevoir les cartographies précédentes, il semble que cette zone d'interaction des structures aérodynamiques se situe dans la zone de fin du cône potentiel.

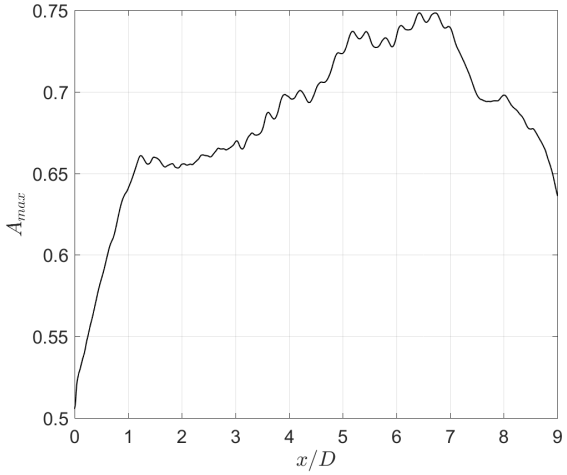


FIGURE 4.30 – Évolution longitudinale du niveau maximum de contraste relevé sur la fenêtre temporelle d'étude pour S0 à NPR= 1.8.

Validation à d'autres points de fonctionnement

Afin de s'assurer qu'un mécanisme similaire est en jeu à d'autres points de fonctionnement, malgré la présence de rayonnements annexes, on trace sur la Fig. 4.31 les cartographies obtenues par moyenne conditionnelle pour NPR= 1.6. Pour ce point de fonctionnement, le rayonnement tonal haute fréquence est présent. On peut alors remarquer l'apparition de fortes structures tourbillonnaires à la sortie du diaphragme à tous les temps d'étude. Comme expliqué en annexe C, celles-ci résultent du rayonnement tonal haute fréquence. En effet, bien que la moyenne conditionnelle soit réalisée sur une durée d'ondelette correspondant à la fréquence privilégiée pour le bruit de mélange, l'omniprésence du rayonnement tonal ainsi que l'intensité des phénomènes qui le génèrent favorise malgré tout son émergence. Rappelons que la pseudo fréquence d'une ondelette n'est pas une fréquence, et que celle-ci contient par conséquent tout une gamme de fréquences de Fourier, ce qui peut expliquer la pollution du signal conditionné par des ondelettes d'une seule pseudo fréquence par des fluctuations tonale d'une fréquence de Fourier très différente. Néanmoins, malgré cet inconvénient, l'utilisation des ondelettes est primordiale pour cette configuration afin de pouvoir sélectionner les événements associés au bruit de mélange, bien que d'intensité plus faible que les sources du bruit tonal. En plus de ces grosses structures, il est ainsi possible d'observer, de la même manière que pour NPR= 1.8, le développement de structures aérodynamiques dans le jet en amont de t_{Sc}. Celles-ci semblent cependant s'intensifier uniquement jusqu'à $4-5D$ correspondant au temps $t_{Sc}-3\Delta t$. Ce développement plus faible, peut probablement s'expliquer par la réduction de la longueur du cône à potentiel qui favorise une interaction plus précoce de

ces grosses structures tourbillonnaires. Enfin, il est également possible de noter une légère diminution de la vitesse de convection de ces structures due tout simplement au fait que le jet est moins rapide. On constate donc qu'un mécanisme similaire à celui observé à NPR= 1.8 apparaît également pour ce point de fonctionnement malgré la présence du bruit tonal et des intenses fluctuations aérodynamiques qui le génèrent. Des résultats comparables, non détaillés ici, ont été obtenus pour les points de fonctionnement supersoniques.

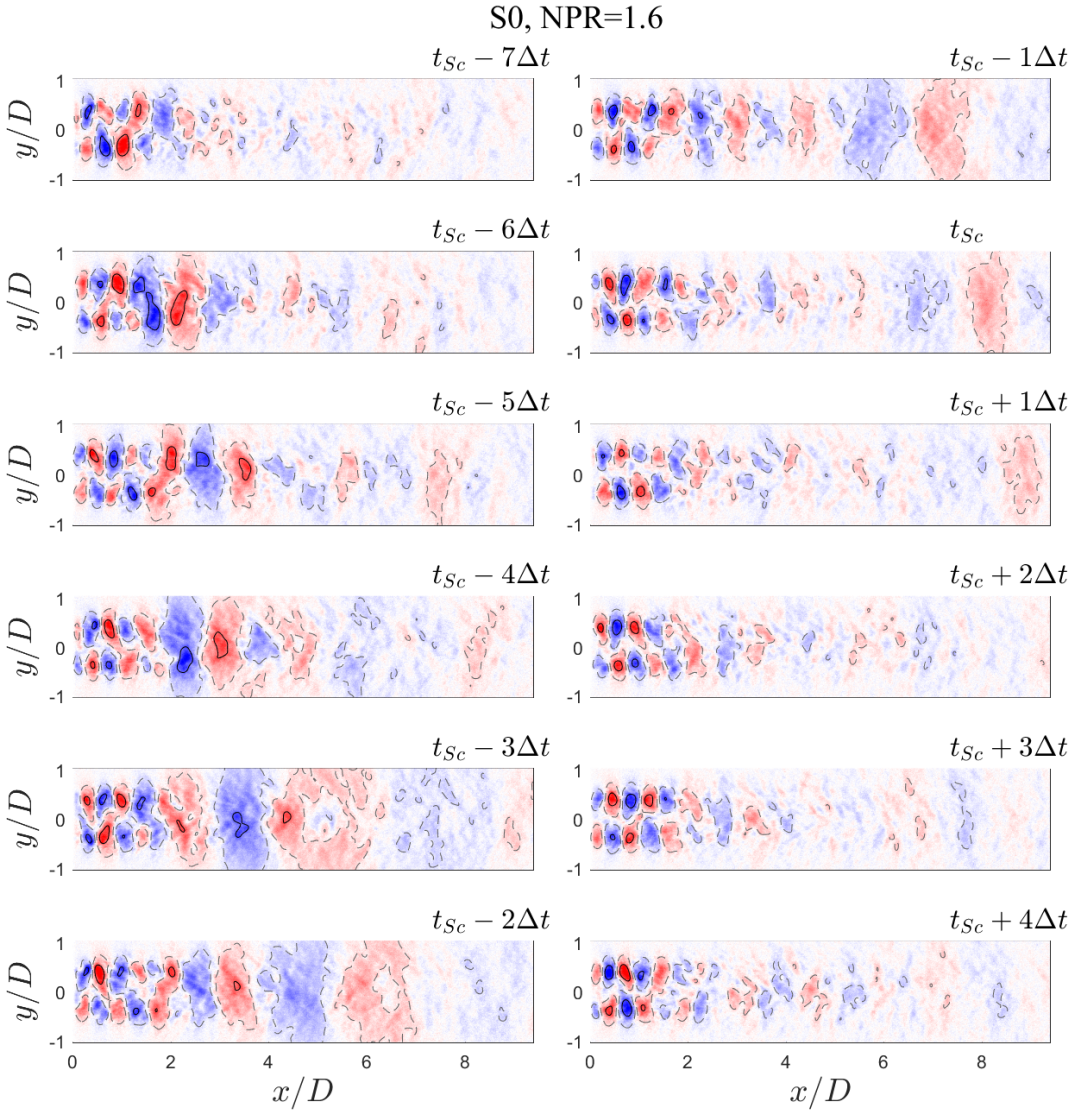


FIGURE 4.31 – Cartographies des moyennes conditionnelles réalisées sur les intermittences positives fortes ($> 1.5\sigma_{30°}$) obtenues sur le microphone à $\Theta = 30°$ pour S0 à NPR= 1.6.

En conclusion, les observations faites à partir des images Schlieren dans le cas du diaphragme S0 à NPR= 1.8 semblent parfaitement s'accorder avec la théorie du bruit de mélange de jet et d'un rayonnement aval généré par l'interaction de grosses structures tourbillonnaires vers la fin du cône à potentiel. Notons également, que des résultats similaires sont obtenus aux autres points de fonctionnement malgré la présence d'autres sources

acoustiques. Pour ces dernières configurations, l'utilisation des ondelettes pour l'identification des intermittences associées au bruit de mélange est d'autant plus intéressante.

4.3.2 Rayonnement associé à la turbulence de petite échelle

On s'intéresse maintenant au rayonnement associé à la turbulence de petite échelle. Une nouvelle fois, la méthode la plus directe et la plus simple pour tenter de faire apparaître les zones de l'écoulement responsables de ce rayonnement et d'analyser la corrélation entre les images Schlieren et les signaux acoustiques obtenus, par exemple, sur le microphone situé à $\Theta = 90°$. Les résultats de cette corrélation sont présentés sur la Fig. 4.32. Contrairement au cas précédent, on peut observer cette fois-ci des niveaux de corrélation nuls entre le signal acoustique et les images Schlieren sur l'ensemble du jet. Ce résultat, bien qu'excluant l'analyse Schlieren pour l'étude de ce rayonnement, est néanmoins cohérent avec la littérature. En effet, le rayonnement associé à la turbulence de petite échelle étant peu cohérent spatialement et peu localisé dans l'espace (l'ensemble de la couche de mélange), il est très difficile de l'étudier par des mesures de corrélation directes comme pour le cas précédent [14]. Pour l'étude de cette source, les mesures aérodynamiques réalisées peuvent donc uniquement être utilisées de manière statistique comme cela a été fait précédemment pour caractériser le développement de la turbulence dans la couche de mélange du jet. Ces résultats statistiques ont notamment montré une croissance des structures tourbillonnaires moyennes dans la couche de mélange vers l'aval.

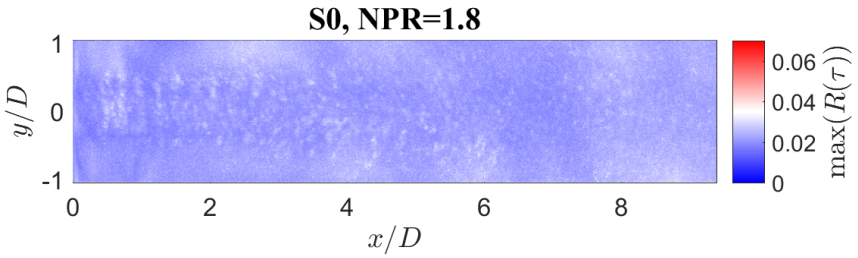


FIGURE 4.32 – Cartographie du maximum de corrélation entre les champs Schlieren et le microphone situé à 90° pour S0, NPR= 1.8.

Pour tenter d'aller plus la loin dans l'étude de cet ensemble de sources malgré les limitations imposées par ses caractéristiques, des mesures de localisation de source ont été réalisées à l'aide d'une antenne linéaire composée de 30 microphones dont les positions et la méthode d'analyse sont détaillés dans le Chap. 2. Cette antenne est dipsosée de façon à ne pas capter le rayonnement, dominant, se propageant vers l'aval. Celle-ci permet ainsi d'étudier le rayonnement associé à la turbulence de petite échelle. La Fig. 4.33(a) présente l'évolution de l'intensité de la distribution des sources en fonction de la position axiale et de la fréquence obtenue par la méthode des sources étendues proposée par Zoppellari et Juvé [128, 127, 129]. Cette évolution est comparée à la loi $St = 50(x/D)^{-2.5}$ (courbe pointillée noire) qui donne une bonne prédiction des mesures dans [16]. On peut ainsi constater que les mesures réalisées sur le diaphragme S0 donnent des positions de source plus à l'amont que celles données par la loi précédente. Cela peut s'expliquer par le fait que

l'origine du jet issu du diaphragme est probablement différente (arête amont) de celle d'un jet issu d'une tuyère conventionnelle du fait de la réduction brutale de section à l'amont. La couche de mélange est alors plus développée à la sortie du diaphragme favorisant ce décalage. Malgré cela l'évolution de cette position en fonction de la fréquence semble quant-à-elle bien conservée : lorsque la fréquence est diminuée, la source du rayonnement semble être décalée vers l'aval. Pour tenter de confirmer cette observation, on trace sur la Fig. 4.33 (b) l'évolution axiale du maximum d'intensité pour chaque fréquence. Ces resultats sont par ailleurs comparés à ceux obtenus par Bogey *et al.* [14] pour un jet issu d'une tuyère convergente à Mach 0.9 en utilisant le même algorithme de localisation. Une nouvelle fois, on peut constater une distribution des sources plus proche de la tuyère pour le cas du diaphragme S0. Néanmoins, l'évolution axiale de ce maximum d'intenisté en fonction de la fréquence est semblable à celle observée par Bogey *et al.* [14]. Les sources responsables du rayonnement à plus basse fréquence sont situées plus à l'aval. Cette observation peut être très bien comprise en l'associant aux résultats obtenus sur l'évolution de l'échelle intégrale des structures turbulentes dans la couche de mélange. En effet, ces résultats ont mis en évidence un développement associé à une croissance des structures turbulentes moyennes vers l'aval. Il est alors raisonnable de penser que ces structures plus grandes, donc cohérentes sur une zone plus étendues, rayonneront plus efficacement et à plus basse fréquence que les petites structures situées plus en amont.

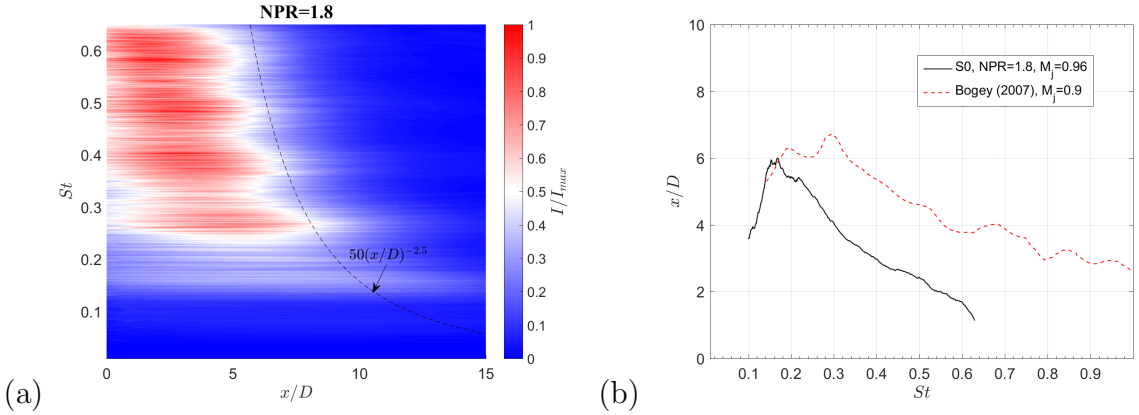


FIGURE 4.33 – (a) Cartographie de l'intensité de la distribution des sources en fonction de la position axiale et de la fréquence. (b) Évolution de la position axiale du maximum d'intensité des sources en fonction de la fréquence. Configuration S0 à NPR= 1.8.

Suite à cette analyse aérodynamique et acoustique exhaustive des jets issus de diaphragmes, on s'intéresse dans la suite aux effets aéroacoustiques induits par la présences de multiples jets parallèles à proximité les uns des autres issus de plaques perforées.

Pour mémoire, dans ce mémoire...

Afin de pouvoir analyser par la suite les effets aéroacoustiques liés à la présence de multiples jets parallèles proches issus de plaques perforées, les caractéristiques aérodynamiques et acoustiques d'un jet unique issu d'un diaphragme ont été analysées. Afin de se concentrer uniquement sur le bruit de mélange, l'étude s'est fo-

calisée dans cette partie au point de fonctionnement subsonique NPR= 1.8 pour lequel uniquement ce rayonnement est présent. D'autres points de fonctionnement sont néanmoins présentés dans les Annexes A et C.

D'un point de vue acoustique tout d'abord, le jet généré par un diaphragme présente des caractéristiques similaires à celles observées dans la littérature pour les jets issus de tuyères plus conventionnelles : le profil des spectres obtenus suit les spectres auto-similaires universels proposés par Tam *et al.* [107] et la position fréquentielle du maximum d'amplitude du bruit de mélange apparaît pour $St \simeq 0.2$ à $\Theta = 30°$ et $St \simeq 0.3$ à $\Theta = 90°$. De la même manière, la directivité du rayonnement ainsi que la loi de puissance associée dans les différentes directions correspondent également bien aux résultats obtenus dans la littérature : évolution suivant U_j^9 pour $\Theta = 30°$ et U_j^7 pour $\Theta = 90°$. En analysant plus finement le rayonnement acoustique mesuré par les microphones dans ces deux directions privilégiées, des particularités remarquables ont pu être identifiées. Le rayonnement vers l'aval est caractérisé par une cohérence temporelle et donc spatiale nettement plus marquée que pour $\Theta = 90°$. Ce résultat s'accorde très bien avec la théorie du bruit de mélange de jet proposée dans la littérature : le rayonnement vers l'aval est généré par l'interaction de grosses structures turbulentes cohérentes vers la fin du cône à potentiel tandis que dans les autres directions, il résulte du mélange de la turbulence de petite échelle dans les couches de cisaillement du jet. Il est donc tout naturel que le rayonnement aval généré par de plus grosses structures turbulentes soit plus cohérent spatialement. Dans cette direction, une augmentation de la cohérence avec le diamètre du diaphragme a été observée. Encore une fois cela peut se comprendre à l'aide de la théorie : l'augmentation de la taille du diaphragme engendre également un allongement du cône potentiel permettant ainsi une croissance plus étendue des structures tourbillonnaires et donc une augmentation de la cohérence du rayonnement.

D'un point de vue aérodynamique, il a pu être observé pour la configuration S0 à NPR= 1.8, l'apparition d'un déficit de vitesse dans le centre du jet probablement dû à la formation d'un disque de Mach à l'entrée du diaphragme. Malgré cela, le développement de la couche de mélange et de sa turbulence, est comparable avec les résultats publiés dans la littérature pour des jets issus de tuyères. L'analyse des corrélations spatiales à partir des mesures PIV a, en outre, permis de confirmer la croissance des structures tourbillonnaires moyennes dans la couche de mélange en se déplaçant vers l'aval. Par ailleurs, pour tenter de valider la présence d'un mécanisme de génération du rayonnement aval similaire à celui proposé dans la littérature, une moyenne conditionnelle a été effectuée entre le signal acoustique à $\theta = 30°$ et les mesures Schlieren. L'identification d'événements acoustiques impulsionnels et sporadiques a été effectuée à l'aide d'une décomposition en ondelettes et le retard dû à la propagation acoustique a été déterminé grâce à un calcul de corrélations. Cette analyse a ainsi révélé l'apparition et le développement de grosses structures turbulentes dans la couche de mélange du jet préalablement à l'émission d'ondes sonores intermittentes en direction de l'aval. Ces ondes sont générées lorsque ces structures arrivent à la fin du cône potentiel où elles sont progressivement atténuées. Ces résultats s'accordent donc parfaitement avec la théorie proposée dans la littérature. À $\Theta = 90°$, le

rayonnement est très peu cohérent, il ne peut donc pas être analysé par corrélation directe entre les mesures aérodynamiques et acoustiques. Pour pallier cela, les sources ont été localisées à l'aide d'une antenne linéaire. Cela a permis de vérifier que la fréquence des sources diminue en s'éloignant de l'orifice comme cela a déjà été montré pour des jets issus de tuyères. Ce résultat s'explique par la croissance des structures tourbillonnaires dans la couche de mélange au cours de leur convection vers l'aval. En croissant, ces structures rayonnent de façon plus cohérente et à des fréquences plus basses.

CHAPITRE

5

BRUIT DE MÉLANGE EN SORTIE DE PLAQUES PERFORÉES

Ce chapitre est dédié à l'étude du bruit de mélange généré par les plaques perforées décrites au Chap. 2. Dans le contexte de la réduction du bruit des jets de sortie des moteurs d'avion, il a été montré dans la revue de littérature que les tuyères à jets multiples pouvaient, à section équivalente, apporter des améliorations significatives par rapport à des géométries conventionnelles, notamment aux basses fréquences sans trop altérer les performances aérodynamiques. On peut donc espérer que des conclusions similaires peuvent s'appliquer dans le cas présent de plaques perforées par rapport à un diaphragme équivalent.
L'objet de ce chapitre est donc dans un premier temps, d'analyser le rayonnement en champ libre généré par des écoulements à travers des plaques perforées. Cette investigation s'appuiera notamment sur une étude exhaustive des principaux paramètres de dimensionnement de ces plaques. Dans un second temps, ces mesures acoustiques seront également utilisées afin de caractériser le bruit de mélange des jets multiples à la lumière des résultats obtenus à ce sujet dans le cas des jets issus de diaphragmes. Enfin, nous exploiterons des mesures aérodynamiques pour caractériser et comparer le développement de l'écoulement et de la turbulence à la sortie des plaques perforées par rapport à la configuration S0 précédente. Nous chercherons également à identifier les mécanismes aérodynamiques responsables du bruit de mélange. À l'instar de l'étude sur le bruit de mélange des jets issus de diaphragmes, nous nous limiterons au point de référence à NPR= 1.8 (cf Tab. 3.2), afin focaliser notre investigation sur le bruit de mélange.

5.1 Résultats acoustiques

5.1.1 Champ lointain

Les observations précédentes sur les diaphragmes ont montré que le bruit de mélange généré, possède des caractéristiques similaires à celles décrites dans la littérature : le rayonnement vers l'aval, dominant, possède une corrélation spatiale nettement plus marquée que dans les autres directions et se carractérise également par des pentes plus raides de son spectre qui s'accorde tres bien avec le gabarit spectral "universel" de Tam *et al.* [107] associé au rayonnement des grosses structures turbulentes. À $\Theta = 90°$, le spectre est, quant à lui, plus évasé et s'accorde avec le gabarit associé à la turbulence de petite échelle. On se propose de reprendre la même méthodologie d'analyse dans le cas des plaques perforées. La Fig. 5.1 présente ainsi les spectres en champ lointain obtenus à $\Theta = 30°$ et $90°$ pour les plaques perforées (a) S1D1N1e1, (b) S1D1N1e3, (c) S1D3N3e1 et (d) S1D3N3e3 à NPR= 1.8 et les compare aux gabarits spectraux précédemment cités.
Tout d'abord pour S1D1N1e1 (Fig. 5.1 (a)), on peut remarquer un très bon accord entre le gabarit G (associé à la turbulence de petite échelle) et le rayonnement à $\Theta = 90°$ sur toute la plage fréquentielle d'étude. De la même manière que pour les diaphragmes, on peut également noter que le spectre tend à devenir plus raide vers l'aval ($\Theta = 30°$). Dans cette direction, il s'accorde très bien avec le gabarit spectral de Tam associé aux grosses structures turbulentes pour les basses et moyennes fréquences. Au delà de $St = 0.1$ en revanche, ce gabarit sous-estime très nettement le niveau acoustique mesuré. On peut de plus noter que le maximum d'amplitude du bruit de mélange apparaît pour cette plaque perforée à des nombres de Strouhal très différents de ceux obtenus dans le cas des diaphragmes et dans la littérature : $St \simeq 0.06$ pour $\Theta = 30°$ et $St \simeq 0.1$ pour $\Theta = 90°$. Malgré ces différences, la modification du profil du spectre entre ces deux directions d'étude semble montrer que la double source du bruit de mélange est toujours présente dans le cas des plaques perforées. Notons que ce décalage du maximum d'amplitude vers les basses fréquences suggère que la zone source des grosses structures est plus à l'aval qu'elle ne l'est pour le trou isolé S0 de même diamètre que celui des perforations de cette grille. Les spectres associés à la plaque S1D1N1e3 sont présentés sur la Fig. 5.1 (b). Elle possède le même nombre et la même taille de perforations que la précédente mais leur espacement est augmenté. On peut alors constater une modification significative du rayonnement acoustique surtout vers l'aval. En effet, dans cette direction, la bosse caractéristique du bruit de mélange se scinde en deux parties : la bosse à basse fréquence dont l'amplitude a diminué par rapport au cas S1D1N1e1 s'associe à une deuxième bosse allant de pair avec une augmentation de la partie haute fréquence du spectre. Ce spectre à deux bosses distinctes, est en accord avec les observations faites sur les tuyères à jets multiples présentées dans la Sec.1. Pour être cohérent avec ces études, la bosse à haute fréquence sera nommée dans la suite bosse de pré-mélange (BM) tandis que celle à basse fréquence sera nommée bosse de post-mélange (BPM). Nous verrons ultérieurement que ces dénominations ne sont pas toujours très heureuses pour décrire précisément les phénomènes physiques sous-jacents, en particulier à l'aval. À $\Theta = 30°$, les maximas d'amplitude de la BPM et de la BM apparaissent respectivement à $St \simeq 0.045$ et à $St \simeq 0.2$ pour S1D1N1e3. Pour la BM, on retrouve donc une grandeur comparable à celle de la littérature. À $\Theta = 90°$, les hautes fréquences sont également augmentées par rapport à la prédiction donnée par le gabarit G de Tam mais il est difficile de distinguer

clairement deux bosses comme à 30°. Le même exercice est maintenant réalisé pour les plaques perforées S1D3N3e1 et S1D3N3e3 respectivement sur les Figs. 5.1 (c) et (d). Ces grilles possèdent la même section de passage ainsi que le même espacement de perforation que les précédentes mais le nombre et le diamètre de leurs perforations est différent. Notons que pour ces configurations, les spectres à hautes fréquences sont plus bruités. Cela résulte de l'utilisation d'une antenne de structure plus encombrante, responsable de réflexions acoustiques plus marquées (antenne utilisée lors des deux premières campagnes de mesure). Pour la plaque perforée S1D3N3e1, dont les perforations sont les plus proches, on peut observer des résultats assez similaires à ceux de S1D1N1e1. Les gabarits spectraux "universels" de Tam permettent, en effet, de bien prédire le rayonnement à $\Theta = 30°$ et $\Theta = 90°$ pour les basses et moyennes fréquences mais sous-estiment nettement les hautes fréquences. Les maximas d'amplitude apparaissent également pour des valeurs nettement inférieures à celles données dans la littérature : $St \simeq 0.02$ à $\Theta = 30°$ et $St \simeq 0.03$ à $\Theta = 90°$. En augmentant maintenant l'espacement des perforations (S1D3N3e3, Fig. 5.1 (d)), on constate à nouveau l'apparition de deux bosses bien distinctes. Cette fois, la BM est très marquée et émerge également à $\Theta = 90°$. Tel qu'observé par Sheen [102, 101], il semble donc que l'espacement des perforations ait un effet significatif sur le niveau du rayonnement haute fréquence. Pour cette configuration, les maximas d'amplitude associés à chacune des bosses sont obtenus pour $St \simeq 0.01$ et 0.18 respectivement pour la BPM et la BM à $\Theta = 30°$ et $St \simeq 0.02$ et 0.4 à $\Theta = 90°$. De la même manière que pour S1D1N1e3, les valeurs obtenues pour la BM sont comparables à celles données dans la littérature pour le bruit de mélange de jet.

Afin d'analyser l'évolution du profil des spectres en fonction de l'angle d'observation, on trace sur la Fig. 5.2, de la même manière que pour les diaphragmes, les spectres en champ lointain obtenus pour $\Theta = 30°$, 50°, 90°, 120° et 150° pour les plaques perforées S1D1N1e1 et S1D1N1e3 à NPR= 1.8. Pour la première grille dont les perforations sont les plus proches, on obtient des profils de spectre assez similaires à ceux observés dans le cas des diaphragmes malgré un fort décalage fréquentiel repérable par la réduction importante du Strouhal associé au maximum d'amplitude dans toutes les directions. L'évasement du spectre et la réduction de son maximum lorsque Θ augmente traduit une nouvelle fois la probable présence de la double source du bruit de mélange pour cette configuration multi-jets. En augmentant maintenant l'espacement des perforations, on obtient les résultats de la Fig. 5.2 (b) (S1D1N1e3). On remarque alors la présence de la double bosse identifiée dans les spectres précédents principalement pour $\Theta = 30°$. Lorsque cet angle augmente, la BPM semble en effet se réduire ; le spectre devient alors plus évasé et se réduit à une bosse unique. La modification brutale de la forme des spectres entre $\Theta = 30°$ et $\Theta > 30°$ semble néanmoins une nouvelle fois traduire des mécanismes sources différents dans les deux directions. Notons par ailleurs que pour cette configuration pour laquelle les perforations sont plus espacées, le nombre de Strouhal associé au maximum d'amplitude de la BM est cohérent avec les résultats obtenus dans le cas des diaphragmes et dans la littérature. Enfin, il est également possible de remarquer que les spectres sont fortement perturbés pour $\Theta = 150°$. Ces perturbations résultent probablement des dimensions imposantes du porte échantillon qui fait alors office de baffle, engendrant des réflexions et diffractions acoustiques importantes.

Pour aller plus loin dans l'analyse de la directivité, on trace sur la Fig. 5.3 les valeurs OASPL mesurées entre 100 et 40000 Hz en fonction du point de fonctionnement et de l'angle d'observation pour les mêmes configurations que la Fig. 5.1. Comme pour les

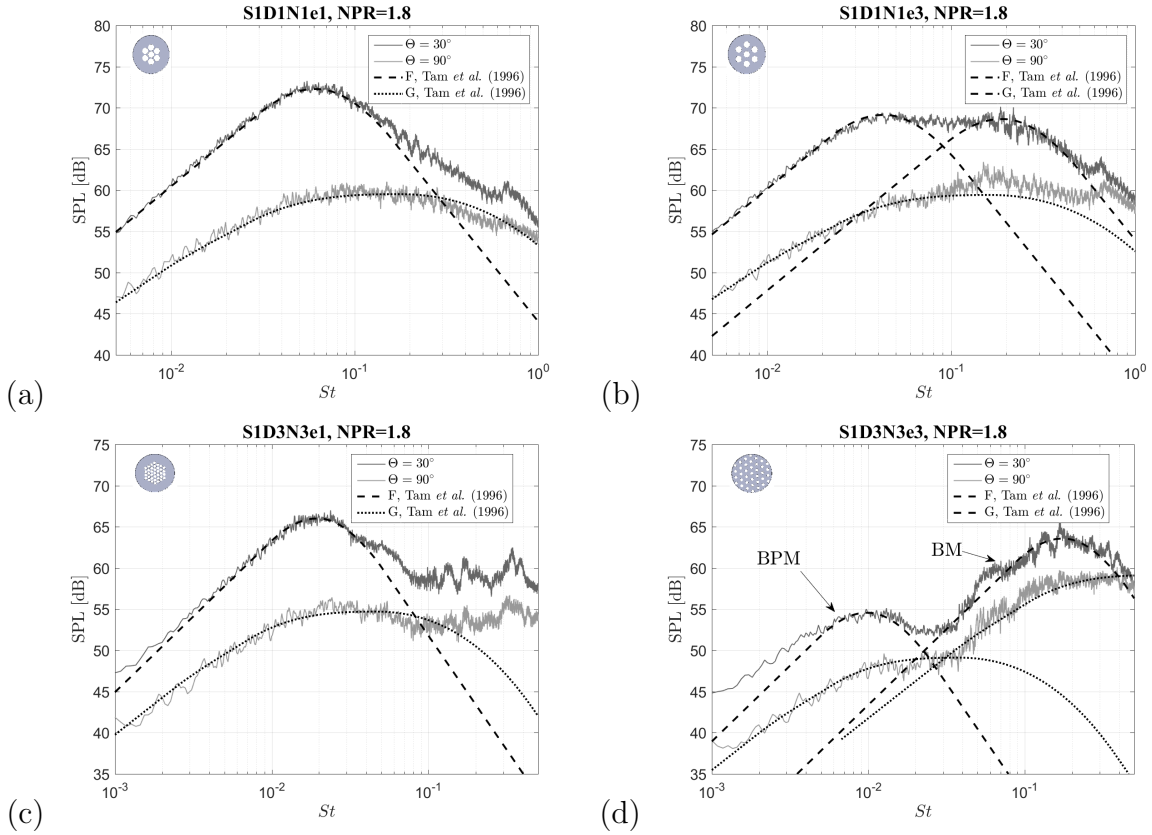


FIGURE 5.1 – Comparaisons des spectres acoustiques en champ lointain à $\Theta = 30°$ et 90° avec les spectres autosimialires de Tam *et al.* [107] pour les plaques perforées : (a) S1D1N1e1, (b) S1D1N1e3, (c) S1D3N3e1 et (d) S1D3N3e3.

diaphragmes, on peut alors noter que dans l'ensemble des configurations le rayonnement vers l'aval domine nettement. Ce résultat est caractéristique du bruit de mélange de jet. En analysant maintenant plus en détail les différentes configurations, on peut observer pour S1D1N1e1 des profils de directivité similaires à ceux observés sur les diaphragmes lorsque seul le bruit de mélange est présent ($NPR > 1.2$). Pour NPR= 1.2, la présence du bruit tonal subsonique perturbe la directivité. Celui-ci semble en effet augmenter le niveau acoustique à 50° et 70° tel que cela est observé dans l'annexe C. Pour NPR= 1.4, ce bruit tonal est toujours présent mais apparaît sous forme d'une unique raie fine et n'engendre donc pas de forte augmentation du niveau acoustique dans ces directions. Pour S1D1N1e3, des résultats assez similaires sont obtenus pour les régimes hauts subsoniques et bas supersoniques. Le bruit tonal subsonique pour les NPR= 1.2 et 1.4 étant très marqué, il en résulte des courbes de directivité fortement perturbées et augmentées. Pour plus de clarté, celles-ci ne sont donc pas représentées sur la Fig. 5.3 (b). Pour NPR= 1.6, des traces de ce rayonnement persistent encore. Elles sont marquées une nouvelle fois par une augmentation du niveau à 50° et 70° (cf Annexe C). Enfin, pour NPR= 3.2 et 3.4, une augmentation significative du bruit entre $\Theta = 80°$ et 150° apparaît. Celle-ci résulte très probablement de l'apparition de la bosse haute fréquence observée sur les spectres Fig. 3.3 (c) et associée à du bruit de choc à large bande. La directivité obtenue (augmentation du niveau pour les plus grands angles Θ), semble confirmer cette hypothèse. Pour les

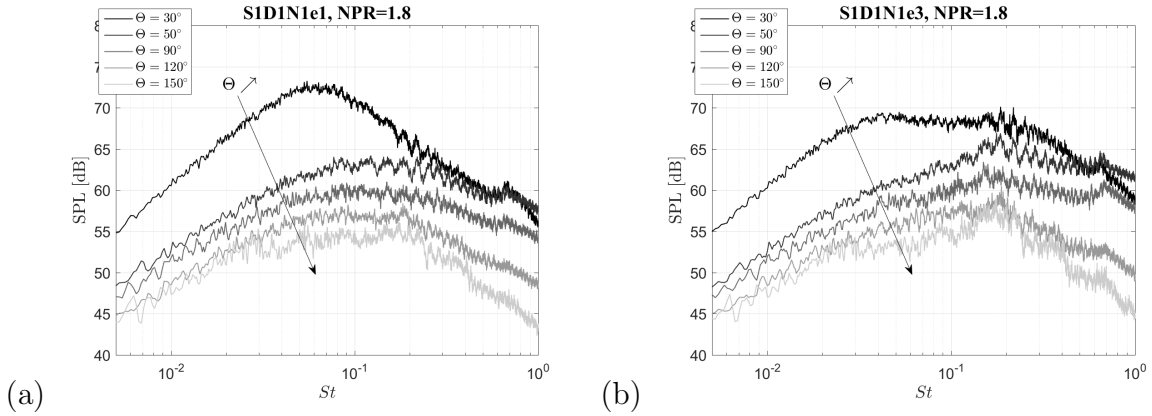


FIGURE 5.2 – Évolution des spectres acoustiques en champ lointain en fonction de Θ à NPR= 1.8 pour les plaques perforées : (a) S1D1N1e1 et (b) S1D1N1e3.

grilles S1D3N3e1 et S1D3N3e3, de plus faible taille de perforation (Figs. 5.3 (c) et (d)), des résultats globalement similaires sont obtenus : pour les régimes hauts subsoniques et supersoniques où uniquement le bruit de mélange est présent, le rayonnement domine à l'aval puis décroit lorsque Θ augmente, tandis que pour les plus faibles NPR subsoniques, la présence du bruit tonal engendre une augmentation du niveau acoustique à environ 50° et 70°.

Toujours dans l'optique de suivre la même méthodologie d'analyse que dans le cas des diaphragmes, on trace sur la Fig. 5.4, la loi de puissance associée au maximum d'amplitude du bruit de mélange des plaques perforées S1D1N1e1-e2-e3 et S1D3N3e1-e2-e3. Le bruit de choc étant peu présent dans ces configurations, l'analyse est réalisée jusqu'à $M_j = 1.5$. Pour la première série de grilles S1D1N1e1-e2-e3 (Fig. 5.4 (a)), on peut alors retrouver une loi de puissance en M_j^9 à $\Theta = 30°$, similaire aux résultats de la littérature dans le cas des jets simples, tandis que l'exposant de la loi de puissance est réduit à 6 pour $\Theta = 90°$. Cette dernière valeur qui évoque plus du bruit dipolaire d'un obstacle solide que du bruit de jet, est non seulement surprenante, mais aussi plus faible que celle obtenue sur les diaphragmes. Malgré cela et conformément à la théorie du bruit de mélange de jet, on retrouve bien pour ces plaques perforées des lois de puissance différentes dans les deux directions caractéristiques d'étude. Notons que pour cette série de grilles, le maximum d'amplitude correspond à celui de la bosse à basse fréquence. En effet, même pour S1D1N1e3, celle-ci domine à tous les points de fonctionnement et tend même à émerger de plus en plus significativement lorsque le NPR augmente. Nous expliquerons les raisons de ce phénomène dans la suite. Pour les plaques perforées S1D3N3e1 et S1D3N3e2, des lois de puissance similaires aux diaphragmes sont obtenues (M_j^9 pour $\Theta = 30°$ et M_j^7 à 90°) et le maximum d'amplitude relevé correspond à nouveau à celui de la BPM. En revanche pour S1D3N3e3, c'est cette fois-ci la bosse haute fréquence qui domine le spectre à tous les points de fonctionnement. On obtient alors des exposants réduits pour les lois de puissance dans les deux directions : M_j^5 à 30° et M_j^6 à 90°. La forte réduction dans le cas de la loi de puissance à 30° semble alors indiquer des mécanismes sources responsables de la BM légèrement différents de ceux générant la BPM et/ou la présence de perturbations acoustiques marquées (masquage des jets extérieurs sur les jets intérieurs). Par ailleurs, cette ressemblance avec du bruit dipolaire pourrait être liée à la taille importante et à la

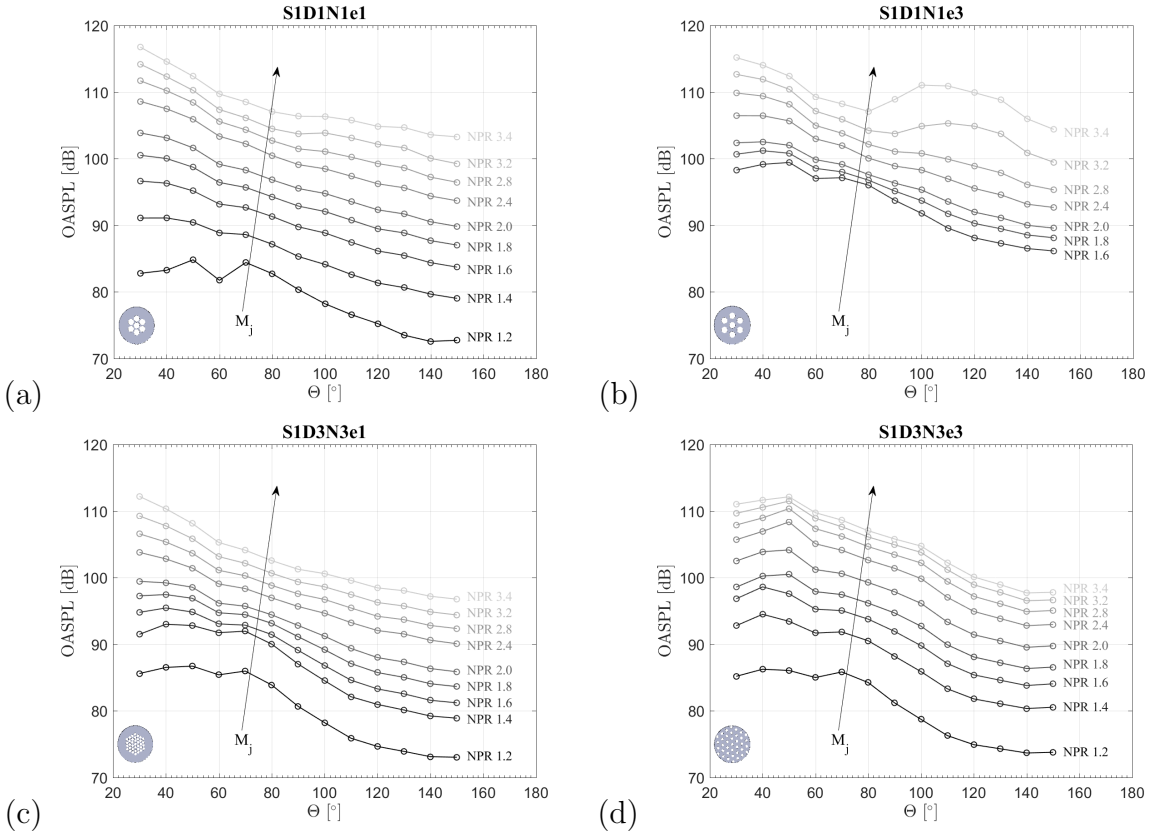


FIGURE 5.3 – Directivité en fonction du NPR pour les plaques perforées : (a) S1D1N1e1 (b) S1D1N1e3, (c) S1D3N3e1 et (d) S1D3N3e3.

proximité du disque perforé et du porte-échantillon. À ce stade, il est difficile d'aller plus loin dans la validation de cette interprétation et dans l'explication du mécanisme sous-jasent car son ampleur ne semble pas être liée de façon simple aux facteurs géométriques.

Nous avons pu constater grâce aux spectres présentés jusqu'à présent, que de légères modifications géométriques comme une augmentation de l'espacement des perforations engendrent de fortes transformations du champ lointain. L'objet de la sous-section suivante est donc d'identifier clairement les effets acoustiques associés à chacun de ces paramètres géométriques et ainsi établir des tendances d'évolution permettant d'adapter le bruit de mélange généré par de tels systèmes.

5.1.2 Effets acoustiques des paramètres géométriques

Avant de débuter l'étude paramétrique acoustique des plaques perforées, il est intéressant de rappeler les principaux résultats obtenus dans la littérature dans le cas des tuyères à jets multiples. En effet, il a été montré, pour ces géométries, que le rayonnement en champ lointain est composé de deux bosses distinctes. La bosse à haute fréquence, ou de pré-mélange et de mélange, résulte du rayonnement associé à la turbulence des petits jets issus de la tuyère ainsi que de la zone où ils se mélangent. La bosse à basse fréquence ou de post-mélange, quant-à-elle, est générée par la turbulence du gros jet équivalent formé à l'aval à partir du mélange de l'ensemble des petits jets. D'un point de vue acoustique,

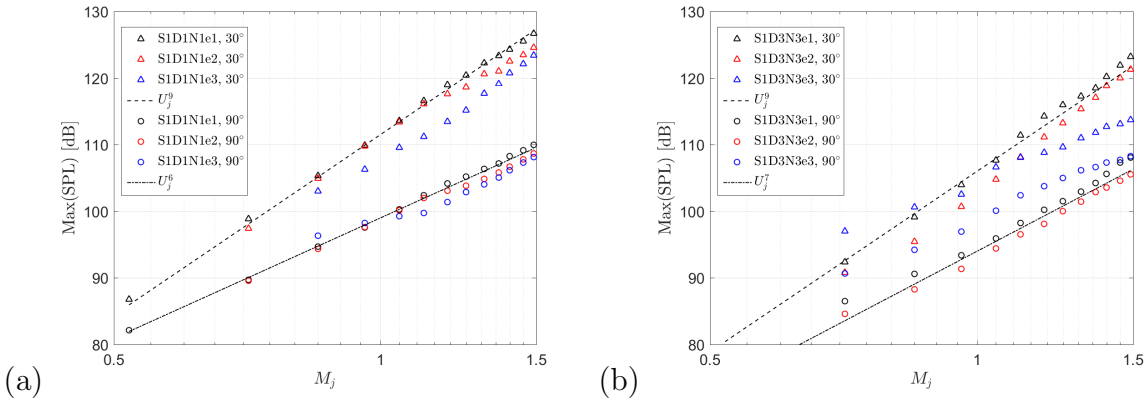
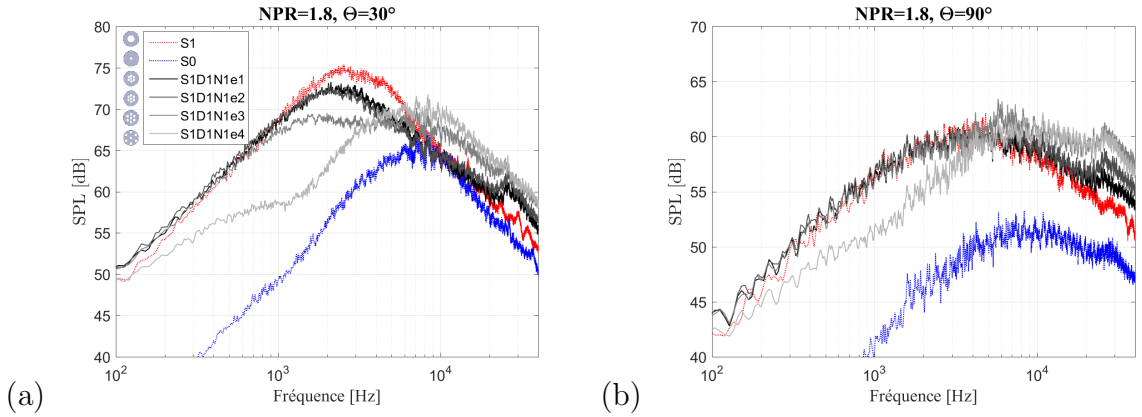


FIGURE 5.4 – Évolution du niveau du maximum d'amplitude du bruit de mélange en fonction du Mach parfaitement détendu pour les plaques perforées : (a) S1D1N1e1-e2-e3 et (b) S1D3N3e1-e2-e3.

il a, par ailleurs, été montré que les jets intérieurs pouvaient faire l'objet d'un masquage du fait de réflexions et réfractions par ceux de l'extérieur favorisant ainsi une réduction de leur contribution acoustique au champ lointain dans certaines directions.
En supposant que des phénomènes similaires apparaissent dans le cas des plaques perforées, il en résulte qu'une variation des paramètres géométriques de celles-ci, comme la taille des perforations ou leur espacement, résultera en un mélange plus ou moins tardif de jets de différentes dimensions qui se traduira par une forte modification du rayonnement acoustique global. En maitrisant ces effets, il serait alors possible de contrôler le bruit de mélange en jouant sur sa répartition spectrale dans la gamme audible.
On se propose dans un premier temps d'analyser l'effet de l'espacement des perforations. Pour ce faire, on trace sur la Fig. 5.5, les spectres en champ lointain à $\Theta = 30°$ et $90°$ pour les plaques perforées S1D1N1e1-e2-e3-e4 à NPR= 1.8. Ces configurations sont également comparées au diaphragme de section équivalente S1 en rouge ainsi qu'au diaphragme S0 correspondant à une perforation isolée en bleu. À 30°, on peut tout d'abord observer une diminution du maximum d'amplitude par rapport au diaphragme équivalent pour les 4 plaques perforées. Ce résultat n'est en revanche pas vrai à $\Theta = 90°$ où le niveau maximum des grilles avec les perforations les plus espacées, est légèrement supérieur à celui obtenu avec S1. En outre, en comparant les plaques perforées entre elles, on peut noter à l'aval que l'augmentation de l'espacement des perforations semble amplifier la bosse à haute fréquence et atténuer celle à basse fréquence. Cette dernière est par ailleurs également décalée vers les basses fréquences. Ce dernier résultat est en désaccord avec les observations faites par Sheen [102, 101] mais s'explique simplement par des géométries étudiées différentes (orifices disposés en cercle, ne permettant pas la formation d'un gros jet équivalent à l'aval). Dans notre cas, l'augmentation de l'espacement des perforations engendre un transfert de l'énergie acoustique de la BPM vers la BM. Cela peut s'expliquer par un mélange plus tardif des petits jets issus des perforations et donc un accroissement de la zone de pré-mélange et de mélange. Le rayonnement acoustique associé à ces zones (BM) est alors augmenté tandis qu'il est diminué dans la zone de post-mélange car le pré-mélange et le mélange des petits jets ont commencé à homogénéiser l'écoulement diminuant ainsi la vitesse maximale sur l'axe et donc les gradients moyens entre l'axe et

la périphérie du jet "équivalent" résultant : les grosses structures à l'origine de la BPM sont donc moins intenses que pour le diaphragme S1. Cela est accentué par le fait que la section du jet équivalent résultant est plus grande que celle du jet issu du diaphragme S1 et croît avec l'espacement des perforations : les structures qu'il génère sont donc plus grosses et alimentées par des gradients plus étalés, ce qui les rend encore moins intenses. Par ailleurs, à diamètre croissant et Strouhal constant ($St = fD/U_j \approx 02.$), la fréquence de ces structures est plus basse, ce qui est en accord avec le décalage du maximum de la BPM vers la gauche que l'on peut noter sur la Fig. 5.5. Enfin, afin de confirmer le rôle dominant des petits jets dans le rayonnement de la bosse haute fréquence, celle-ci est comparée au spectre obtenu avec le diaphragme S0 dont le diamètre est égal à celui des perforations. On peut alors constater que le profil ainsi que la plage fréquentielle obtenus s'accordent parfaitement à la bosse haute fréquence observée sur les plaques perforées dont l'espacement des perforations est le plus important. Cela explique également l'obtention précédente d'un Strouhal associé au maximum d'amplitude de la BM similaire à celui observé pour les diaphragmes et de manière générale pour les jets. À 90°, les deux bosses sont moins marquées mais des résultats similaires sont néanmoins obtenus : l'augmentation de l'espacement des perforations engendre une augmentation du rayonnement haute fréquence associée à une réduction des basses fréquences. Notons que des résultats similaires ont également été obtenus à d'autres points de fonctionnement même en présence d'autres sources (Annexe A).

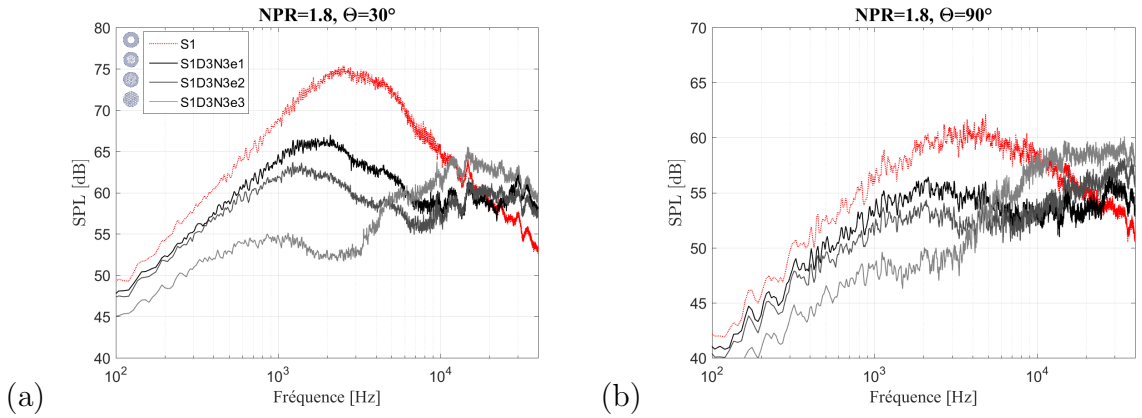


(a) (b)

FIGURE 5.5 – Spectres acoustiques en champ lointain à NPR= 1.8 pour les plaques perforées S1D1N1e1-2-3-4 ainsi que les diaphragmes S1 et S0 aux angles polaires : (a) $\Theta = 30°$ et (b) $\Theta = 90°$. Étude de l'effet de l'espacement des perforations.

On réitère maintenant cette étude dans le cas de la série de plaques perforées : S1D3N3e1-e2-e3 (Fig. 5.6). Celles-ci possèdent donc une même section de passage que les précédentes mais un nombre plus important de perforations dont le diamètre est réduit. Par rapport au diaphragme de section équivalente S1, toujours donné en rouge, on peut constater une diminution du maximum d'amplitude encore plus marquée que précédemment, et ceci, dans les deux directions d'écoute présentées. Cette diminution s'accompagne également d'une augmentation significative des hautes fréquences par rapport à S1. Comme pour les grilles précédentes, l'augmentation de l'espacement des perforations engendre une nouvelle fois une augmentation de la BM ainsi qu'une réduction de la BPM associée à un décalage vers les basses fréquences de cette dernière. Ces effets

sont néanmoins plus marqués que précédemment. Il semble donc que le principal critère les favorisant n'est pas uniquement l'espacement des perforations mais le rapport entre cet espacement et le diamètre de celles-ci (e/D).



(a) (b)

FIGURE 5.6 – Spectres acoustiques en champ lointain à NPR= 1.8 pour les plaques perforées S1D3N3e1-2-3 ainsi que les diaphragmes S1 et S0 aux angles polaires : (a) $\Theta = 30°$ et (b) $\Theta = 90°$. Étude de l'effet de l'espacement des perforations.

Pour tenter de confirmer cette hypothèse, on trace sur la Fig. 5.7 (a) l'évolution du maximum d'amplitude de la bosse à basse fréquence (BPM) en fonction du rapport e/D pour l'ensemble des plaques perforées de section S1. Ces grandeurs ont été obtenues en relevant sur les spectres le niveau associé au nombre de Strouhal caractéristique de la BPM identifiée à l'aide du modèle détaillé dans la Sec. 5.4 ($St \simeq 0.2$ en se basant sur le diamètre du cercle circonscrit à l'ensemble des perforations). Comme attendu, on peut alors observer une réduction significative du niveau de la BPM lorsque e/D augmente. Malgré les écarts entre les différentes configurations, cette réduction semble être linéaire. En effectuant alors une régression linéaire sur les résultats obtenus à différents points de fonctionnement, on peut constater que la pente reste relativement constante et environ égale à -12.7 dB par unité. En d'autres termes le niveau de BPM diminue de 12.7 dB lorsque le rapport e/D augmente de 1. Bien entendu dans les conditions limites où les petits jets issus des perforations sont suffisamment loin pour ne plus interagir entre eux, la bosse basse fréquence est totalement supprimée. Dès lors, uniquement la contribution des jets, pris indépendamment, sera alors à considérer en y associant les éventuels masquages acoustiques. Si l'écartement devenait très grand, ce qui n'a pas été testé ici, les effets de masquages devraient finir par s'estomper et l'on retrouverait le champ rayonné par N1, N2 ou N3 jets isolés de diamètres respectifs D1, D2, ou D3. On peut observer cette tendance sur la Fig. 5.5 où les spectres à 90° tendent vers celui de S0 augmenté d'une dizaine de dB (8.5 dB attendus pour N1= 7). A 30°, cette augmentation n'est que d'environ 5 dB, ce qui n'est pas surprenant puisque la BPM n'est pas complètement effacée, même pour le plus grand écartement. Notons que des résultats similaires ont été obtenus dans la configuration confinée bien que la pente soit légèrement différente (annexe B). L'ordonnée extrapolée à l'origine associée à chacune de ces régressions linéaires est quant à elle tracée sur la Fig. 5.7 (b) en fonction du Mach parfaitement détendu. On retrouve alors une évolution suivant une loi en puissance 9 caractéristique du bruit de mélange de jet à l'aval. Pour réduire le rayonnement acoustique basses et moyennes fréquences de tels systèmes, il semble donc

intéressant de réduire le rapport e/D.

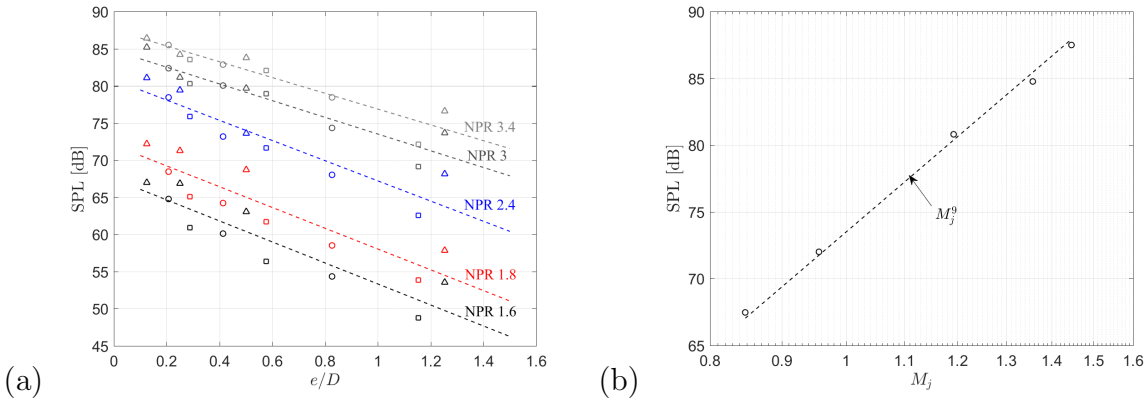


FIGURE 5.7 – (a)Évolution du maximum d'amplitude de la bosse haute fréquence en fonction du rapport e/D pour les plaques perforées de section S1 à $\Theta = 30°$. Les triangles représentent les plaques perforées : S1D1N1e1-e2-e3-e4, les cercles : S1D2N2e1-e2-e3 et les carrés : S1D3N3e1-e2-e3. (b) Ordonnée à l'origine associée à la régression linéaire de l'évolution du maximum d'amplitude de BPM en fonction de e/D.

On s'intéresse maintenant à l'effet du diamètre des perforations pour un espacement fixé. Bien entendu, afin de conserver une section de passage équivalente, le nombre de perforations est adapté à leur diamètre. La Fig. 5.8 présente ainsi les spectres en champs lointain obtenus pour les séries de plaques perforées S1D1-2-3N1-2-3e1 et S1D1-2-3N1-2-3e3 à NPR= 1.8 toujours pour les mêmes angles d'observation. Tel qu'attendu avec la loi précédente, la diminution de D à e constant (augmentation de e/D), réduit le niveau de la BPM et décale son maximum vers les basses fréquences. Une nouvelle fois cette réduction du niveau de BPM résulte probablement de la diminution de la vitesse dans le jet "équivalent" aval et donc de la réduction des gradients et du cisaillement. Cependant, ces effets ne sont ici pas induits par un mélange plus tardif des petits jets issus des perforation, mais par une réduction de leur taille favorisant une dissipation plus rapide par cisaillement de leur énergie cinétique totale. De plus, contrairement au cas précédent, on peut noter que la bosse haute fréquence n'est pas significativement augmentée dans les différents cas. Cela résulte probablement de la combinaison de deux phénomènes opposés. D'une part, le bruit de chaque jet diminue avec le diamètre (son carré suivant Lighthill), d'autre part le nombre de jets augmente. Cela ne suffit pas à expliquer la conservation du niveau de la BM : il est donc probable que l'interaction entre les jets du fait de la proximité de leurs couches de cisaillement augmente le taux de turbulence haute fréquence et que la combinaison de ces deux phénomènes résulte en un niveau de la BM relativement stable. Enfin, la réduction de la taille des perforations devrait également favoriser un décalage vers les hautes fréquences de la BM. Cet effet n'est néanmoins pas clairement visible sur les spectres présentés en particulier du fait d'un bruit assez important à ces hautes fréquences.

La connaissance de ces différents effets peut ainsi permettre d'adapter le bruit de mélange généré par les plaques perforées à une situation donnée. Par exemple, pour tenter de diminuer le rayonnement acoustique dans la gamme audible, il serait intéressant d'augmenter le rapport e/D tout en diminuant au maximum D. Cela aurait alors pour

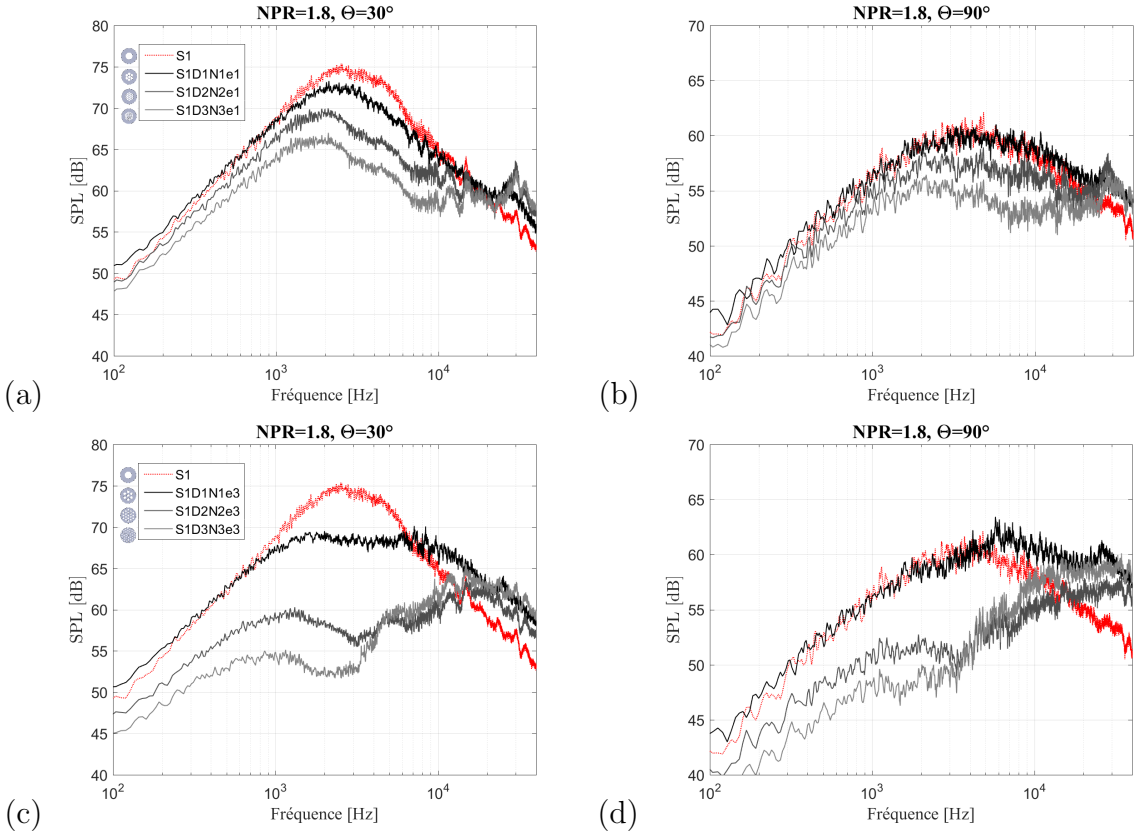


FIGURE 5.8 – Spectres acoustiques en champ lointain à NPR= 1.8 pour les plaques perforées : (a) S1D1-3N1-3e1 à $\Theta = 30°$, (b) S1D1-3N1-3e1 à $\Theta = 90°$, (c) S1D1-3N1-3e3 à $\Theta = 30°$ et (d) S1D1-3N1-3e3 à $\Theta = 90°$. Étude de l'effet du diamètre des perforations.

effet de maximiser l'énergie acoustique sur la BM tout en décalant celle-ci vers les hautes fréquences.
L'ensemble des résultats présentés jusqu'à présent ont montré, de la même manière que pour les diaphragmes, des comportements assez différents à 30° et 90°. En effet le spectre à l'aval est plus étroit et domine le rayonnement acoustique global. Cette caractéristique est typique du bruit de mélange de jet. On peut alors supposer, qu'en dépit de leurs spectres très différents, les plaques perforées soient le siège de mécanismes sources similaires. On peut donc se demander si la double source du bruit de mélange est toujours présente dans le cas des plaques perforées malgré les interactions aérodynamiques induites par la proximité mutuelle des jets. C'est l'objet de la sous section suivante.

5.1.3 Corrélation et décomposition en ondelette

Comme nous l'avons montré dans le cas des diaphragmes, une manière d'identifier la présence de cette double source est d'analyser les signaux de pression sur les différents microphones à l'aide de l'autocorrélation et l'intercorrélation. En effet, cette technique de post-traitement permet de déterminer le niveau de corrélation du rayonnement acoustique dans les différentes directions. Dans cette optique, la Fig. 5.9 présente donc les courbes d'autocorrelation obtenues pour les plaques perforées S1D1N1e1-2-3-4 et les compare à

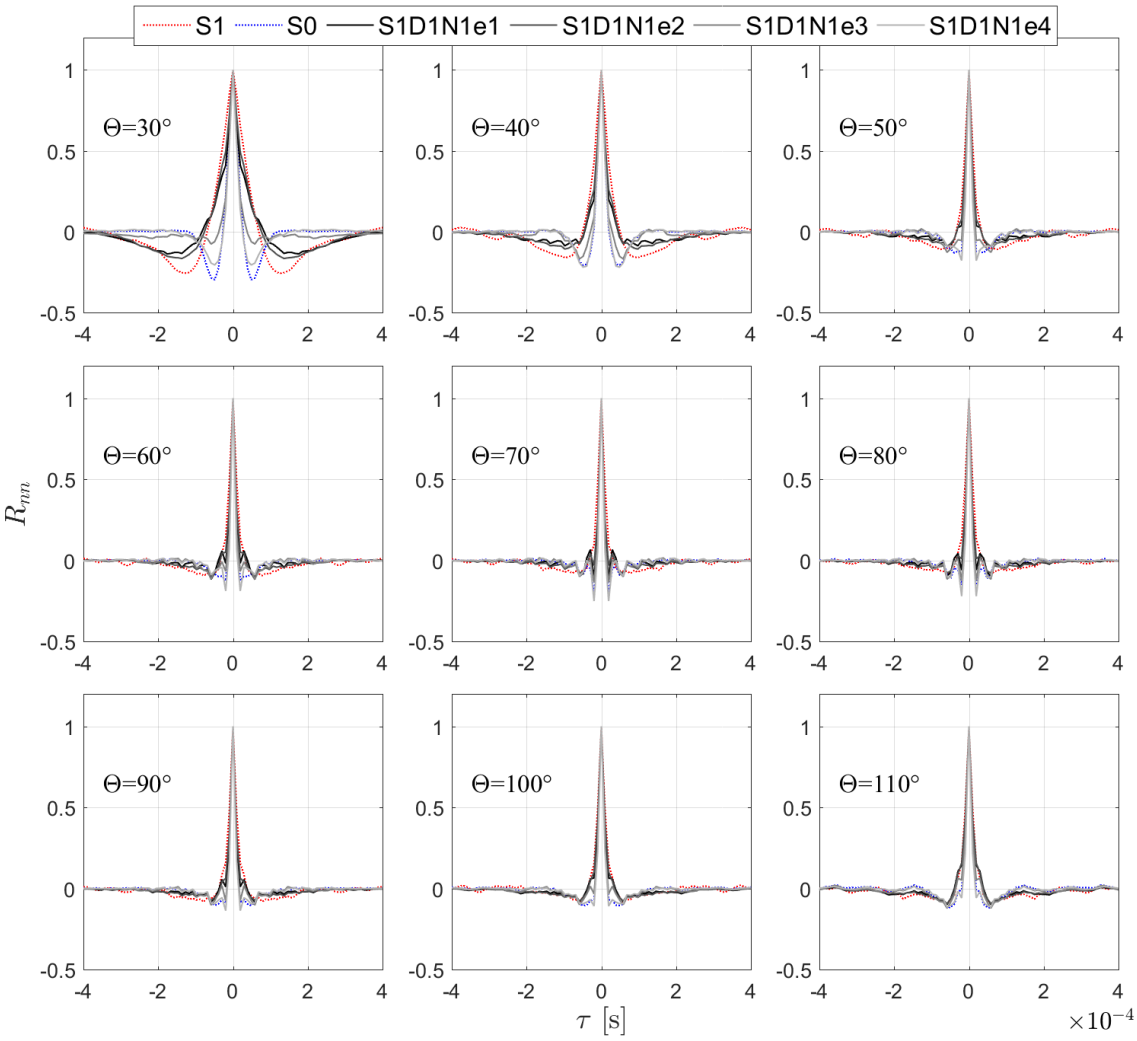


FIGURE 5.9 – Autocorrélation du signal de pression acoustique en fonction de Θ pour les plaques perforées et diaphragmes S1, S0, S1D1N1e1, S1D1N1e2, S1D1N1e3 et S1D1N1e4 pour NPR= 1.8.

celles des diaphragmes S1 et S0. Tout d'abord, on peut remarquer que comme pour les diaphragmes, le pic de corrélation sur les microphones situés à l'aval est plus large et borné par des zones de corrélation négatives plus marquées que dans les autres directions. Ce résultat traduit un rayonnement vers l'aval plus cohérent dans sa direction de propagation. Cela s'accorde parfaitement avec la théorie de la double source du bruit de mélange et le rayonnement vers l'aval généré par les grosses structures turbulentes cohérentes. Cependant, il est également possible de remarquer toujours à l'aval, une variation de la largeur du pic de corrélation entre les différentes plaques perforées. Pour celles dont les perforations sont les plus proches (S1D1N1e1 et S1D1N1e2) la largeur du pic est comparable à celle obtenue sur S1 tandis qu'elle se rapproche de S0 lorsque les perforations sont espacées (S1D1N1e3 et S1D1N1e4). Cela traduit donc un rayonnement plus cohérent vers l'aval lorsque les perforations sont peu espacées, c'est à dire lorsque la BPM domine. À première vue, ce résultat peut paraître surprenant étant donné que le diamètre est gardé constant pour toutes ces grilles. On aurait ainsi pu s'attendre à garder une zone source

du rayonnement aval invariante et similaire à celle obtenue pour S0, de même diamètre. Les grosses structures tourbillonnaires auraient alors connu un développement similaire et généreraient un rayonnement de même autocorrélation. Les variations de largeur du pic d'autocorrélation observées montrent donc qu'au contraire, les zones sources de ces grandes structures évoluent selon l'espacement des perforations : lorsque les perforations sont rapprochées les unes des autres, cette zone évolue vers celle de la BPM, tandis qu'elle remonte vers celle de la BM si les perforations sont écartées, ce qui corrobore les informations fournies par les spectres à 30°. Les premières semblent donc posséder une zone source située loin à l'aval favorisant un développement plus important des structures tourbillonnaires et expliquant ainsi le rayonnement plus cohérent tandis que les secondes possèdent probablement une zone source similaire à celle observée sur S0 (proche de la fin du cône potentiel des petits jets).

Configuration	S1	S0	S1D1N1e1	S1D1N1e2	S1D1N1e3	S1D1N1e4
f_s	2804	7664	2527	2278	2125/7148	7661

TABLE 5.1 – Fréquence des maximas d'amplitude de la transformée en ondelette pour les plaques perforées et diaphragmes S1D1N1e1-e2-e3-e4, S0 et S1 pour $\Theta = 30°$, NPR= 1.8.

Pour tenter de confirmer ces hypothèses, on se propose d'analyser les dimensions caractéristiques des intermittences acoustiques générées à l'aval dans chacune de ces configurations. En effet, étant donnés les résultats obtenus grâce à l'autocorrélation, on peut tout naturellement imaginer que la taille de ces structures cohérentes va varier en fonction de la plaque perforée considérée et plus précisément de l'espacement des perforations, reflétant ainsi une modification de la zone source. Pour cette analyse, on réalise une décomposition en ondelette du signal de pression à l'aval. En effectuant ensuite la moyenne quadratique de ces résultats au cours du temps, on obtient les spectres en ondelettes présentés sur la Fig. 5.10. Ces derniers permettent ainsi, par identification du maximum d'amplitude, d'obtenir les dimensions des impulsions privilégiées pour chacune des plaques perforées. Les fréquences associées à ces maximas sont par ailleurs reportées dans le Tab. 5.1. Tout d'abord, on peut remarquer que les profils des spectres obtenus sont assez similaires à ceux du domaine de Fourier (Fig. 5.5 (a)) : le maximum d'amplitude pour les plaques perforées dont les perforations sont les plus proches (BPM dominante) apparaît pour des fréquences f_s plus basses que pour celles de perforations espacées (BM dominante). De même, pour la configuration S1D1N1e3, deux maximas peuvent être distingués, traduisant la présence de deux dimensions d'impulsion privilégiées. Enfin, de la même manière que pour l'autocorrelation, on peut constater que la fréquence du maximum d'amplitude associée aux plaques perforées pour lesquelles la BPM domine (S1D1N1e1-e2) est proche de celle obtenue pour S1 tandis qu'elle se rapproche de celle de S0 pour les grilles dont la BM est dominante (SD1N1e4).

Afin d'avoir un aperçu du profil de pression moyen associé à ces intermittences acoustiques privilégiées, on réalise une moyenne conditionnelle basée sur une identification des événements forts dans la contribution au signal de pression de l'ondelette fille dilatée à la dimension privilégiée (Fig. 4.25 (d)). Une fois ces événements forts identifiés, le signal de pression acoustique brut est moyenné suivant ces derniers pour obtenir les impulsions moyennes privilégiées présentées sur la Fig. 5.11. Dans chacun des cas, seuls les événements positifs dépassant 1.5 écarts types du signal sont considérés. Comme nous

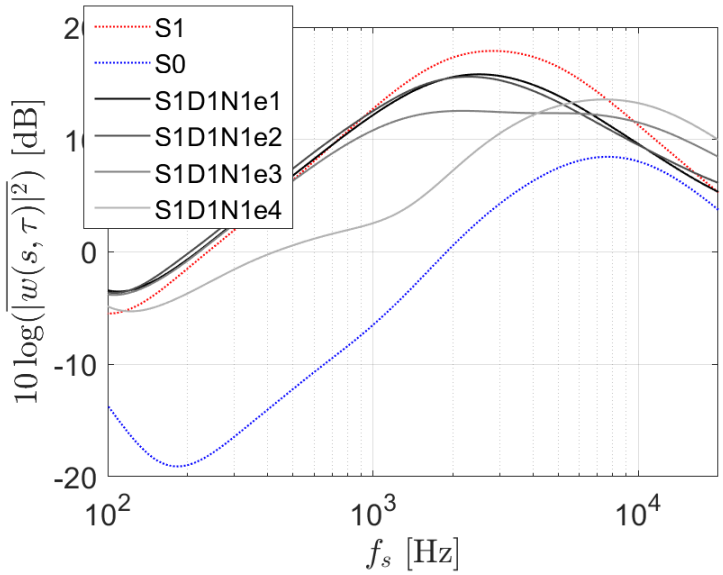


FIGURE 5.10 – Spectres en ondelette obtenus pour les plaques perforées et diaphragmes S1, S0, S1D1N1e1, S1D1N1e2, S1D1N1e3 et S1D1N1e4 pour NPR= 1.8 à $\Theta = 30°$.

l'avons observé avec l'autocorrélation, les événements intermittents privilégiés moyens générés à l'aval pour les plaques perforées de perforations proches (BPM dominante) sont temporellement, et donc spatialement dans la direction de propagation, plus grands que ceux générés par les grilles de perforations espacées (BM dominante). Cette augmentation de durée de l'impulsion suggère que les phénomènes intermittents dont ils proviennent sont provoqués par des grosses structures se développant dans la région où les jets multiples ont fusionné, c'est à dire plus loin à l'aval que la zone de la BM. En effet, ces dernières peuvent alors se développer plus longuement dans la couche de mélange. Pour la configuration S1D1N1e3 pour laquelle la BM et la BPM émergent de même niveau, deux dimensions privilégiées ont pu être identifiées traduisant probablement la présence simultanée de deux zones sources marquées. Notons néanmoins que dans la majorité des configurations (hors configurations limites), ces deux zones sources sont probablement présentes mais que dans la plupart des cas l'une d'entre elles prédomine favorisant ainsi l'émergence de la BPM ou la BM. Enfin, on peut constater que les niveaux des impulsions moyennes de plus grande durée, générées par les plaques perforées S1D1N1e1-e2-e3, sont moindre que celui de S1 tandis que les niveaux des plus petites impulsions sont supérieurs à celui de S0. Cette différence peut probablement s'expliquer par la présence de multiples jets similaires à S0 dans le cas des plaques perforées. Le rayonnement induit par chacun d'entre eux, cohérent ou non, se combine alors pour former un rayonnement en champ lointain plus intense. Aucune explication claire n'a en revanche été trouvée pour le moment pour expliquer la réduction observée sur les intermittences de plus grande taille par rapport au cas du diaphragme S1 si ce n'est que la cohérence globale du jet résultant de la fusion est moindre que celle d'un jet classique car les petits jets ont pré-mélangé l'écoulement à petite échelle sur toute sa largeur : la transition vers la turbulence établie est donc plus avancée dans la zone générant la BPM qu'en fin de cône potentiel d'un jet classique.

Pour terminer l'analyse des signaux acoustiques mesurés en champ lointain, on trace

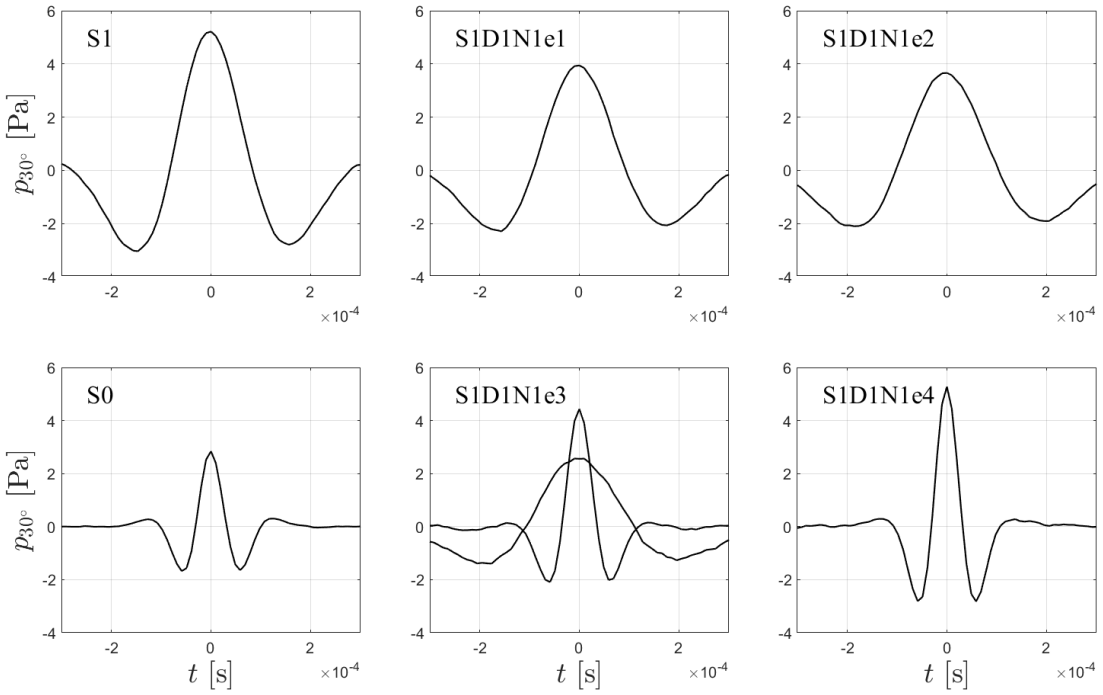


FIGURE 5.11 – Impulsion acoustique moyenne associée aux événements intermittents positifs forts privilégiés à l'aval pour les configuration S1, S0 et S1D1N1e1-e2-e3-e4 à NPR= 1.8.

sur la Fig. 5.12 les maximas d'intercorrélation obtenus entre les microphones situés entre $\Theta = 30°$ et 110°. De la même manière que pour les diaphragmes, on peut une nouvelle fois observer une augmentation du niveau maximal de corrélation sur les microphones situés à l'aval. Cela traduit donc un rayonnement plus cohérent dans la direction polaire sur ces premiers microphones et s'accorde donc avec la théorie usuelle du bruit de mélange de jet. Par ailleurs, on peut également noter une augmentation du maximum de corrélation sur les microphones situés à l'amont ($\Theta > 90°$) en particulier pour S1D1N1e3 et e4 (BM dominante et intermittences de petite dimensions). Aucune explication n'a cependant été trouvée pour le moment pour expliquer ce phénomène.

Pour récapituler, dans le cas des plaques perforées, un rayonnement vers l'aval plus cohérent a été identifié de la même manière que pour les diaphragmes. La double source du bruit de mélange semble donc une nouvelle fois présente. Cependant, l'analyse plus fine du rayonnement généré à $\Theta = 30°$ a également permis de mettre en évidence une dépendance forte du niveau de cette cohérence vis-à-vis de la géométrie de grille. En effet dans le cas de perforations proches, le rayonnement aval est alors dominé par une bosse à basse fréquence et la cohérence spatiale/temporelle des intermittences induites dans cette direction augmente. Inversement, lorsque les perforations sont espacées, le rayonnement vers l'aval est dominé par une bosse à haute fréquence et les intermittences qui la génèrent deviennent alors spatialement plus petites. Il semble donc que la taille des grosses structures turbulentes à l'origine du rayonnement vers l'aval soit augmentée lorsque l'espacement des perforations diminue. La zone source est alors probablement décalée vers l'aval, vers la zone de mélange du jet résultant de la fusion des petits jets. Cette hypothèse sera analysée plus en détail dans la suite à l'aide des mesures aérodynamiques.

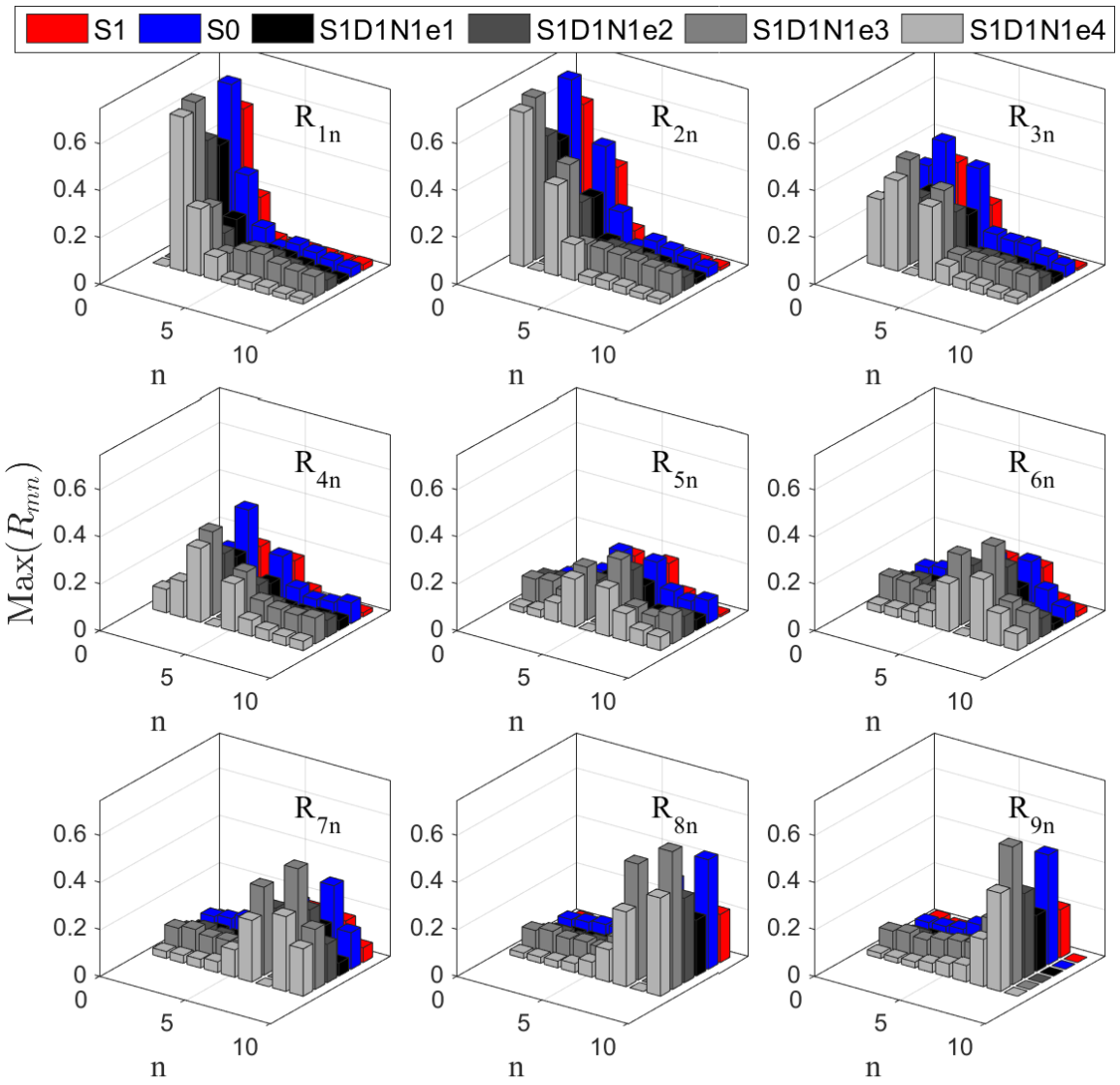


FIGURE 5.12 – Maximum d'intercorrélation entre les signaux de pression des microphones compris entre $\Theta = 30°$ (microphone 1) et $\Theta = 110°$ (microphone 9) pour les plaques perforées et diaphragmes S1, S0, S1D1N1e1, S1D1N1e2, S1D1N1e3 et S1D1N1e4 à NPR= 1.8.

5.2 Résultats aérodynamiques

Nous avons pu constater que l'utilisation de plaques perforées, en plus d'offrir une réduction significative du niveau maximum du bruit de mélange par rapport au diaphragme, permet également d'adapter celui-ci fréquentiellement en modifiant la géométrie. Ces configurations semblent donc une solution très intéressante pour le contrôle du bruit de mélange des systèmes de détente. Cependant, il est intéressant de se demander si cette réduction acoustique est uniquement liée à une amélioration du système en termes de conception acoustique ou si elle s'accompagne également d'une diminution des performances aérodynamiques. C'est l'objet de la sous-section suivante.

5.2.1 Analyse du débit

.

Dans le cas de la détente d'un écoulement sous pression, le principal critère de performance est donné par le débit massique. Pour la présente application, celui-ci est déterminé à l'aide des pressions et températures mesurées à l'amont de la plaque perforée à l'aide de la méthodologie détaillée dans le Chap. 2. La majorité des configurations considérées dans cette étude possèdent une section de passage équivalente. Cependant, il est assez naturel de se demander si l'augmentation du nombre de perforations par l'utilisation de plaques perforées n'engendre pas également une réduction du débit massique du fait de l'effet *vena contracta*. Pour tenter de répondre à cette question, on trace sur la Fig. 5.13 l'évolution du débit massique en fonction du NPR pour les configurations S1, S1D1N1e1, S1D2N2e1 et S1D3N3e1. Ces plaques possèdent donc une section équivalente constante mais un nombre de perforations varié. On peut alors constater une évolution globale du débit massique similaire et relativement linéaire en fonction du NPR pour l'ensemble de ces géométries. Par ailleurs, il est également possible de noter que le débit ne diminue pas de façon significative lorsque le nombre de perforations augmente. Pour preuve, on peut notamment remarquer que la configuration offrant le débit massique le plus faible est le diaphragme S1. En conséquence, les améliorations acoustiques identifiées précédemment avec l'utilisation des plaques perforées ne semblent pas s'accompagner d'une perte de performances aérodynamiques. En réalité, les faibles disparités observées sur le débit entre les différentes géométries résultent très certainement d'incertitudes de mesure ou de conception.

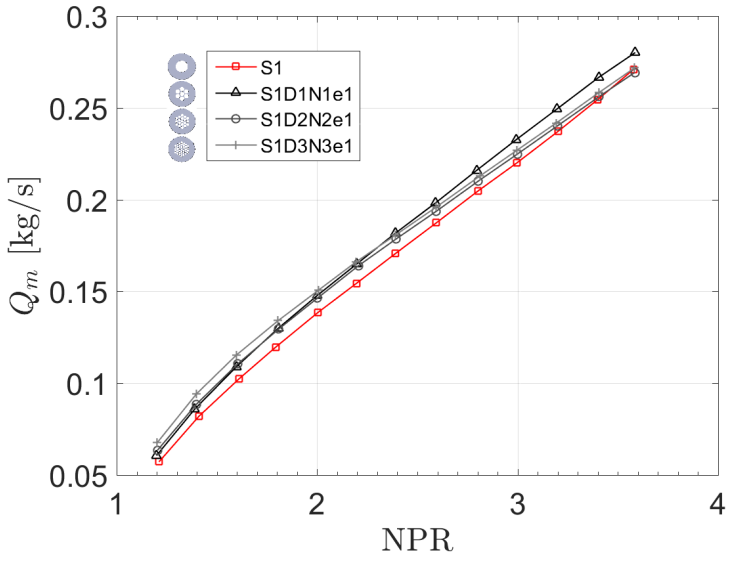


FIGURE 5.13 – Évolution du débit massique pour les configurations S1, S1D1N1e1, S1D2N2e1 et S1D3N3e1.

Pour aller plus loin dans l'analyse aérodynamique de l'écoulement à la sortie des plaques perforées, on s'appuie, dans la sous-section suivante, sur les mesures PIV. À des fins de comparaison avec les résultats obtenus pour le cas du jet isolé S0 étudié précédemment, on s'intéresse en particulier aux configurations S1D1N1e1-e2-e3-e4 à NPR= 1.8. Le diamètre des perforations est alors égal à celui de S0.

5.2.2 Champ de vitesse moyenne

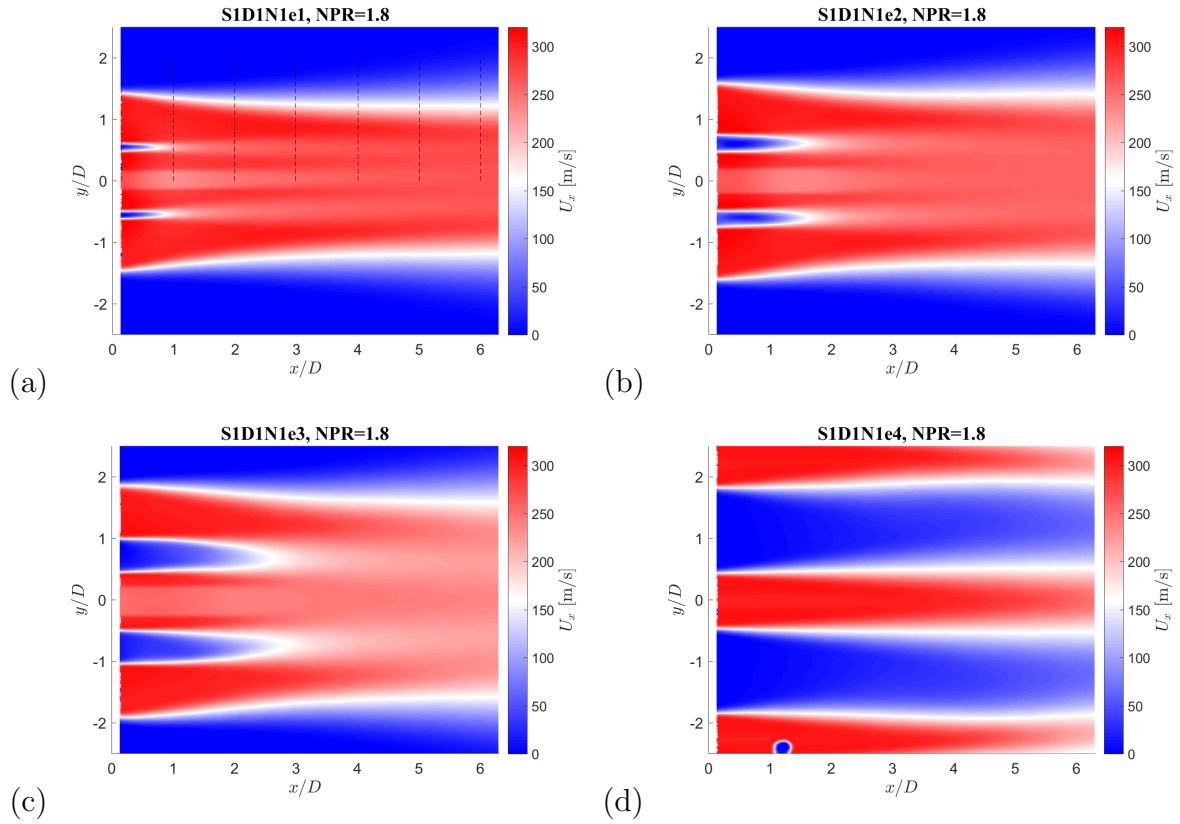


FIGURE 5.14 – Cartographies des champs de vitesse moyenne axiale (U_x) à NPR= 1.8 pour les plaques perforées : (a) S1D1N1e1, (b) S1D1N1e2, (c) S1D1N1e3 et (d) S1D1N1e4.

En vue d'analyser la structure des jets à la sortie des plaques perforées en fonction de l'espacement des perforations, on trace tout d'abord sur la Fig. 5.14 les cartographies de vitesse moyenne axiale (U_x) pour les plaques perforées S1D1N1e1-e2-e3-e4. Sur la Fig. 5.14 (a), les lignes pointillées noires représentent de plus les positions des profils de vitesse présentés sur la Fig. 5.15. Pour les 3 plaques perforées dont les perforations sont les plus proches (S1D1N1e1-e2-e3), on peut observer une interaction et un mélange des jets entre eux très rapide. Les jets extérieurs tendent en effet à se rapprocher de celui du centre afin de former rapidement un plus gros jet équivalent homogène. Les axes des différents jets ne sont alors plus parallèles mais convergents. Cette convergence peut s'expliquer par l'apparition d'une dépression entre les différents jets due à leur entrainement, favorisant ainsi une modification de l'axe de ceux situés à l'extérieur. Au niveau du gros jet équivalent aval, les zones de cisaillement avec l'écoulement au repos extérieur étant plus faible, la réduction de la vitesse moyenne semble plus lente. Pour la configuration S1D1N1e4, les jets sont en revanche suffisamment loin pour ne pas être touchés par ce phénomène de convergence. Ces derniers semblent alors indépendants et conservent des axes parallèles. Comme pour le diaphragme S0, on peut également observer pour S1D1N1e1-e2-e3, l'apparition d'un déficit de vitesse au niveau de l'axe du jet central. La largeur de ce déficit n'est en revanche pas égale sur l'ensemble de ces configurations. Cela peut probablement s'expliquer par un disque de Mach à l'entrée des perforations de diamètre différent tra-

duisant de légères variations du point de fonctionnement (rapport des pressions de part et d'autre de la perforation) entre les configurations mais également entre les perforations elles-mêmes, dues à des surpressions locales à l'entrée. Des mesures supplémentaires en amont et dans les perforations sont néanmoins nécessaires pour confirmer ces hypothèses.

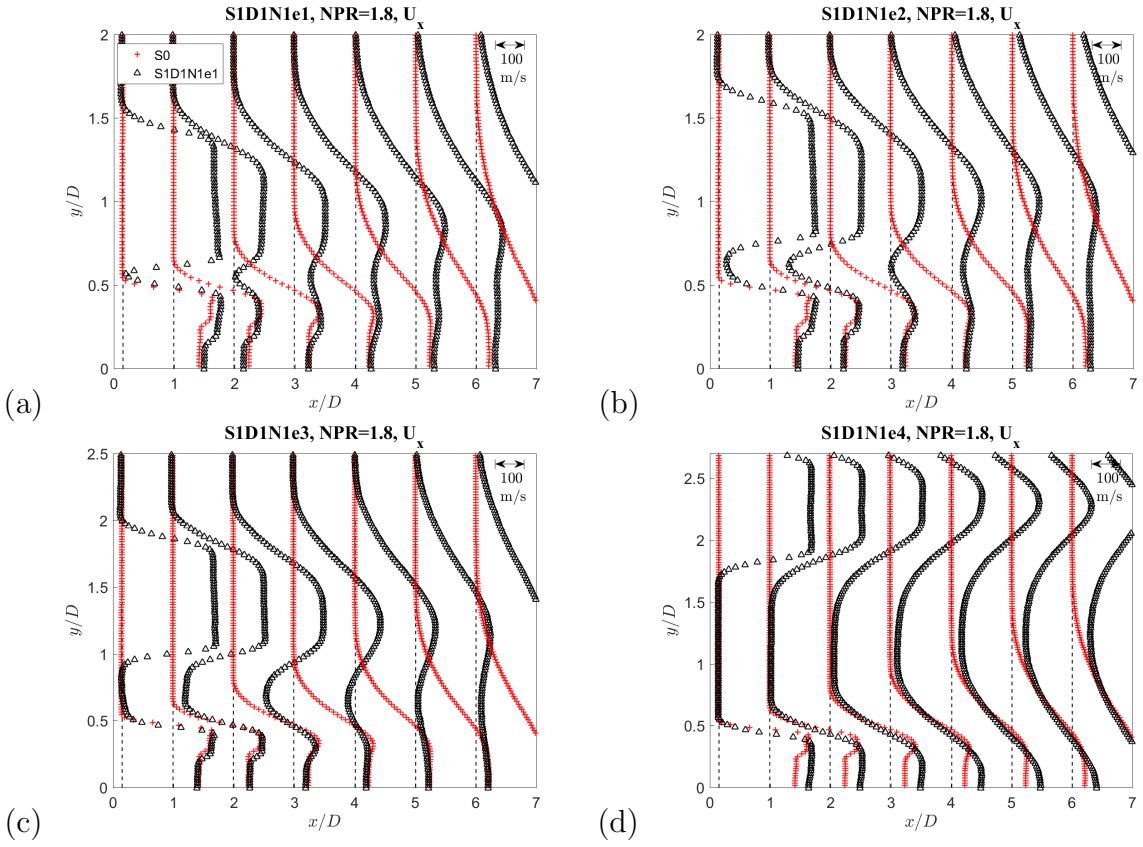


FIGURE 5.15 – Comparaison des profils transverses de vitesse moyenne axiale (U_x) à NPR= 1.8 entre le diaphragme S0 et les plaques perforées : (a) S1D1N1e1, (b) S1D1N1e2, (c) S1D1N1e3 et (d) S1D1N1e4.

On compare maintenant sur la Fig. 5.15 les profils transverses de vitesse moyenne axiale (U_x), aux positions définies sur la cartographie de la Fig. 5.14 (a), entre les configurations S1D1N1e1-e2-e3-e4 (en noir) et le cas du jet isolé S0 (en rouge). Tant que les différents jets des plaques perforées n'entrent pas en interaction, on constate que la structure du jet central est similaire à celle observée sur S0. Néanmoins, comme observé sur les cartographies précédentes, pour les trois configurations de plus proche espacement de perforation, cette interaction apparaît très rapidement. Les jets extérieurs tendent en effet à se rapprocher de celui du centre afin de former rapidement un plus gros jet équivalent homogène. Cela a alors pour effet de modifier la couche de mélange de part et d'autre du jet extérieur. En effet, la zone de la couche de mélange en contact avec l'environnement extérieur est alors plus épaisse que celle en contact avec le jet central. Sur ces profils, il est une nouvelle fois possible de noter la présence du déficit de vitesse sur l'axe du jet central et de constater sa variation de largeur suivant les différentes configurations. Pour la configuration S1D1N1e4, l'absence de ce déficit sur le jet central favorise probablement une légère augmentation du débit à ce point de fonctionnement par rapport à

S1D1N1e1-e2-e3.

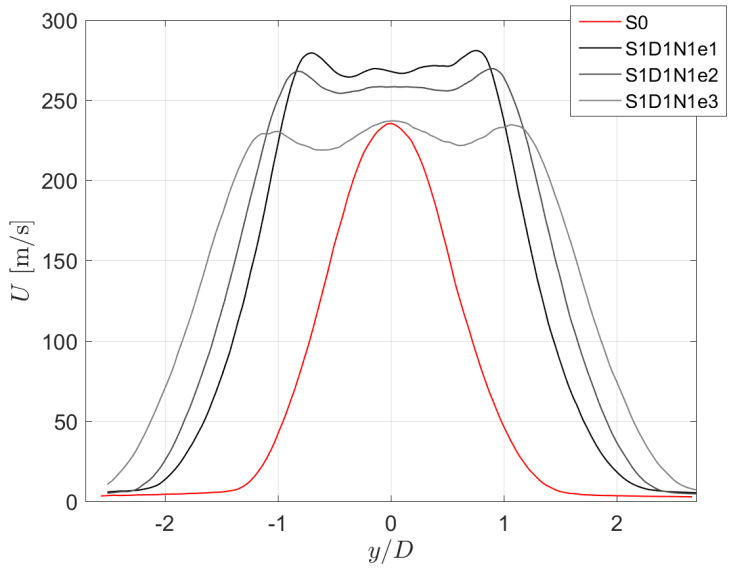


FIGURE 5.16 – Comparaison des profils transverses de vitesse moyenne axiale (U_x) à $x/D = 6$ entre le diaphragme S0 et les plaques perforées : S1D1N1e1, S1D1N1e2, S1D1N1e3 et S1D1N1e4.

En réalisant maintenant une coupe transverse du profil de vitesse moyen axial à $x/D = 6$ pour les différentes configurations possédant le déficit de vitesse dans le jet central (Fig. 5.16), on peut alors constater une décroissance plus lente de la vitesse moyenne maximale lorsque l'espacement des perforations est réduit. Comme discuté précédemment, ce phénomène s'explique par une réduction des zones de cisaillement au niveau du jet équivalent aval. En effet, lorsque les différents jets interagissent, les gradients de vitesse dans les couches de mélange en contact sont alors atténués favorisant une réduction des cisaillements et une dissipation plus lente de l'énergie cinétique contenue dans l'écoulement.

Pour visualiser le développement et le mélange complet des jets entre eux, une mesure PIV supplémentaire a été réalisée sur une zone étendue pour la configuration S1D1N1e3 à NPR= 1.8. Afin de conserver une bonne résolution spatiale sur l'ensemble de la zone, le champ complet a été obtenu à l'aide de deux mesures successives. La première a permis de déterminer les champs de vitesses proches de la plaque perforée soit de $x = 0$ à $7D$ tandis que la seconde s'est concentrée sur ceux avals compris entre $x = 6D$ et $13D$. L'ensemble du système optique est donc déplacé entre ces deux mesures. Afin de s'assurer d'une bonne cohérence et continuité des résultats entre les deux champs, une zone de recouvrement a été prise en compte. Le champ complet alors obtenu est présenté sur la Fig. 5.17. On remarque, tout d'abord, une excellente continuité des mesures entre les deux zones d'analyse. De plus, comme cela a été observé précédemment, on peut noter la convergence et le mélange très rapide des jets entre eux à la sortie de la plaque perforée. En effet, dès $8D$, les différents jets ne sont plus différentiables et un unique gros jet équivalent est alors formé. Dès lors, uniquement la couche de mélange externe contribue à la dissipation de l'énergie cinétique et la vitesse moyenne semble alors décroitre plus lentement.

Afin de caractériser le développement des jets, on tente de déterminer maintenant l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange dans chacun des cas. Pour ce faire, on

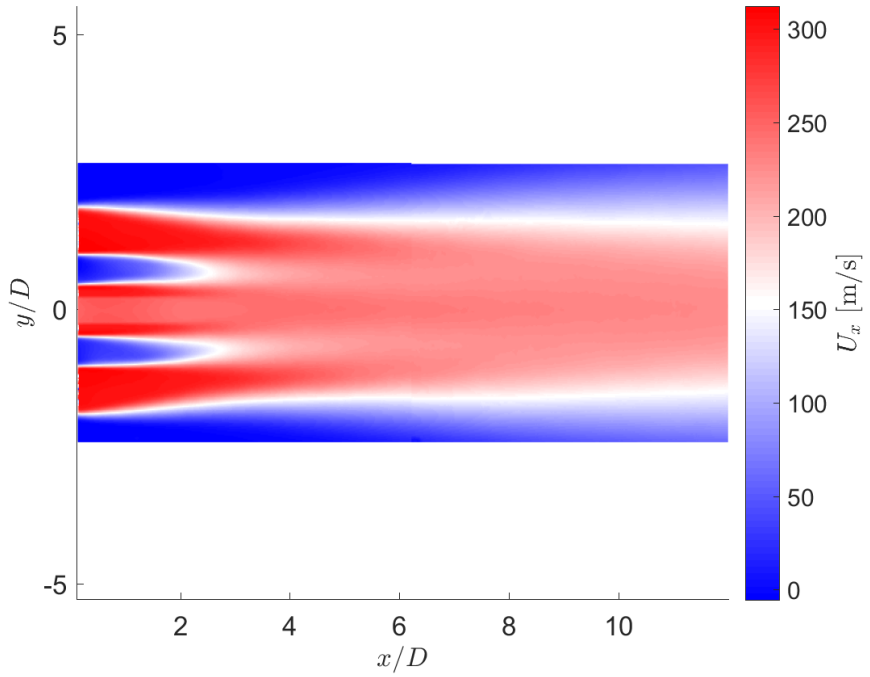


FIGURE 5.17 – Champ de vitesse axial moyen (U_x) obtenu sur S1D1N1e3 à NPR= 1.8.

détermine, de la même manière que pour la configuration S0, l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ pour chaque position axiale. Comme la couche de mélange du jet intérieur est très rapidement perturbée par la présence des jets voisins, cette grandeur est calculée pour la couche de mélange externe (en contact avec l'écoulement au repos extérieur) des jets extérieurs. Une nouvelle fois, l'intégration dans le calcul de δ_θ est réalisée à partir du maximum de vitesse pour chaque position axiale correspondant, en l'absence de déficit de vitesse, à l'axe du jet. Enfin, les couches de mélange des jets extérieurs de S1DN1e4, n'étant pas complètes dans le champ PIV mesuré, cette configuration ne sera pas étudiée ici. La Fig. 5.18 montre ainsi l'évolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange externe des jets exterieurs pour les configurations S1D1N1e1-e2-e3 et la compare aux résultats obtenus pour S0 ainsi qu'à ceux de Castelain [20] et Fleury *et al.* [36]. On constate alors une croissance de l'épaisseur de la couche de mélange semblable pour l'ensemble des plaques perforées étudiée. Cette épaisseur est néanmoins légèrement supérieure à celle obtenue pour le diaphragme S0 ou par Castelain et Fleury mais conserve une pente équivalente. Cet écart confirme les observations faites précédemment à partir des champs moyens : du fait de la convergence des jets extérieurs, la zone externe de la couche de mélange, en contact avec l'environnement extérieur, est plus épaisse que celle d'un jet isolé équivalent.

5.2.3 Champ de vitesse fluctuante

Afin de caractériser plus précisément le développement de la turbulence dans les différentes couches de mélange, on trace sur la Fig. 5.19 les cartographies des valeurs RMS des fluctuations de vitesse axiale pour les plaques perforées S1D1N1e1-e2-e3-e4. Sur

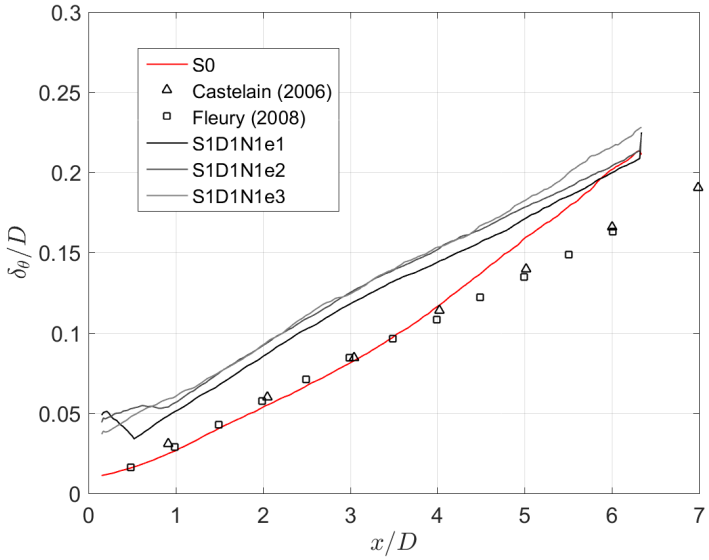


FIGURE 5.18 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ pour les configurations S0, S1D1N1e1, S1D1N1e2 et S1D1N1e3 à NPR= 1.8.

ces cartographies, les zones rouges dénotent les régions de fortes fluctuations de vitesse tandis qu'elles sont faibles dans les zones bleues. Les lignes pointillées noires et continues grises donnent par ailleurs les positions d'analyse des échelles intégrales tracées sur les Figs. 5.21 et 5.22. On observe alors sur ces cartographies, une augmentation de la taille des zones de fortes fluctuations de vitesse lorsque l'espacement des perforations augmente. En effet, pour les configurations de plus faible e (S1D1N1e1-e2), la turbulence se développe principalement dans la couche de mélange externes des jets extérieurs et reste très faible au niveau du jet central. Lorsque l'espacement augmente, en revanche, la turbulence dans la couche de mélange du jet central devient de plus en plus marquée pour finalement devenir similaire à celle des jets extérieurs pour S1D1N1e4. Ces observations s'accordent avec l'hypothèse faite précédemment : l'augmentation de l'espacement des perforations favorise une augmentation des zones de cisaillement dans l'écoulement. Les zones de gradient de vitesse alors plus importantes, permettent un développement de la turbulence plus marquée et favorisent ainsi une dissipation plus rapide de l'énergie cinétique contenue dans les jets. La vitesse moyenne de l'écoulement est alors plus rapidement réduite.

Pour tenter de confirmer ce résultat, on trace sur la Fig. 5.20 l'évolution longitudinale du maximum des fluctuations de vitesses axiales et radiales dans le jet central ((a) et (b)) ainsi que dans le jet extérieur ((c) et (d)) (y/D positif) pour ces différentes configurations. Les niveaux ainsi obtenus sont comparés à la configuration isolée S0 ainsi qu'aux travaux de Castelain [20] et Fleury *et al.* [36]. Dans le cas du jet central, on peut alors constater pour les 3 plaques perforées dont les perforations sont les plus proches, une augmentation brutale des fluctuations de vitesses à la sortie de la grille. Le niveau des fluctuations de vitesses axiales semble en effet croître jusqu'à la zone d'interaction des jets entre eux soit : $x/D \simeq 0.5$ pour S1D1N1e1, $x/D \simeq 1$ pour S1D1N1e2 et $x/D \simeq 1.6$ pour S1D1N1e3. Cette augmentation brutale est due à la proximité des couches de cisaillement très fines en sortie des perforations, qui s'apparente localement au sillage qui se forme à l'aval d'un culot d'épaisseur e. La dépression qui pourrait naître dans cette zone plus ou moins

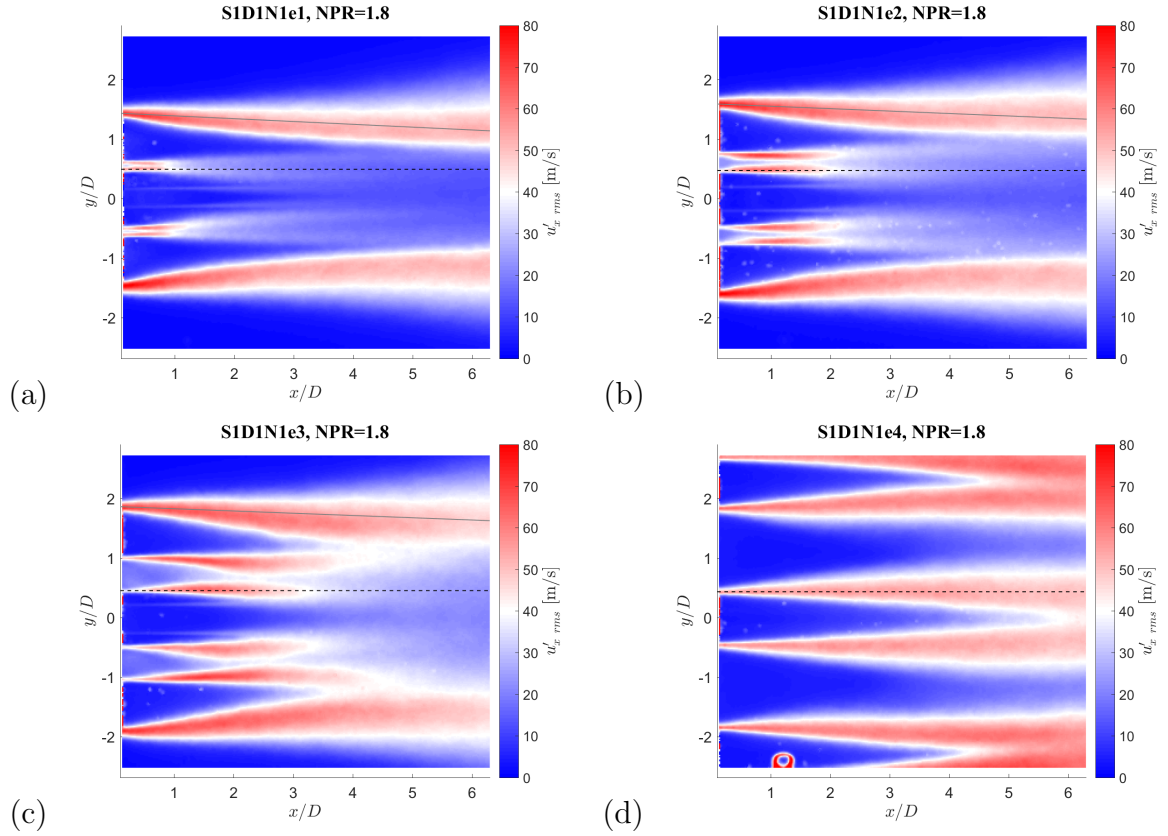


FIGURE 5.19 – Profils transverses des valeurs RMS des fluctuations de vitesse axiale ($u'_{x\ rms}$) pour les plaques perforées S1D1N1e1-e2-e3-e4 à NPR= 1.8.

étendue radialement selon l'espacement des perforations du fait de l'entrainement des jets, est susceptible d'accentuer le phénomène. Des mesures complémentaires sont néanmoins nécessaires pour valider cette dernière hypothèse. Suite à cette forte croissance et l'entrée en interaction avec le jet voisin, une réduction elle aussi brutale s'en suit. Elle résulte de la réduction du cisaillement dans la couche de mélange du fait de la présence de ce jet voisin. Pour les fluctuations de vitesses radiales, un profil similaire est obtenu mais la zone de croissance s'étend sur une plus longue distance. Enfin, pour la configuration SD1N1e4, les perforations sont suffisamment éloignées pour retarder très fortement le point d'interaction des différents jets. Le niveau de la turbulence dans la couche de mélange est alors comparable à celui obtenu pour S0 ou dans la littérature.
On s'intéresse maintenant au cas du jet extérieur en excluant à nouveau S1D1N1e4 pour les mêmes raisons que précédemment (Figs. 5.20 (c) et (d)). Pour les autres plaques perforées, on peut constater un comportement similaire de la turbulence dans l'ensemble des cas. Les fluctuations axiales (Fig. 5.20 (c)) sont très intenses à la sortie des perforations où elles atteignent environ 25% de la vitesse axiale maximale avant de décroître vers l'aval. Après quelques diamètres le niveau se stabilise à environ 16%, du même ordre que celui relevé pour S0. Ce comportement est inhabituel pour les jets isolés et peut résulter des effets de convergence des jets extérieurs sur le jet intérieur ou encore d'un effet géométrique lié à l'entrée de l'écoulement dans ces perforations excentrées. Pour les fluctuations radiales (Fig. 5.20 (d)), en revanche, on retrouve dès la sortie des plaques perforées un

profil global similaire à celui observé pour S0 : les fluctuations turbulentes croissent sur le premier diamètre pour ensuite converger autour d'une valeur de 10% de la vitesse axiale maximale. Si la valeur relative des fluctuations radiale en sortie de buse est différente (env. 2 à 2.5 fois supérieure) de celle de S0, aucune tendance ne semble se dégager avec l'augmentation de l'espacement : dans tous les cas la turbulence est fortement anisotrope (avec un facteur de l'ordre de 2) en sortie de perforation comme on peut s'y attendre pour des écoulements quasi-parallèles cisaillés).
Pour résumer, les résultats observés à partir de l'analyse des champs moyens et fluctuants ont montré que l'espacement des perforations joue un rôle très important dans le développement de l'écoulement et de la turbulence, expliquant ainsi les fortes modifications observées dans le rayonnement en champ lointain. En effet, la réduction de e favorise un mélange rapide des jets entre eux, engendrant une forte réduction du cisaillement dans les couches de mélange en interaction et réduisant ainsi la turbulence dans ces zones. Il en résulte une décroissance plus lente de la vitesse moyenne du fait d'une plus faible dissipation de l'énergie cinétique contenue dans l'écoulement. Pour les configurations avec perforations proches, il est donc naturel de penser que le rayonnement acoustique en champ lointain est principalement induit par les jets extérieurs où la tubulence est la plus importante. Ce résultat est en accord avec les travaux de Regan et Meechan [92].

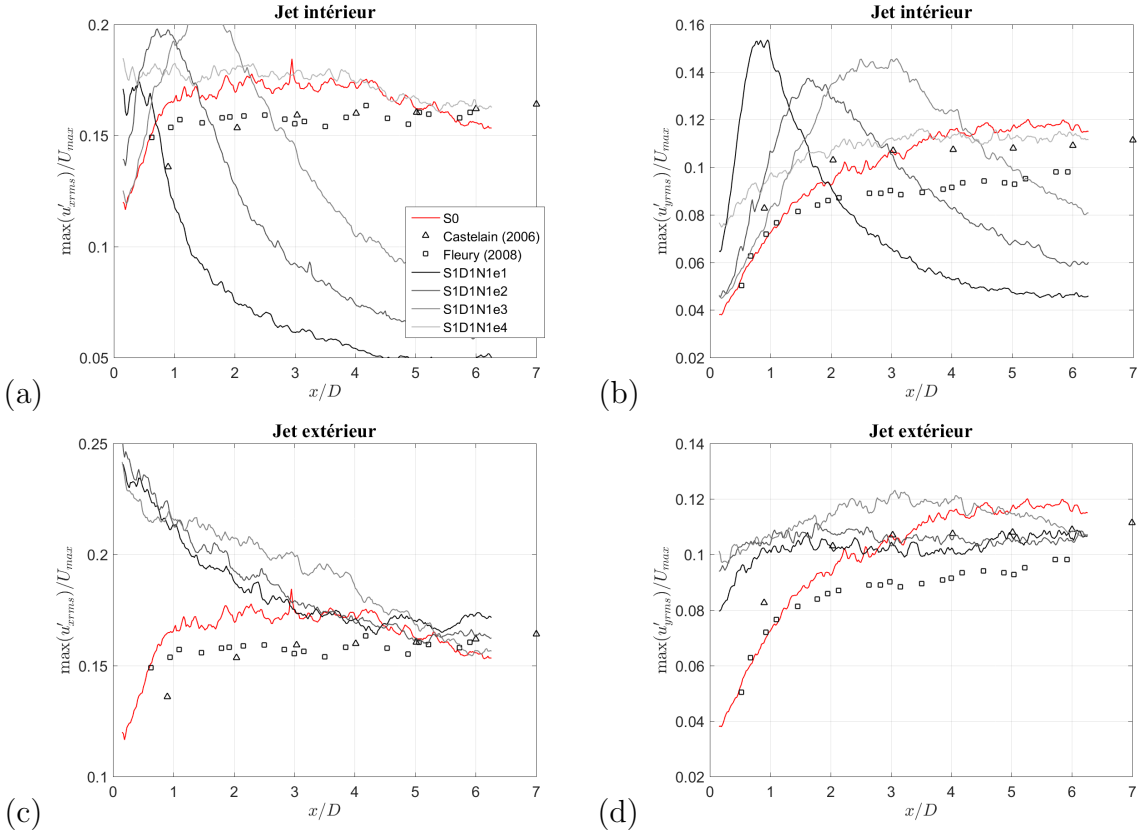


FIGURE 5.20 – Évolution longitudinale du taux de turbulence maximum basé sur les vitesses axiales et radiales dans les jets extérieurs et intérieurs pour les plaques perforées S1D1N1e1-e2-e3-e4 à NPR= 1.8.

5.2.4 Corrélations spatiales des vitesses

Pour tenter d'aller plus loin dans l'analyse de la turbulence, on détermine grâce à la même méthodologie que pour la configuration S0, les échelles intégrales moyennes dans les couches de mélange des différents jets. Le cas du jet central est étudié dans un premier temps. La Fig. 5.21 donne ainsi l'évolution longitudinale de l'échelle intégrale basée sur les différentes composantes de la vitesse dans la couche de mélange du jet central pour S1D1N1e1-e2-e3-e4 à NPR= 1.8. Pour chacune de ces configurations, la ligne d'analyse est indiquée par la droite pointillée noire sur les cartographies de la Fig. 5.19. Une nouvelle fois, les résultats obtenus sont également comparés à la configuration isolée de référence S0. Pour L^x_{xx}, L^y_{xx} et L^x_{yy}, on constate une évolution linéaire des échelles intégrales similaire entre la couche de mélange du jet central de S1D1N1e4 et celle du jet isolé S0. Les perforations de cette plaque étant fortement espacées, les différents jets n'interagissent que très tardivement entre eux. Il en résulte que le cisaillement obtenu dans la couche de mélange du jet central est similaire à celui du jet isolé favorisant ainsi un développement comparable des structures tourbillonnaires. Pour les autres configurations, en revanche, on retrouve ce même développement uniquement sur la portion où les jets sont encore indépendants. En effet, dès lors que le jet central entre en interaction avec ses voisins, on observe une rupture de pente traduisant un ralentissement de la croissance de la structure tourbillonnaire moyenne. En plus de réduire le niveau de turbulence, la diminution des gradients de densité due à l'interaction des couches de mélange perturbe donc également le développement des structures tourbillonnaires dans le jet central. Pour L^y_{yy}, on remarque un comportement différent entre les plaques perforées et la configuration S0. Rappelons néanmoins que les résultats obtenus pour cette dernière configuration sont très bruités et surestiment fortement les valeurs données dans la littérature. La comparaison n'est donc probablement pas représentative dans ce cas. Néanmoins pour S1D1N1e2-e3-e4, on peut observer des tendances assez similaires : l'échelle intégrale augmente sur les 2 premiers diamètres pour finalement converger vers une valeur d'environ 0.25. Pour S1D1N1e1, la croissance s'arrête dès le premier diamètre pour finalement reprendre vers $4.5D$ et converger vers la même valeur que pour les cas précédents.

On reproduit maintenant la même opération dans le cas de la couche de mélange externe d'un jet extérieur (Fig. 5.22). Tel que mentionné précédemment, l'axe de ces jets n'étant pas parfaitement parallèle à celui du jet central, l'analyse est réalisée sur une droite d'interpolation donnée par la courbe grise continue sur les cartographies de la Fig. 5.19. Cette interpolation des vitesses s'appuie sur la méthode des moindres carrés et les échelles intégrales associées sont nommées L^{ext}_{xx} et L^{ext}_{yy}. Les résultats alors obtenus sont comparés à L^x_{xx} et L^x_{yy} pour la configuration S0. Une nouvelle fois, la couche de mélange extérieure n'étant pas complète pour la configuration S1D1N1e4, celle-ci n'est pas étudiée ici. Contrairement au cas du jet central précédent, on peut observer ici un comportement similaire entre les plaques perforées et le jet isolé S0. En effet, pour chacune de ces configurations, la croissance de l'échelle intégrale est linéaire. On peut remarquer néanmoins un léger écart de niveau entre S0 et S1D1N1e1-e2-e3 pour la composante basée sur la vitesse axiale. Cet écart peut résulter de l'augmentation du taux de turbulence observé précédemment sur les jets extérieurs des plaques perforées comparé à S0.

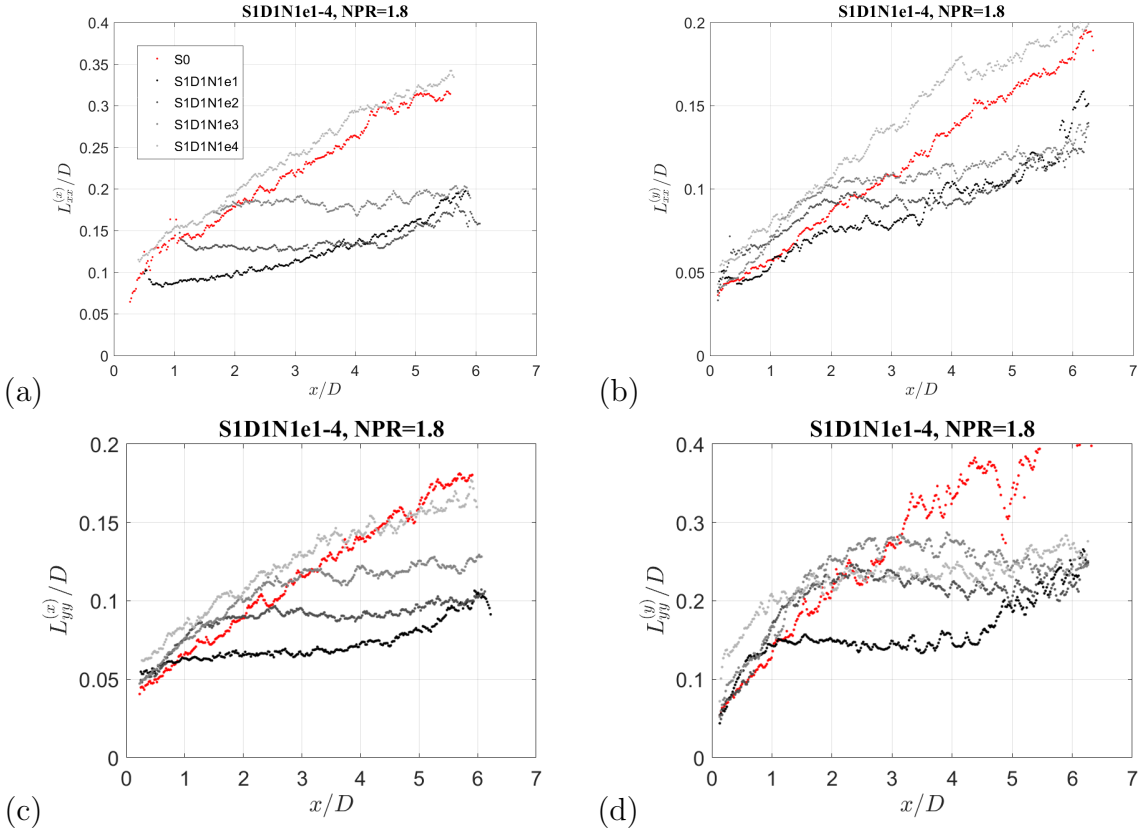
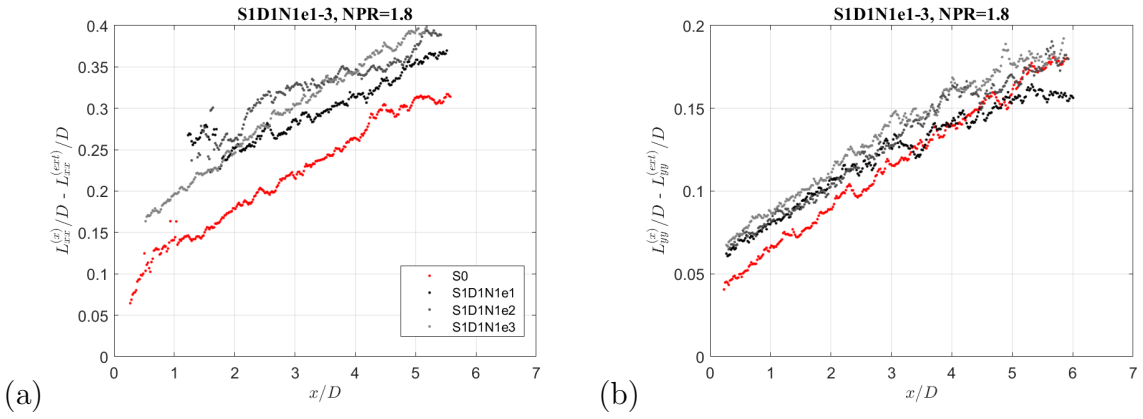


FIGURE 5.21 – Évolution longitudinales des échelles intégrales dans la couche de mélange du jet central à NPR= 1.8 pour les configurations S0, S1D1N1e1, S1D1N1e2, S1D1N1e3 et S1D1N1e4. (a) L_{xx}^{x}, (b) L_{xx}^{y}, (c) L_{yy}^{x} et (d) L_{yy}^{y}.

5.3 Identification des deux sources du bruit de mélange

Comme cela a été réalisé pour le diaphragme, on se propose maintenant d'étudier plus en détail les sources aérodynamiques responsables du bruit de mélange et en particulier, la source associée aux grosses structures turbulentes cohérentes dominant le bruit en aval. Dans cette direction, les mesures acoustiques précédentes ont montré l'apparition d'une double bosse marquée dans les spectres en champ lointain dans le cas des plaques perforées. De plus, la modification des paramètres géométriques de ces plaques, comme notamment l'espacement des perforations, a révélé qu'il était possible d'adapter le niveau ainsi que le positionnement fréquentiel de ces deux bosses. Enfin, selon la prédominance de l'une ou l'autre des bosses, les mesures de corrélation ont mis en évidence des intermittences acoustiques plus ou moins longues/cohérentes temporellement, suggérant des structures aérodynamiques à l'origine, plus ou moins grosses, et donc probablement des zones sources différentes. Pour tenter de confirmer cette hypothèse, on s'appuie dans la suite sur une analyse des champs Schlieren obtenus en simultané des mesures acoustiques. Dans le cas des plaques perforées, les phénomènes d'intégration étant plus importants (intégration de plusieurs jets les uns derrières les autres), une analyse directe par corrélation n'est plus envisageable. Par ailleurs, l'augmentation en largeur de la taille des champs à visualiser implique une réduction de la fréquence d'échantillonnage des mesures Schlieren. Elle est



(a) (b)

FIGURE 5.22 – Évolution longitudinales des échelles intégrales dans la couche de mélange du jet extérieur à NPR= 1.8 pour les configurations S0, S1D1N1e1, S1D1N1e2, S1D1N1e3 et S1D1N1e4. (a) L^x_{xx} pour S0 ou L^{ext}_{xx} pour les plaques perforées et (b) L^x_{yy} pour S0 ou L^{ext}_{yy} pour les plaques perforées.

ainsi respectivement de 28 kHz et 40 kHz pour les configurations S1D1N1e4 et S1D1N1e1-e2-e3. La fréquence d'acquisition acoustique est pour chacun de ces cas le double de la fréquence Schlieren. Pour tenter d'établir un lien causal entre les champs acoustique et aérodynamique, nous nous appuierons donc principalement sur des moyennes conditionnelles basées sur les intermittences fortes identifiées dans le signal acoustique aval. Pour ce faire une procédure en 2 passes similaire à celle réalisée sur S0 est utilisée. Par ailleurs, comme il n'est pas possible ici de déterminer le temps de propagation source-microphone T_p par des mesures de corrélation directes, nous ferons l'hypothèse que celui-ci est inchangé par rapport à S0 et donc que l'intermittence acoustique est générée au temps t_{Sc} dans les images Schlieren.
Afin de tenter d'étudier les structures aérodynamiques responsables de chacune des deux bosses des spectres acoustiques aval, on s'intéresse dans un premier temps aux configurations limites S1D1N1e2 et S1D1N1e4 pour lesquelles respectivement la bosse à basse fréquence et à haute fréquence domine. Dans un second temps la configuration intermédiaire S1D1N1e3 présentant des bosses de même niveau sera étudiée.

5.3.1 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes dans le cas de perforations espacées

Dans le cas de plaques perforées de perforations espacées (S1D1N1e4), les mesures acoustiques ont montré que les spectres à l'aval étaient dominés par une bosse haute fréquence de forme et de calage fréquentiel semblable au bruit de mélange de S0. Par ailleurs, l'analyse des corrélations dans cette direction a également montré que les intermittences acoustiques qui composent ce rayonnement étaient, tout comme pour S0, spatialement assez peu étendues dans la direction de propagation. Pour cette configuration, les jets issus des différentes perforations se mélangeant très tardivement, il est raisonnable de penser que les mécanismes sources du rayonnement aval sont donc les mêmes que pour le jet isolé, expliquant ainsi les similitudes observées entre S1D1N1e4 et S0. Pour tenter de valider cette hypothèse, on trace au cours du temps sur la Fig. 5.23 les

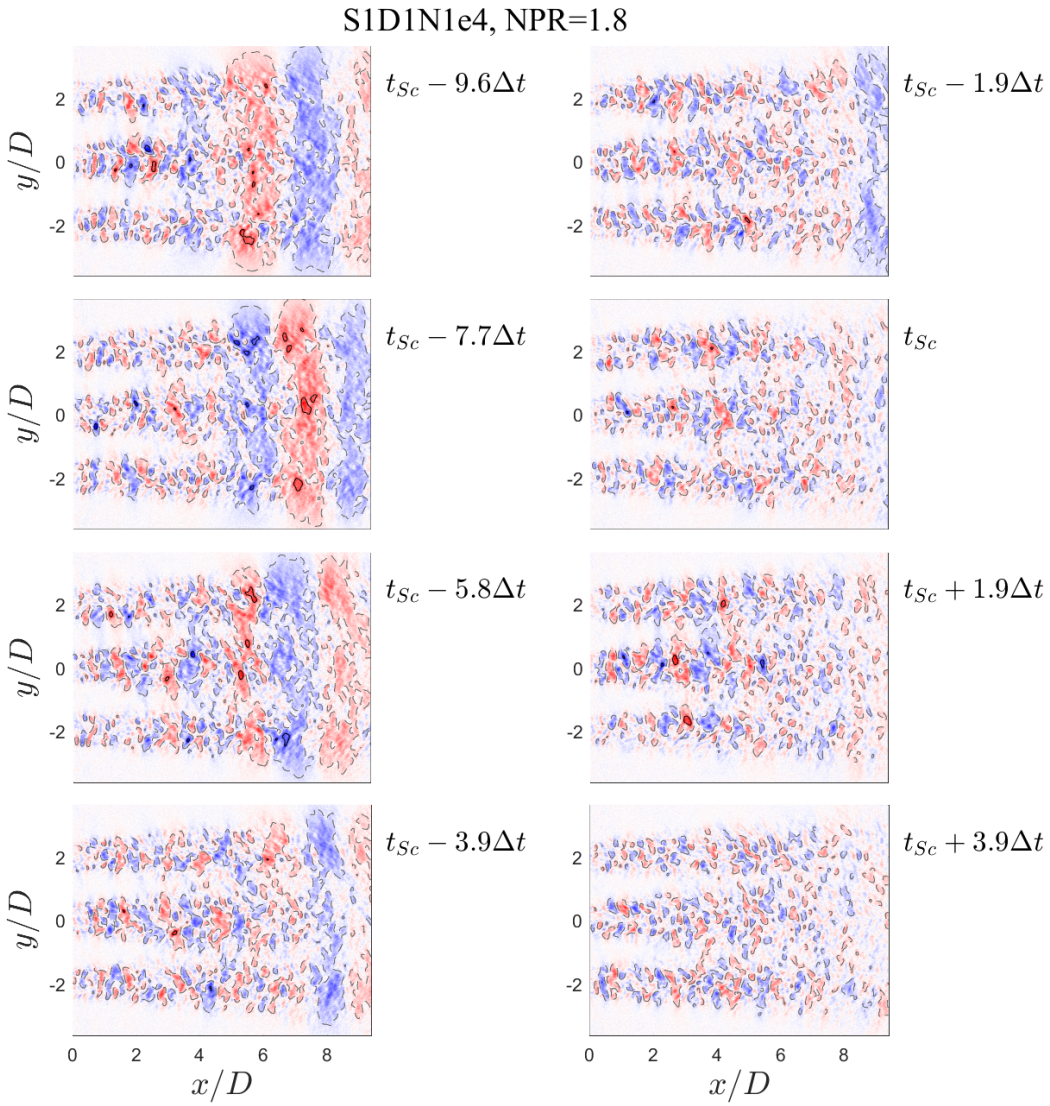


FIGURE 5.23 – Cartographies des moyennes conditionnelles réalisées sur les intermittences positives fortes ($> 1.5\sigma_{30°}$) obtenues sur le microphone à $\Theta = 30°$ pour S1D1N1e4 à NPR= 1.8.

cartographies obtenues par moyenne conditionnelle basée sur les intermittences positives fortes dépassant $1.5\sigma_{30°}$ à la fréquence $f_s = 5925$ Hz (fréquence associée aux impulsions privilégiées). Notons que sur ces cartographies, le paramètre $\Delta t = 5.6 \times 10^{-6}$ s est inchangé par rapport à la configuration S0. Les facteurs non entiers de Δt s'expliquent alors par une fréquence d'acquisition Schlieren différente de celle de S0. Par ailleurs, la mesure Schlieren est réalisée de telle sorte que le jet central intègre 3 jets les uns derrière les autres tandis que seulement deux sont intégrés pour les jets hauts et bas ($y/D = 2$ et -2). De la même manière que pour S0, on peut alors constater que la génération des intermittences, supposée au temps t_{Sc}, est précédée du développement de grosses structures tourbillonnaires dans les couches de mélange des différents jets issus des perforations. Ces structures semblent alors s'intensifier vers l'aval jusqu'à atteindre un maximum aux alentours de $7D$

pour finalement se dissiper peu avant le temps d'émission t_{Sc}. On retrouve donc bien un comportement comparable à celui observé sur S0.

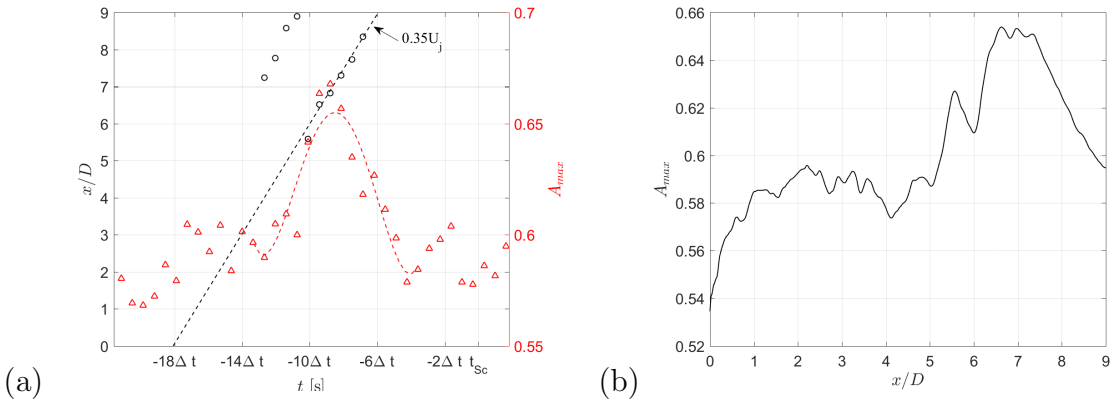


FIGURE 5.24 – Évolution de la position et des niveaux maximum (zones rouges sur Fig. 5.23) de contraste tirés des moyennes conditionnelles à $\Theta = 30°$ pour S1D1N1e4 à NPR= 1.8. La courbe pointillée rouge donne le polynôme d'ordre 4 s'accordant au mieux par la méthode des moindres carrés aux maximas de contraste autour du phénomène principal tandis que la droite pointillée noire donne au cours du temps la position axiale de structures évoluant à une vitesse de $0.35U_j$. (b) Évolution longitudinale du niveau maximum de contraste relevé au cours du temps pour cette même configuration.

Afin d'étudier plus finement le déplacement et l'intensité de ces phénomènes aérodynamiques, les cartographies précédentes sont moyennées entre $y = -2.5D$ et $2.5D$. On trace ensuite sur la Fig. 5.24 (a) l'évolution au cours du temps de la position longitudinale (en rouge) et du niveau (en noir) du maximum de contraste relevé sur ces moyennes transverses. Comme observé sur les cartographies précédentes, on peut alors remarquer que le niveau maximum croît jusqu'à $t_{Sc} - 8\Delta t < t < t_{Sc} - 7\Delta t$ pour ensuite décroître jusqu'au temps d'émission t_{Sc}. Le phénomène est assez similaire à celui observé sur S0 malgré une très légère avance dont l'origine n'est pas claire, si ce n'est qu'elle peut être induite par une légère augmentation du temps de propagation de l'onde acoustique entre la source dans les différents jets et le microphone notamment du fait de réfractions dans les couches de mélange. On peut en outre noter que la vitesse de déplacement des structures au niveau de l'événement principal semble être de $0.35U_j$ soit la moitié de la vitesse de convection, ce qui n'est pas plausible. Cela résulte probablement d'une fréquence d'échantillonnage Schlieren un peu faible par rapport à la fréquence des phénomènes étudiés. D'une image à l'autre, le maximum n'est alors probablement pas positionné sur la même structure.
De la même manière que pour S0, afin de tenter d'identifier la zone d'interaction des structures, on trace sur la Fig. 5.24 (b), l'évolution longitudinale du niveau maximum de contraste relevé au cours du temps. On peut ainsi remarquer que celui-ci semble croître jusqu'à 7D pour ensuite diminuer jusqu'à la fin du champ à 9D. Comme pour S0, il semble donc que la zone d'interaction des grosses structures turbulentes cohérentes soit une nouvelle fois la fin du cône potentiel des petits jets. Ce résultat explique ainsi la similitude du rayonnement observé à l'aval entre S0 et S1D1N1e4.
Avant de s'intéresser à une autre configuration, il est également intéressant de noter sur les cartographies Fig. 5.23 que les phénomènes aérodynamiques semblent se produire si-

multanément sur l'ensemble des jets. On peut alors se demander si cette simultanéité est réelle et résulte d'une mise en phase des phénomènes aérodynamiques dans les différents jets ou si elle résulte tout simplement d'un artéfact lié à la technique de post-traitement. En effet, la moyenne conditionnelle étant basée sur l'identification des événements forts dans les signaux acoustiques et dont l'origine spatiale est inconnue, elle va synchroniser artificiellement les événements issus de chaque jet, potentiellement indépendants. Pour tenter d'établir un éventuel lien entre les jets, on calcul la cohérence spatiale γ sur les images Schlieren. Celle-ci est définie par :

$$\gamma^2(f) = \frac{\left|G_{1,2}(f)\right|^2}{G_1(f)G_2(f)}, \tag{5.1}$$

avec $G_1(f)$ et $G_2(f)$ les autospectres des fluctuations de couleurs du pixel $\zeta_{xy}(t)$ respectivement au point de référence 1 ($\zeta_{xy_1}(t)$) et d'analyse 2 ($\zeta_{xy_2}(t)$, même abscisse, autre position transverse) et $G_{1,2}(f)$ l'interspectre entre $\zeta_{xy_1}(t)$ et $\zeta_{xy_2}(t)$. Les différents autospectres et interspectres sont par ailleurs obtenus par la méthode de Welch, c'est à dire en divisant le signal complet en plusieurs sous-segments moyennés par la suite. On trace ainsi sur la Fig. 5.25 l'évolution transverse du niveau de cohérence moyen entre $f = 4000$ Hz et 14000 Hz pour des points de référence situés dans le centre des jets centraux (courbe continue noire) et extérieurs (courbe pointillée grise) pour des abscisses de $x/D = 5$, 6, 7 et 8. Ces positions correspondent aux zones dans lesquelles les structures à l'origine du rayonnement aval sont les plus fortes et donc où le rapport signal sur bruit est probablement le meilleur. On remarque alors l'apparition d'un pic de cohérence autour du point de référence traduisant des similitudes entre les fluctuations de contraste relevées sur ces pixels voisins. Comme pour la PIV, la largeur de ce pic traduit simplement la dimension de la structure tourbillonnaire moyenne à cet endroit, aux effets d'intégration prés. Néanmoins, on peut également noter l'absence totale de cohérence entre les différents jets. Cela signifie donc que les instabilités se développent indépendamment sur chacun de ces jets et que la simultanéité des événements observée sur la moyenne conditionnelle résulte probablement d'un artéfact de la méthode d'analyse. Notons qu'il est nécessaire de conserver un regard critique sur ces résultats de cohérence étant donné l'importance des phénomènes d'intégration pour ces configurations multi-jets. En effet, la simultanéité de ces événements pourrait ainsi être noyée dans le bruit lié à l'intégration d'un grand nombre de phénomènes aérodynamiques et ne plus émerger clairement du calcul de cohérence.

5.3.2 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes dans le cas de perforations proches

On s'intéresse maintenant à l'autre configuration limite : S1D1N1e2. Pour cette plaque perforée, il a été observé à l'aval un rayonnement dominé par la bosse à basse fréquence ainsi que des intermittences acoustiques de plus grande étendue spatiale que celles associées à la bosse haute fréquence dans la direction de propagation. En se basant sur ces résultats ainsi que sur la littérature, il est alors possible de supposer que la source de ce rayonnement est située plus à l'aval que celle observée sur S0 ou S1D1N1e4, bien que les jets soient de même diamètre à la sortie des perforations. Pour tenter de vérifier cette hypothèse, on trace au cours du temps sur la Fig. 5.26, les cartographies obtenues par moyenne conditionnelle basée sur les intermittences fortes dépassant $1.5\sigma_{30^\circ}$ à la fréquence

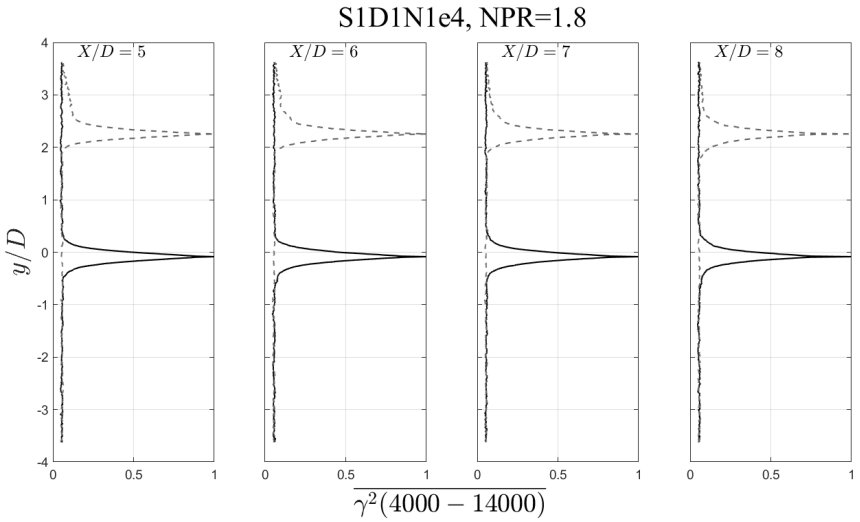


FIGURE 5.25 – Évolution radiale de la cohérence spatiale dans les images Schlieren entre $f = 4000$ Hz et 14000 Hz pour des points de référence situés dans le centre des jets centraux (courbe continue noire) et dans le centre des jets extérieurs (courbe continue grise).

$f_s = 3207$ Hz (fréquence préférentielle des impulsions). Notons que des résultats similaires ont été obtenus pour S1D1N1e1 mais que cette configuration présente un meilleur rapport signal sur bruit. On peut alors noter, de la même manière que pour les configurations précédentes, que la génération de l'intermittence acoustique, supposée au temps t_{Sc}, est précédée du développement de grosses structures turbulentes dans la couche de mélange des jets. Néanmoins contrairement aux cas précédents, ces phénomènes apparaissent plus tôt dans les visualisations Schlieren et ne semblent pas s'atténuer une fois le cône potentiel des jets dépassé.

De la même manière que pour les configurations précédentes, afin de vérifier ces observations, les cartographies sont moyennées entre $y/D = -1$ et 1 puis le niveau maximal de contraste (en rouge) ainsi que la position longitudinale associée (en noir) sont reportés au cours du temps sur la Fig. 5.27. On remarque alors que l'événement principal associé aux intermittences est maximal sur les champs Schlieren d'étude entre $-18\Delta t$ et $-16\Delta t$ soit $14\Delta t = 7.8 \times 10^{-4}$ s avant celui de S0. Cet écart temporel peut ainsi s'expliquer par une zone source située beaucoup plus à l'aval que pour S0 ou S1D1N1e4, confirmant les hypothèses faites précédemment à partir des mesures acoustiques. En effet, en supposant T_p invariant ou faiblement variable, la présence d'une zone source plus à l'aval implique que les phénomènes aérodynamiques à l'origine des intermittences vont apparaître en un point des champs Schlieren avec une avance équivalente au temps de propagation entre ce point et la source. Plus cette dernière sera alors loin à l'aval, plus le passage des structures au niveau des champs Schlieren, focalisés sur les 9 premiers diamètres, sera tôt par rapport à t_{Sc}. Afin de clairement localiser cette zone source, des champs de plus grande dimension sont donc nécessaires. En première approximation, il est possible de localiser grossièrement cette dernière en prenant en compte l'avance temporelle précédemment déterminée. En effet, en considérant que le temps de convection entre la zone source de S0 et celle de S1D1N1e1 est de 7.8×10^{-4} s est que la vitesse de convection est de $0.7 \times U_j$, on trouve alors que la source est située à environ $28D$ de la sortie. Cette grandeur équivaut

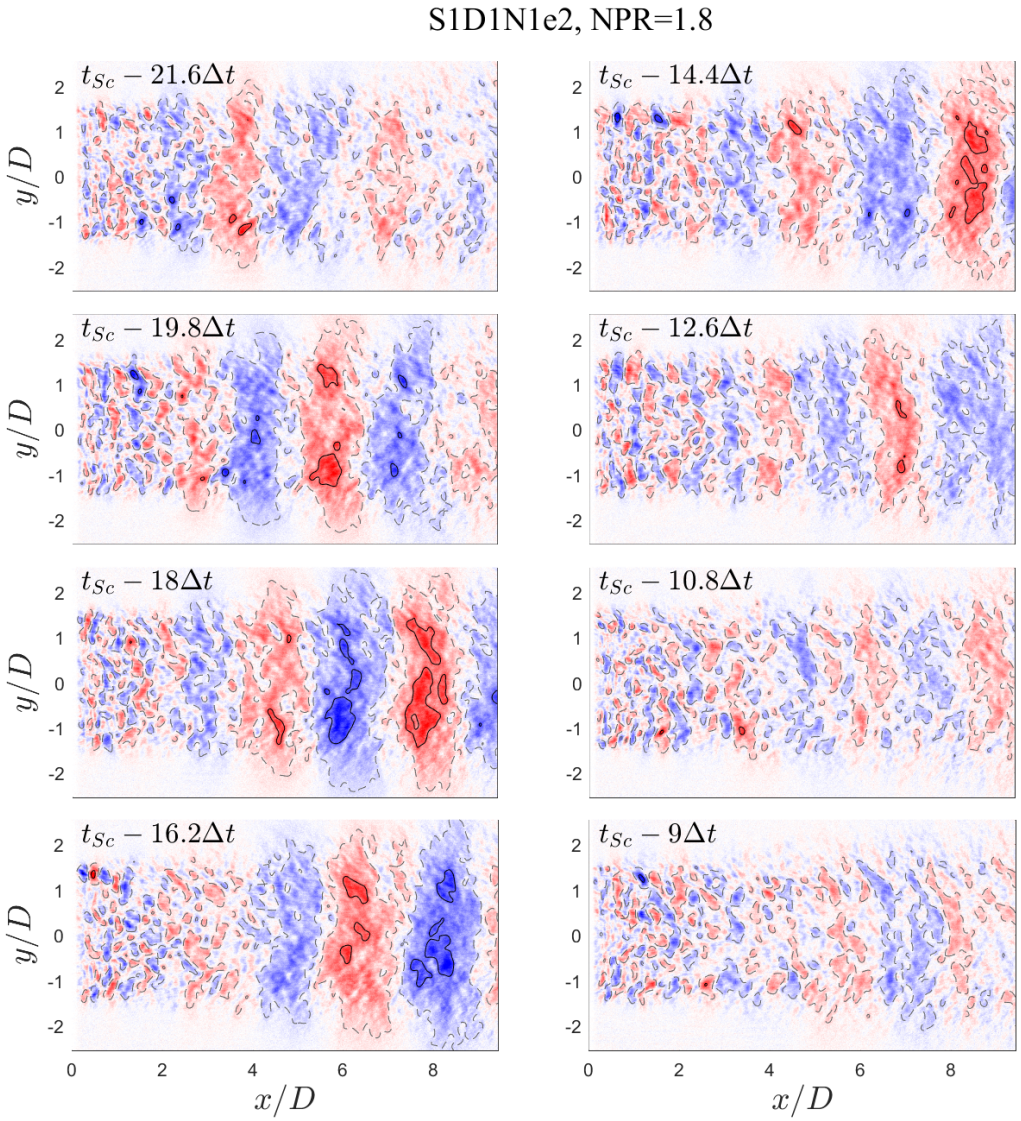


FIGURE 5.26 – Cartographies des moyennes conditionnelles réalisées sur les intermittences positives fortes ($> 1.5\sigma_{30°}$) obtenues sur le microphone à $\Theta = 30°$ pour S1D1N1e2 à NPR= 1.8.

à environ $8D_{circ}$ avec D_{circ} le diamètre du cercle circonscrit à l'ensemble des perforations où, en d'autre terme, le diamètre approximatif du gros jet équivalent formé à partir du mélange de l'ensemble des petits jets. Pour ces configurations de plaques perforées, il semble donc que l'origine du rayonnement aval à basse fréquence soit une interaction des grosses structures turbulentes vers la fin du pseudo cône potentiel de ce gros jet équivalent expliquant ainsi l'ensemble des résultats acoustiques et aérodynamiques obtenus.
Pour apporter un autre élément de validation à cette hypothèse, on trace, pour chaque position axiale, le niveau maximum de contraste relevé au cours du temps sur la Fig. 5.27 (b). On remarque alors, contrairement aux deux cas précédents, que le niveau croît ici sur l'ensemble du champ Schlieren d'étude. Cela peut s'expliquer par le fait que l'interaction des grosses structures à l'origine du rayonnement à $\Theta = 30°$ a lieu beaucoup plus à l'aval,

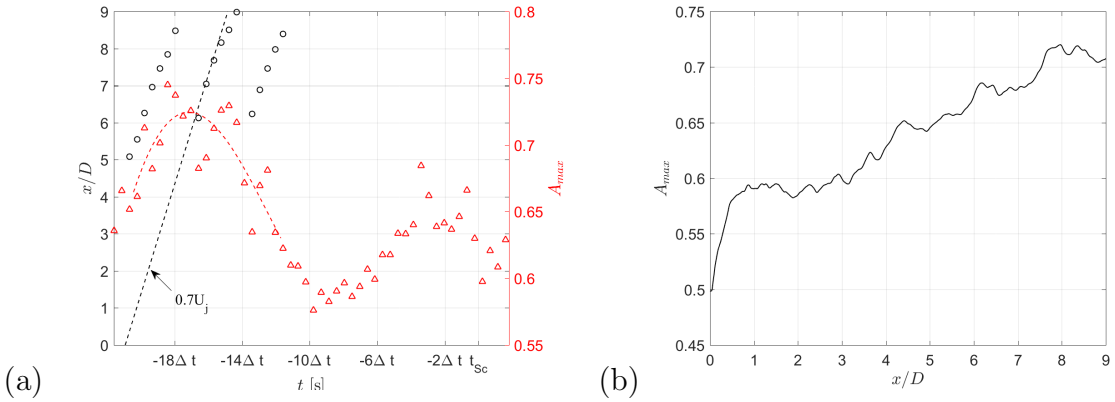


FIGURE 5.27 – Évolution de la position et des niveaux maximum (zones rouges sur Fig. 5.26) de contraste tirés des moyennes conditionnelles à $\Theta = 30°$ pour S1D1N1e2 à NPR= 1.8. La courbe pointillée rouge donne le polynôme d'ordre 4 s'accordant au mieux par la méthode des moindres carrés aux maximas de contraste autour du phénomène principal tandis que la droite pointillée noire donne au cours du temps la position axiale de structures évoluant à une vitesse de $0.7U_j$, U_j étant la vitesse d'écoulement. (b) Évolution longitudinale du niveau maximum de contraste relevé sur la fenêtre temporelle d'étude pour cette même configuration.

hors du champ Schlieren. Ces structures ne font alors que se développer et croître dans la zone couverte par les présentes mesures Schlieren.

5.3.3 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes en présence d'une double zone source

Pour finir, on s'intéresse à la configuration S1D1N1e3. Pour cette plaque perforée, l'analyse du rayonnement acoustique aval a montré l'émergence, à niveau égal, des deux bosses précédemment étudiées. Par ailleurs, la décomposition en ondelettes a également permis de mettre en évidence la présence de deux dimensions d'impulsion privilégiées de cohérence très différente. Au vu de ces observations, on peut donc naturellement penser que les deux zones sources identifiées dans les sous-sections précédentes contribuent à part égale au rayonnent aval global. Pour tenter de valider cela, on se propose de réaliser ici des moyennes conditionnelles basées sur ces deux durées d'impulsion identifiées. Notons que la présence simultanée de ces différentes échelles réduit le nombre d'événement associé à chaque échelle sur une durée d'observation donnée. Cela a pour effet de fortement dégrader l'analyse en diminuant le rapport signal sur bruit. Malgré tout, des résultats peuvent être obtenus en conservant la même procédure. On s'intéresse dans un premier temps aux impulsions les plus courtes associées à la bosse à haute fréquence. La moyenne conditionnelle est alors réalisée à la fréquence $f_s = 5210$ Hz et les cartographies obtenues sont présentées sur la Fig. 5.28. Comme pour l'ensemble des cas précédents, on remarque en avant de l'émission des intermittences supposée à t_{Sc}, le développement de grosses structures aérodynamiques dans les jets. Ces dernières semblent ainsi s'intensifier jusqu'à environ $t_{Sc} - 4.1\Delta t$ pour ensuite s'atténuer jusqu'à t_{Sc}. Parallèlement à celui-ci, un second événement de moindre intensité émerge et se développe également dès $t_{Sc} - 1.3\Delta t$ pour

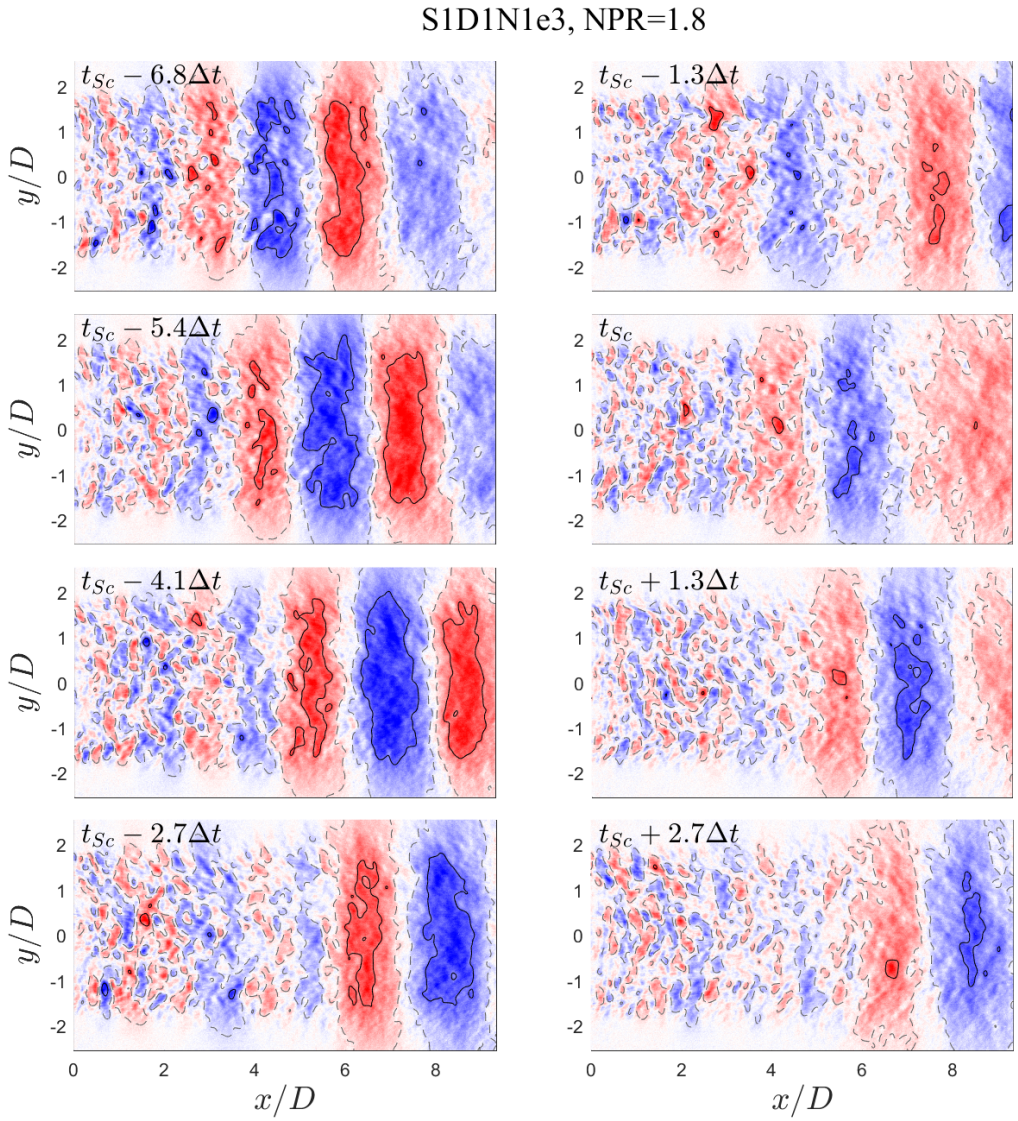


FIGURE 5.28 – Cartographies des moyennes conditionnelles réalisées sur les intermittences positives fortes ($> 1.5\sigma_{30°}$) à $f_s = 5210$ Hz (BM) obtenues sur le microphone à $\Theta = 30°$ pour S1D1N1e3 à NPR= 1.8.

finalement être à son tour atténué à partir de t_{Sc}+1.3Δt. De la même manière que cela a été observé sur d'autres configurations, ce dernier phénomène correspond très probablement à l'événement suivant celui étudié. En effet, étant donné la fréquence élevée des événements intermittents analysés, ils se succèdent rapidement les uns aux autres.

Pour compléter ces observations, on réalise le même traitement que pour les cas précédents : les cartographies sont moyennées entre $y = -2D$ et $2D$ puis le niveau ainsi que la position du maximum de contraste sont reportés au cours du temps sur la Fig. 5.29 (a). Ce résultat confirme que l'événement principal est maximal entre $-6\Delta t$ et $-4\Delta t$ puis décroît avant qu'un second événement de moindre intensité apparaisse entre $-3\Delta t$ et $-2\Delta t$. L'écart entre ces deux événements compris entre $2\Delta t = 1.1 \times 10^{-4}$ s et $3\Delta t = 1.7 \times 10^{-4}$ s englobe bien la période associée à la fréquence privilégiée de passage

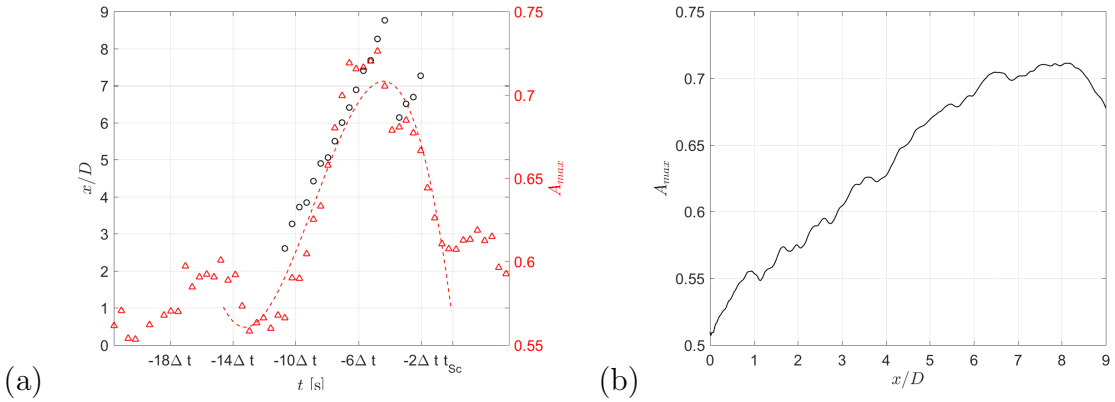


FIGURE 5.29 – (a) Évolution de la position et des niveaux maximum (zones rouges sur Fig. 5.28) de contraste tirés des moyennes conditionnelles à $\Theta = 30°$ et $f_s = 5210$ Hz pour S1D1N1e3 à NPR= 1.8. La courbe pointillée rouge donne le polynôme d'ordre 4 s'accordant au mieux par la méthode des moindres carrés aux maximas de contraste autour du phénomène principal durant la période de passage des structures aérodynamiques. (b) Évolution longitudinale du niveau maximum de contraste relevé sur la fenêtre temporelle d'étude pour cette même configuration.

des grosses structures turbulentes donnée par $St \simeq 0.2$ ($T_{0.2} \simeq 1.312 \times 10^{-4}$ s). Tout comme pour S1D1N1e4, on remarque alors que l'événement principal est maximal avec une avance par rapport à t_{Sc} comparable à celle observée pour S0 bien que très légèrement augmentée. La position de la zone source semble donc être similaire pour ces trois configurations. Afin d'étayer cette hypothèse, on trace sur la Fig. 5.29 (b) le niveau du maximum de contraste obtenu au cours du temps à partir du profil moyen précédent, pour chaque position axiale. On remarque alors une croissance de ce niveau maximum jusqu'à $8D$ suivie de l'amorce d'une décroissance. En faisant une nouvelle fois l'hypothèse que cette décroissance est induite par l'interaction des grosses structures turbulentes au niveau de la zone source, on peut noter que cette dernière apparaît à environ $8D$ soit après la fin du cone à potentiel des jets. Ces résultats suggèrent donc que les impulsions plus courtes associées à la bosse à haute fréquence sont générées par des interactions de structures turbulentes vers la fin du cône à potentiel des petits jets de la même manière que pour S0 et S1D1N1e4.

Cependant pour cette configuration, la bosse à haute fréquence se développe parallèlement à la bosse basse fréquence, dont le niveau est comparable. Afin d'analyser l'origine de cette dernière, on se propose donc de réitérer la même étude que précédemment mais en se basant sur les impulsions de plus grande dimension, c'est à dire sur la fréquence $f_s = 1096$ Hz. Notons qu'en plus de la présence d'intermittences d'échelles variées pour cette configuration, la réalisation de moyenne conditionnelle à basses fréquences favorise une très forte réduction du nombre d'événements forts identifiés. Les résultats alors obtenus et présentés sur la Fig. 5.30 ont donc un rapport signal sur bruit assez faible. Malgré cela il est à nouveau possible d'identifier l'apparition et le développement de structures cohérentes dans les jets entre $t_{Sc} - 18\Delta t$ et $t_{Sc} - 12.6\Delta t$, c'est-à-dire lorsqu'elles sont encore très à l'amont de leur lieu d'émission. De la même manière que pour S1D1N1e2, cela suggère que la source générant l'intermittence étudiée est située très à l'aval, en dehors du

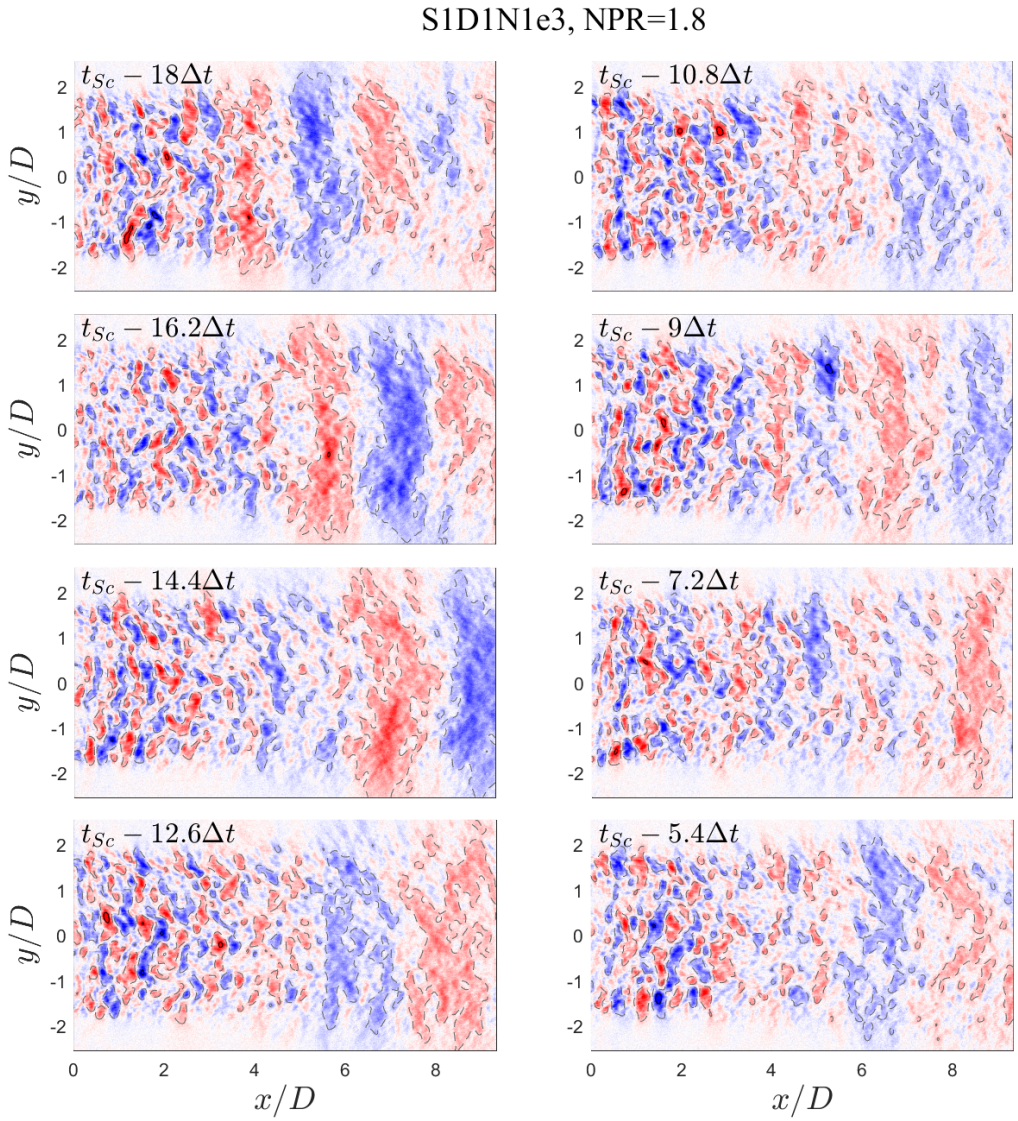


FIGURE 5.30 – Cartographies des moyennes conditionnelles réalisées sur les intermittences positives fortes ($> 1.5\sigma_{30°}$) à $f_s = 1096$ Hz (BPM) obtenues sur le microphone à $\Theta = 30°$ pour S1D1N1e3 à NPR= 1.8.

champ Schlieren. Cette avance correspond alors au temps de propagation de la structure jusqu'à cette source aval.

Afin de tenter d'améliorer le signal sur bruit de ces résultats, la Fig. 5.31 (a) donne le niveau et la position du maximum de contraste identifié à partir des cartographies précédentes moyennées entre $y = -2D$ et $2D$. Malgré cette moyenne, on note que le bruit reste assez important. Il est néanmoins possible d'identifier l'apparition d'un niveau maximum de contraste entre $-18\Delta t$ et $-14\Delta t$. Cette avance correspond assez bien à celle observée sur S1D1N1e2 est témoigne d'une zone source probablement située très loin à l'aval, en dehors des champs Schlieren. En traçant par ailleurs sur la Fig. 5.31 (b) le niveau maximum de contraste relevé au cours du temps pour chaque position axiale, on remarque de la même manière que pour S1D1N1e2, une croissance de ce maximum

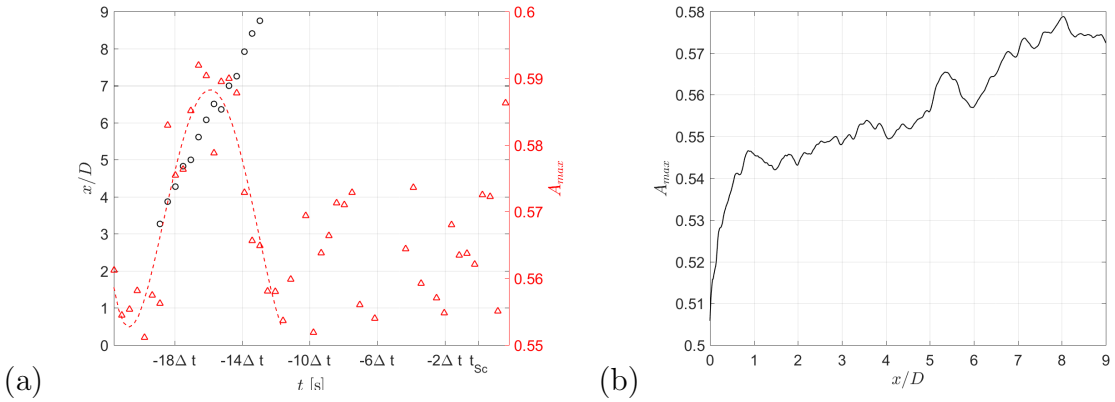


FIGURE 5.31 – (a) Évolution de la position et des niveaux maximum (zones rouges sur Fig. 5.30) de contraste tirés des moyennes conditionnelles à $\Theta = 30°$ et $f_s = 1096$ Hz pour S1D1N1e3 à NPR= 1.8. La courbe pointillée rouge donne le polynôme d'ordre 4 s'accordant au mieux par la méthode des moindres carrés aux maximas de contraste autour du phénomène principal dans la période de passage des structures aérodynamiques. (b) Évolution longitudinale du niveau maximum de contraste relevé sur la fenêtre temporelle d'étude pour cette même configuration.

sur l'ensemble du champ Schlieren. Il ne semble donc pas y avoir de zone d'interaction des structures dans la portion d'écoulement étudiée : comme pour S1D1N1e2, la source se situe donc plus loin à l'aval. En conclusion, pour cette configuration S1D1N1e3, l'apparition de la double bosse dans les spectres en champ lointain aval semble due à la présence de deux zones d'interaction de structures turbulentes cohérentes. La première, à l'origine de la bosse à haute fréquence, apparaît au niveau de la fin du cône potentiel des petits jets. Les structures entrant en jeu dans cette interaction s'étant développées sur une zone peu étendue, les intermittences induites restent assez peu cohérentes dans leur direction de propagation. La seconde, quant à elle, responsable de la bosse à basse fréquence apparaît beaucoup plus loin à l'aval. Des champs Schlieren de plus grande dimension seraient nécessaires pour localiser cette zone précisément mais compte tenu des informations recueillies il semble raisonnable de penser qu'elle est située près de la fin du cône potentiel du gros jet équivalent formé à partir du mélange de l'ensemble des petits jets. Les structures aérodynamiques entrant en jeu dans cette interaction se sont alors développées dans la couche de mélange sur une zone beaucoup plus étendue, favorisant l'émission d'impulsions intermittentes plus cohérentes dans la direction de propagation.
L'ensemble des résultats aérodynamiques corroborent donc les observations faites à partir du rayonnement en champ lointain. Les analyses présentées dans ces travaux se sont concentrées sur deux zones sources ainsi que sur des durées d'impulsions particulières. Néanmoins il est important de rappeler que le caractère à large bande du bruit de mélange induit une contributions de différentes échelles de structures tourbillonnaires ainsi que des zones sources probablement assez étendues. À ce titre, le choix des durées d'impulsions correspond aux fréquences des maxima des bosses spectrales. Sachant que les ondelettes ont elles-même une forme spectrale élargie, elles peuvent restituer au moins partiellement la richesse spectrale des signaux acoustiques. Par conséquent, elles sont causalement liées à une part non négligeable des structures aérodynamiques responsables des bosses.

5.3.4 Rayonnement associé à la turbulence de petite échelle

De la même manière que pour la configuration S0, le rayonnement associé à la turbulence de petite échelle, peu cohérent et peu localisé, ne peut pas être étudié par les différentes méthodes utilisées dans la sous-section précédente. Afin de proposer une explication aux modifications du rayonnement acoustique observées à $\Theta = 90°$ avec l'utilisation des différentes plaques perforées, il est nécessaire de s'appuyer sur les analyses statistiques réalisées à partir des mesures PIV. En effet, en associant les observations faites sur l'évolution des échelles intégrales dans les différentes couches de mélange aux résultats obtenus sur les champs moyens et fluctuants de la vitesse, il est possible de proposer une explication aux variations acoustiques observées sur la Fig. 5.5 (b) notamment lorsque l'espacement des perforations est modifié.
Dans le cas de plaques perforées avec des perforations proches (typiquement S1D1N1e1-e2), les résultats PIV précédents ont montré une réduction des zones de cisaillement, et en conséquence, du taux de turbulence autour des jets centraux du fait d'une interaction rapide des jets entre eux. Cela a ainsi pour effet de dissiper plus lentement l'énergie cinétique par cisaillement et donc de ralentir la perte de vitesse moyenne en particulier au niveau de ces jets centraux. Les structures tourbillonnaires dans les couches de mélange externes peuvent alors se développer plus longuement favorisant l'émergence d'un rayonnement à basse fréquence plus marqué comme le montrent sur les spectres. À l'opposé, une plaque perforée de perforations espacées favorise une interaction beaucoup plus tardive des jets permettant ainsi d'augmenter les zones de cisaillement et de dissiper plus rapidement l'énergie cinétique. Les structures tourbillonnaires peuvent alors se développer moins longtemps réduisant le contenu à basses fréquences. En revanche, le mélange plus tardif des jets favorise également une contribution plus importante des jets centraux au rayonnement global du fait d'une turbulence alors non négligeable sur les premiers diamètres. Or, d'après les mesures de localisation de source, ces premiers diamètres sont responsables du rayonnement à plus haute fréquence. L'augmentation de cette contribution a alors pour effet d'intensifier le niveau des hautes fréquences.

5.4 Prédiction du bruit de mélange de plaque perforée

L'ensemble des résultats obtenus dans ce chapitre ont montré de très fortes similitudes entre les mécanismes sources à l'origine du rayonnement à large bande de plaques perforées et ceux observés pour des jets isolés. On se propose donc dans cette section de tenter d'établir un modèle simple de prédiction du bruit de mélange de grille en se basant sur des résultats de la littérature du bruit de jet. On s'intéresse dans un premier temps au rayonnement aval.

5.4.1 Rayonnement associé aux grosses structures turbulentes cohérentes ($30°$)

Dans les sections précédentes, il a été démontré que le rayonnement aval, dans le cas des plaques perforées, est généré par un mécanisme similaire à celui observé pour des jets isolés : de grosses structures turbulentes se développent et croissent dans la couche de

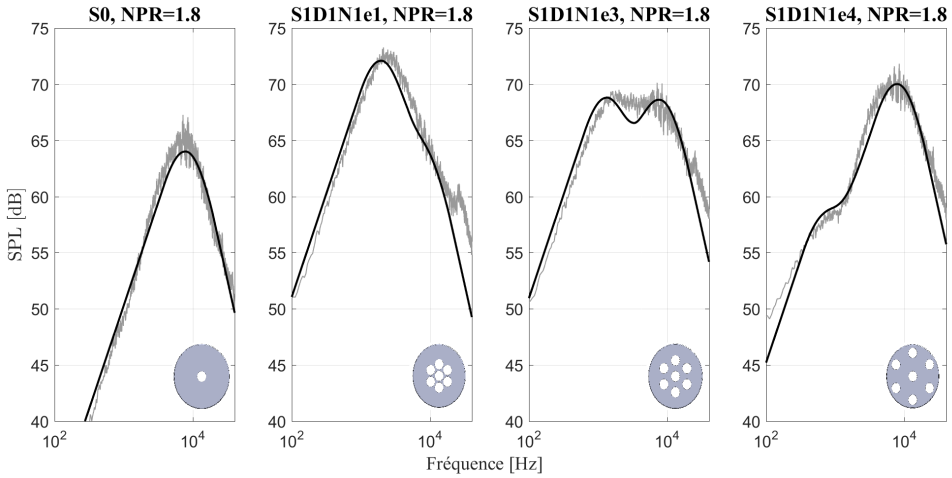


FIGURE 5.32 – Comparaison des spectres acoustiques en champ lointain obtenus à l'aval (courbe grise) avec le modèle de prédiction proposé (courbe noire) pour différentes configurations à NPR= 1.8 et $\Theta = 30°$.

mélange jusqu'à atteindre la fin d'un cône potentiel où elles sont déstabilisées par le fort mélange. Cette interaction est à l'origine d'ondes acoustiques intermittentes perceptibles à l'aval. La grande particularité des plaques perforées réside dans le fait que ce phénomène semble pouvoir se produire à deux endroits distincts simultanément favorisant l'émergence de la double bosse caractéristique du bruit de mélange de grille. La bosse haute fréquence est alors engendrée par l'interaction des structures tourbillonnaires à la fin du cône potentiel des petits jets issus des perforations tandis que celle à basse fréquence est induite par des interactions se produisant beaucoup plus à l'aval, probablement proches de la fin du cône potentiel du gros jet équivalent. Par ailleurs les résultats présentés sur la Fig. 5.1 ont montré que les gabarits spectraux "universels" de Tam *et al.* [107] permettent de correctement prédire la forme générale de chacune de ces bosses. En conciliant ces deux résultats, il est alors possible de proposer une première méthodologie de prédiction du rayonnement aval. Le profil des deux bosses du bruit de mélange est alors donné par le gabarit autosimilaire "F" de Tam associé au rayonnement des grosses structures turbulentes, tandis que le calage en fréquence est déterminé en considérant un $St = 0.2$. La fréquence du maximum d'amplitude de la BM (f_{BM}) est alors donnée par $f_{BM} = \frac{0.2U_j}{D}$ tandis que celle de la BPM (f_{BPM}) est obtenue par la relation : $f_{BPM} = \frac{0.2U_{eq}}{D_{circ}}$ où D_{circ} est le diamètre du cercle circonscrit à l'ensemble des perforations. Cette grandeur a ainsi pour but d'approximer la dimension du jet formé à l'aval. Dans cette relation, U_{eq} est de plus la vitesse moyenne de ce jet équivalent. En première approximation, cette vitesse peut être déterminée en utilisant la conservation de quantité de mouvement entre les différents jets issus des perforations et ce jet équivalent en supposant un écoulement moyen, isentropique de densité constante. On a alors :

$$\rho_j \left(\frac{D_{cic}}{2}\right)^2 U_{eq}^2 = N\rho_j \left(\frac{D}{2}\right)^2 U_j^2. \tag{5.2}$$

La vitesse équivalent s'exprime alors par : $U_{eq} = \sqrt{\frac{ND^2U_j^2}{D_{circ}^2}}$ et la fréquence du maximum d'amplitude de la BPM devient :

$$f_{BPM} = \frac{0.2\sqrt{ND^2U_j^2}}{D_{circ}^2}. \tag{5.3}$$

En utilisant ces deux critères, on obtient alors les prédictions données sur la Fig. 5.32. Notons que la configuration S0 est également étudiée sur cette figure. Pour ce cas, uniquement la bosse haute fréquence basée sur la dimension de la perforation est bien évidemment à prendre en compte. On remarque ainsi, dans l'ensemble des cas présentés, une excellente prédiction de la position fréquentielle ainsi que de la forme des deux bosses caractéristiques du bruit de mélange. La localisation correcte de la bosse à basse fréquence en considérant les dimensions d'un gros jet équivalent semble confirmer l'hypothèse d'une interaction des grosses structures turbulentes à la fin du cône potentiel de ce jet. Notons néanmoins que cette modélisation n'est pas prédictive en termes de niveau. En effet, le niveau des gabarits spectraux de Tam associé à chacune des bosses est fixé manuellement sur cette figure. Pour déterminer ce critère, en particulier pour la bosse à haute fréquence, il serait alors nécessaire de prendre en compte, en plus des phénomènes d'interaction aérodynamiques identifiés dans cette étude, les effets de réflexion/réfraction acoustique des différents jets entre eux. Ces effets aérodynamiques et acoustiques, couplés, entreraient alors en jeu sous la forme d'un nombre de jets "efficaces" contribuant au rayonnement haute fréquence et dépendant de nombreux paramètres comme la disposition des jets entre eux ou encore la position de l'observateur. Du fait d'une compréhension partielle des phénomènes d'interaction aérodynamique, les différents modèles proposés dans la littérature ne permettent pas de prédire correctement ce paramètre. En l'absence de ce dernier, il est néanmoins possible de s'appuyer sur les observations faites à partir de l'étude paramétrique afin d'établir des tendances d'évolution du niveau de chacune de ces bosses :

- L'augmentation de e pour N et D constants favorise une augmentation de la BM et une réduction de la BPM ainsi qu'un décalage vers les basses fréquences de cette dernière du fait d'un mélange plus tardif des petits jets issus des perforations et d'une croissance du diamètre du jet équivalent aval.
- L'augmentation de D pour e et N constants favorise une augmentation du niveau des deux bosses ainsi qu'un décalage vers les basses fréquences de celles-ci. Cela s'explique par une augmentation de la quantité de mouvement et de la taille de l'ensemble des jets.
- L'augmentation de N pour e et D constants favorise une augmentation de la quantité de mouvement globale des jets, du diamètre du jet équivalent aval ainsi que du nombre de petits jets contributeurs à BM. Les deux bosses sont alors augmentées et BPM est décalée vers les basses fréquences.

5.4.2 Rayonnement associé à la turbulence de petite échelle (90°)

Dans le cas du rayonnement associé à la turbulence de petite échelle, les deux bosses sont moins marquées. Néanmoins, il est possible de prédire ce rayonnement en s'appuyant sur une méthodologie similaire à celle présentée précédemment. Le gabarit spectral "G"

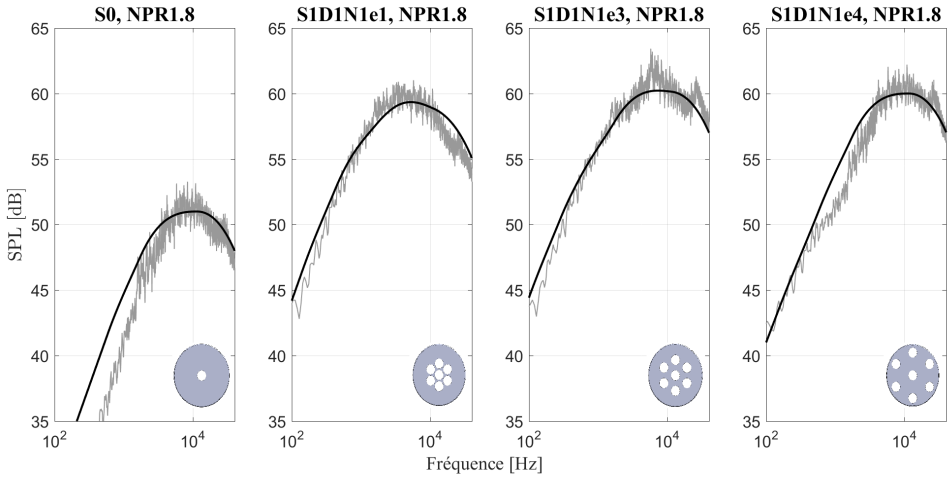


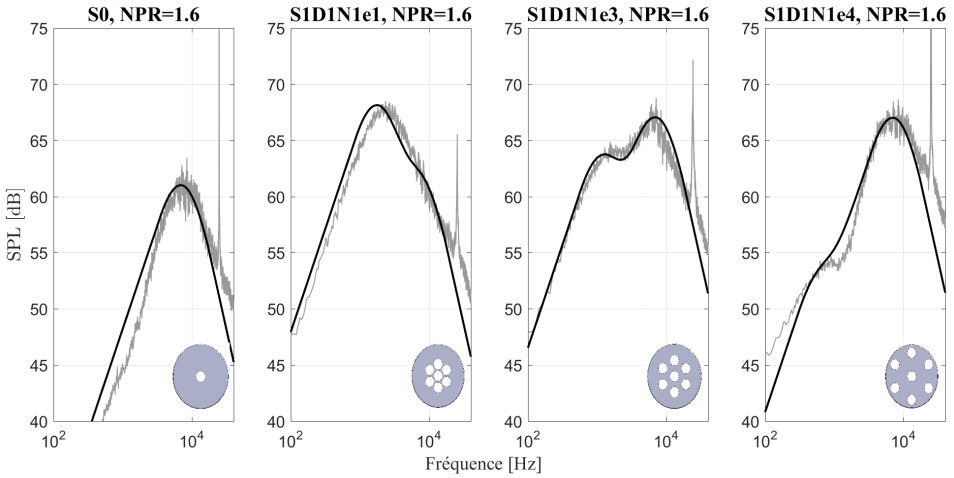
FIGURE 5.33 – Comparaison des spectres acoustiques en champ lointain obtenus à $\Theta = 90°$ (courbe grise) avec le modèle de prédiction proposé (courbe noire) pour différentes configurations à NPR= 1.8 et $\Theta = 90°$.

de Tam est alors considéré pour prédire le forme du spectre et le calage en fréquence est obtenu en considérant $St = 0.3$. Les dimensions des jets à prendre en compte sont par ailleurs similaires au cas précédent. En suivant cette méthodologie, on obtient alors les prédictions données sur la Fig. 5.33. On remarque alors à nouveau une assez bonne prédiction du profil des spectres ainsi que du calage fréquentiel. Une nouvelle fois le niveau de chacune des bosses est déterminé manuellement. Notons que le rapport de niveau entre les deux bosses relevé pour cet angle d'observation est différent du cas aval précédent. Par ailleurs les mêmes tendances d'évolution peuvent également être retenues pour cette direction bien que les différents effets soient moins marqués.

5.4.3 Validation à différents points de fonctionnement et géométries

Afin de valider cette méthodologie à des configurations plus larges, on compare sur les Figs. 5.34 et 5.35 les spectres expérimentaux obtenus à l'aval au modèle de prédiction respectivement pour les configurations S0-S1D1N1e1-e3-e4 à NPR= $1.6 - 3$ et S1D2-3N2-3e1-3 à NPR= 1.8. En fonction du point de fonctionnement, on remarque à nouveau une bonne prédiction des fréquences des deux bosses et de leur profil global. Néanmoins, il est également possible de noter une légère sous estimation des niveaux à hautes fréquences. Cela résulte probablement de l'apparition d'autres sources, comme par exemple le bruit tonal subsonique ou le bruit de choc, pour ces points de fonctionnement. Pour les configurations S1D1N1e3 et S1D1N1e4, il est également possible de remarquer une contribution de plus en plus importante de BPM dans le rayonnement global lorsque le NPR augmente. Cela s'explique par l'augmentation de la quantité de mouvement des jets. En effet, bien que l'interaction des jets soit tardive pour ces configurations, aux hauts points de fonctionnement, les petits jets issus des perforations ne permettent pas, grâce au cisaillement induit par les gradients de vitesse, de réduire suffisamment la vitesse moyenne sur leurs axes avant leur interaction. Le reste de la quantité de mouvement est alors dissipé au niveau du gros jet équivalent formé à l'aval, augmentant sa contribution dans le rayonnement global.

(a)



(b)

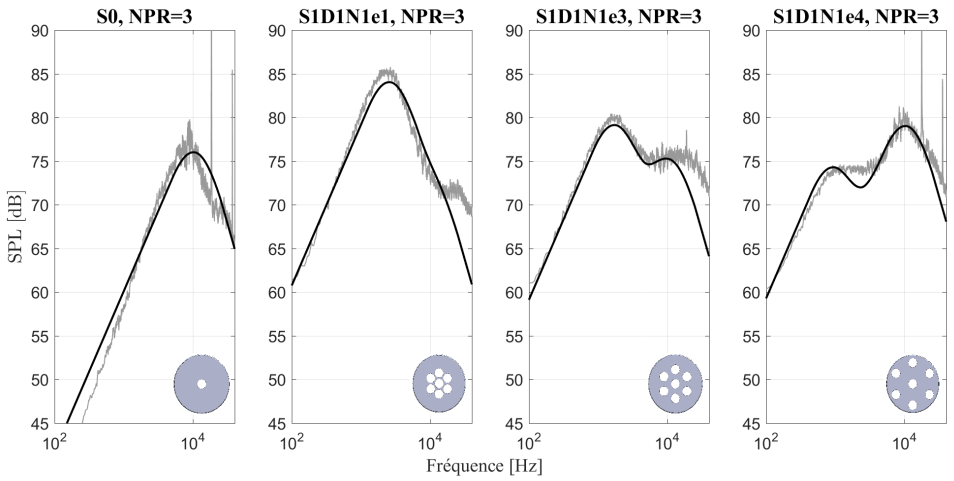


FIGURE 5.34 – Comparaison des spectres acoustiques en champ lointain obtenus à l'aval avec le modèle de prédiction proposé pour différentes configurations à (a) NPR= 1.6 et (b) NPR= 3

Pour les géométries S1D2N2e1-e3 et S1D3N3e1-e3 à NPR= 1.8 (Fig. 5.35), on remarque encore une fois une bonne prédiction de la position fréquentielle des deux bosses par le modèle proposé. Néanmoins, pour les plaques perforées dont les perforations sont les moins espacées (e1), on remarque une légère sous-estimation de la fréquence du maximum d'amplitude de la BPM. Cela peut s'expliquer par les phénomènes de convergence observés précédemment entre les jets. En effet, le diamètre du jet équivalent formé à l'aval est alors probablement plus petit que D_{circ}. Notons également que pour ces cas le gabarit spectral "F" de Tam ne permet pas de prédire précisément la décroissance des basses fréquences. En effet, le spectre obtenu expérimentalement est alors légèrement plus évasé traduisant une contribution d'une gamme plus large d'échelles turbulentes.
Pour conclure, la connaissance des caractéristiques fréquentielles de chacune des bosses associée aux tendances d'évolution identifiées à l'aide de l'analyse paramétrique, permet d'adapter et prédire le rayonnement à large bande généré par les plaques perforées. Cela peut ainsi aider au dimensionnement d'une géométrie optimale en termes d'acoustique. Par exemple, pour un grand nombre d'applications industrielles, il est probablement conseillé de tenter de décaler au maximum le rayonnement acoustique vers les hautes

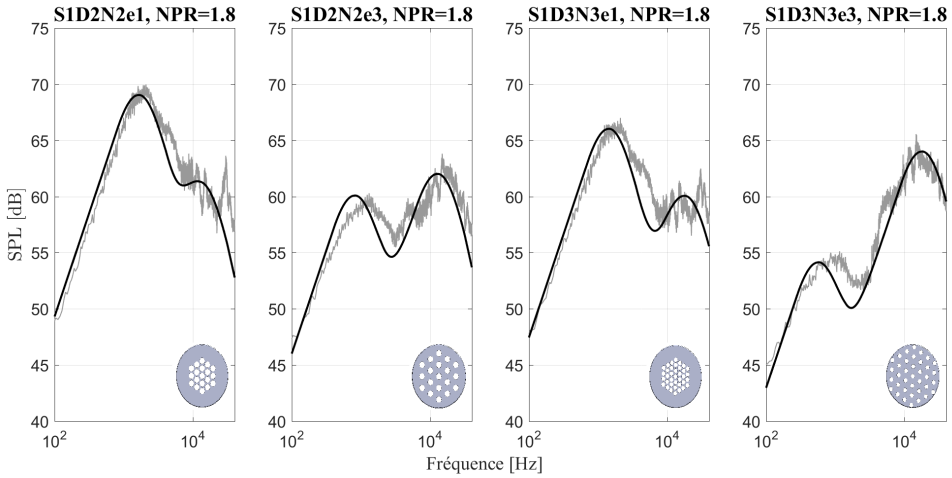


FIGURE 5.35 – Comparaison des spectres acoustiques en champ lointain obtenus à l'aval avec le modèle de prédiction proposé pour différentes configurations à NPR= 1.8

fréquences, en dehors de la gamme audible. Au vu des résultats précédents, cela peut alors se faire en réduisant la taille des perforations ainsi qu'en augmentant leur espacement. La réduction de D aura alors pour effet de décaler vers les hautes fréquences la BM tandis que l'augmentation de e favorisera un transfert de l'énergie acoustique de la BPM à la BM. Le rayonnement acoustique global sera alors diminué dans la gamme audible.

Pour mémoire, dans ce mémoire...

Ce chapitre porte sur l'analyse du rayonnement à large bande généré par les plaques perforées et associé au mélange de l'écoulement dans les couches de cisaillement des différents jets. Afin d'examiner exclusivement la contribution de ce bruit de mélange, cette étude est réalisée à NPR= 1.8 pour lequel uniquement ce rayonnement est présent.

Tout d'abord, les mesures acoustiques ont permis de mettre en évidence l'émergence de deux bosses distinctes dans les spectres du champ lointain, en particulier à l'aval. En effet, comme pour les diaphragmes, le rayonnement domine dans cette direction et les spectres alors obtenus y sont moins évasés. L'étude paramétrique a par ailleurs mis en évidence un lien très étroit entre la géométrie des grilles et le niveau ainsi que la bande fréquentielle de chacune de ces bosses. Par exemple, une augmentation de l'espacement des perforations pour un diamètre et un nombre de perforations fixés s'accompagne d'une croissance de la bosse à haute fréquence et d'une réduction de celle à basse fréquence qui se décale également davantage vers les basses fréquences. De plus, l'analyse des corrélations des signaux de pression sur les différents microphones montre, de la même manière que pour les diaphragmes, une variation importante du niveau de corrélation du rayonnement entre les microphones situés à l'aval et les autres. Il semble donc que la double source caractéristique du bruit de mélange soit toujours présente dans le cas des plaques perforées. Cependant, il est également possible d'observer sur ces résultats une variation du niveau de corrélation à l'aval

entre les différentes plaques perforées de même diamètre et nombre de perforations. En effet, le niveau de corrélation du rayonnement vers l'aval tend à diminuer lorsque l'espacement des perforations augmente, pour atteindre celui du jet isolé de même diamètre. Le bruit de mélange généré par les plaques perforées semble donc posséder certaines particularités.

En s'intéressant tout d'abord au rayonnement vers l'aval, la décomposition en ondelettes des signaux de pression a permis de mettre en évidence une variation de la durée des impulsions acoustiques rayonnées dans cette direction en fonction de la géométrie de la grille. Dans le cas de perforations proches (bosse à basse fréquence dominante), ces impulsions intermittentes sont spatialement étendues comme pour le diaphragme de diamètre équivalent, tandis qu'elles sont plus petites et comparables à celles obtenues avec un jet isolé de même diamètre, lorsque les perforations sont espacées (bosse à haute fréquence dominante). Enfin, dans le cas d'une géométrie intermédiaire (les deux bosses émergent et sont d'un niveau comparable), il est possible de retrouver simultanément ces deux dimensions d'intermittences. Ces résultats suggèrent l'existence de structures tourbillonnaires à l'origine de ce rayonnement, d'échelles différentes dans les différents cas. Afin d'identifier les zones sources pour chacune des géométries, des moyennes conditionnelles sont réalisées sur les images Schlieren en se basant sur les intermittences fortes identifiées dans le rayonnement acoustique vers l'aval. Dans le cas de perforations espacées, cette analyse a permis de montrer une zone ainsi qu'un mécanisme source similaire à celui observé sur le jet isolé : de grosses structures tourbillonnaires se développent et croissent dans la couche de mélange des jets issus des perforations jusqu'à la fin du cône potentiel ou elles semblent déstabilisées, engendrant des ondes acoustiques intermittentes. Cela explique donc la similitude du rayonnement entre ces configurations espacées et le jet isolé. En revanche dans le cas de perforations proches, les structures tourbillonnaires à l'origine de l'impulsion sonore traversent les champs Schlieren très en avance sur l'émission de l'impulsion. Cela implique que la zone source est située loin à l'aval (en dehors du champ Schlieren). L'analyse de l'avance a en outre permis de localiser cette source près de la fin du cône potentiel du gros jet équivalent formé à l'aval à partir du mélange de l'ensemble des petits jets issus des perforations. Les structures tourbillonnaires à l'origine du rayonnement ont alors plus de temps pour se développer et croître, favorisant l'émission d'une impulsion spatialement plus cohérente. Enfin pour les cas intermédiaires pour lesquelles la double bosse ainsi que les deux échelles d'intermittence apparaissent, les deux sources rayonnent simultanément. Pour la majorité des configurations, ces deux sources sont probablement actives mais l'une d'entre elles prédomine ce qui explique l'émergence de l'une des bosses dans le rayonnement en champ lointain au détriment de l'autre.

Dans les autres directions, bien qu'elles soient moins visibles, les variations des spectres en fonction de la géométrie de la plaque perforée sont bien perceptibles. Le rayonnement associé à la turbulence de petite échelle étant peu cohérent et localisé dans l'espace, il ne peut pas être étudié par la même méthodologie que précédemment. Pour l'expliquer, on se base alors sur une analyse statistique des champs de vitesse moyens et fluctuants. Dans le cas de plaques perforées avec perforations proches, les résultats PIV montrent une réduction des zones de cisaillement, et en conséquence, du taux de turbulence au niveau des jets centraux. Cela s'explique par un mélange

rapide des jets entre eux diminuant les gradients de vitesse dans les couches de mélange intérieures. Il en résulte une diminution plus lente de la vitesse moyenne, en particulier au niveau de ces jets centraux. Les structures tourbillonnaires dans les couches de mélange externes peuvent alors se développer plus longuement favorisant l'émergence d'un rayonnement basse fréquence plus marqué. À l'opposé, une plaque perforée de perforations espacées, favorise une interaction beaucoup plus tardive des jets permettant ainsi d'augmenter les zones de cisaillement, d'améliorer le mélange et ainsi de réduire plus rapidement la vitesse dans les jets. Les structures tourbillonnaires peuvent alors se développer moins longtemps réduisant le contenu à basses fréquences. En revanche, le mélange plus tardif des jets favorise également une contribution plus importante des jets centraux au rayonnement global du fait d'une turbulence alors non négligeable sur les premiers diamètres. Or, d'après les mesures de localisation de source, ces premiers diamètres sont responsables du rayonnement plus haute fréquence. Ces résultats expliquent donc la réduction à basses fréquences et l'augmentation à hautes fréquences observées pour ces configurations.
Pour finir, une méthode de prédiction simple du rayonnement acoustique à large bande généré par les plaques perforées a été proposé. La forme des deux bosses et alors approximé par les gabarits spectraux de Tam *et al.* [107] tandis que le calage en fréquence est donné en considérant $St = 0.2$ et 0.3 respectivement à $\Theta = 30°$ et $90°$ comme le prévoit la littérature pour les jets classiques. Ce modèle n'est pas prédictif en termes de niveau mais associé aux tendances d'évolution du niveau de ces bosses identifiées à l'aide de l'analyse paramétrique, il permet de définir des géométries optimales d'un point de vue acoustique pour une application donnée .

CONCLUSION

Le rayonnement acoustique généré par un système de détente a été étudié expérimentalement. Ce système se compose d'un conduit cylindrique dans lequel ou au bout duquel est placé une plaque perforée ou un diaphragme faisant office d'organe déprimogène. La géométrie ainsi que l'application étant nouvelle dans la littérature, la première étape de l'étude a été d'identifier les différentes sources de bruit générées pour une large plage de points de fonctionnement (NPR= 1 à 3.6) ainsi que de géométries de plaque perforée. Cette analyse paramétrique a ainsi permis de mettre en évidence l'apparition de trois rayonnements distincts dans la configuration où la plaque perforée est placée à la fin du conduit, nommée configuration libre, mais également lorsque celle-ci est placée à l'intérieur de celui-ci : configuration confinée. Des disparités apparaissent néanmoins entre le bruit généré dans ces deux configurations. Pour le cas libre, le champ lointain est dominé par une composante à large bande engendrée par le mélange de l'écoulement dans les couches de cisaillement des différents jets à laquelle s'associe un bruit choc (screech et bruit de choc à large bande) pour les régimes supersoniques et un bruit tonal haute fréquence aux bas régimes subsoniques. Le bruit de mélange est bien entendu présent pour toutes les configurations tandis que le bruit de choc émerge principalement sur les diaphragmes et plaques perforées de grand espacement de perforation. Le bruit tonal subsonique, en revanche, apparaît uniquement sur les plaques perforées et sur le diaphragme de plus petit diamètre. Ce dernier résulte probablement d'un mécanisme de rétroaction entre les instabilités aérodynamiques induites dans les perforations du fait des arêtes vives et le champ acoustique dans celles-ci. Le bruit de choc, en revanche, est engendré par l'interaction d'instabilités aérodynamiques avec les cellules de choc dans l'écoulement. Dans la configuration confinée, le bruit de mélange est toujours présent mais s'associe cette fois à des résonances acoustiques dans le conduit générant des oscillations marquées dans les spectres. De même, le bruit de choc sous la forme précédente disparaît pour laisser place à un rayonnement tonal basse fréquence induit par un couplage entre les résonances longitudinales du conduit et les oscillations des chocs. Ce rayonnement apparaît uniquement pour les plaques perforées et les diaphragmes de grande section de passage. Enfin, le bruit tonal subsonique ne semble, quant à lui, pas significativement modifié par la présence du conduit en sortie si ce n'est que sa plage de régime d'apparition est réduite. La majorité

des bruit tonaux identifiés, pouvant être assez aisément supprimés par des modifications géométriques simples, la suite de l'étude s'est concentrée sur l'analyse du bruit de mélange dans la configuration libre. Des informations complémentaires sur les autres rayonnements peuvent néanmoins êtres trouvées dans les annexes.

L'analyse de ce bruit de mélange s'est principalement portée sur le NPR= 1.8 pour lequel seul ce rayonnement est présent. Tout d'abord, dans le cas des diaphragmes, les mesures acoustiques en champ lointain ont mis en évidence un rayonnement comparable à celui observé sur les jets issus de tuyères conventionnelles. En effet, le niveau acoustique est dominant à l'aval et les spectres mesurés expérimentalement sont en accord avec les gabarits spectraux autosimilaires de Tam *et al.*. Les lois de puissance obtenues dans les différentes directions ainsi que les fréquences associées au maximum d'amplitude du bruit de mélange s'accordent également très bien aux grandeurs données dans la littérature. L'analyse des corrélations des signaux de pression a, en outre, permis de mettre en évidence la présence d'un rayonnement de cohérence temporelle nettement plus importante à l'aval. Ce résultat s'accorde à nouveau bien avec la théorie du bruit de mélange de jet qui explique le rayonnement aval par l'interaction de grosses structures turbulentes cohérentes à la fin du cône à potentiel du jet. Il est alors naturel que les perturbations acoustiques induites par ces plus grosses structures tourbillonnaires soient cohérentes sur une plus grande durée. Toujours à l'aval, il a également été observé une augmentation de ce temps de corrélation lorsque le diamètre du diaphragme étudié augmente. Cela résulte de l'allongement du cône à potentiel qui favorise une interaction plus tardive des structures tourbillonnaires. Ces dernières peuvent alors se développer dans la couche de mélange sur une zone plus étendue augmentant à nouveau la corrélation temporelle des perturbations acoustiques générées. Afin de valider les observations faites acoustiquement, des mesures aérodynamiques ont de plus été menées sur le plus petit diaphragme S0. L'analyse des champs moyens et instantanés de vitesse par PIV ont tout d'abord permis de mettre en évidence l'apparition d'un déficit de vitesse sur l'axe du jet pour cette configuration et point de fonctionnement. Celui-ci est probablement généré par la présence d'un disque de Mach à l'entrée du diaphragme. Malgré ce déficit et l'utilisation d'un diaphragme imposant une réduction brutale de section à son entrée, le développement de la couche de mélange et de la turbulence dans celle-ci est comparable aux résultats donnés dans la littérature dans le cas des jets issus de tuyère. L'analyse des échelles intégrales à partir des mesures PIV a par ailleurs montré, conformément à la littérature, une croissance quasi-linéaire de la taille des structures tourbillonnaires moyennes dans la couche de mélange du jet en s'éloignant de la sortie du diaphragme. De plus, pour aller plus loin dans l'analyse des sources du bruit aval, des mesures Schlieren ont été menées en simultané de mesures acoustiques en champ lointain. Ces dernières ont ainsi eu pour objectif d'identifier les phénomènes aérodynamiques responsables des intermittences acoustiques fortes composant le bruit aval. Pour ce faire, des mesures de corrélation directes ont tout d'abord été réalisées entre les différents pixels des images Schlieren et les signaux de pression acoustique. Cette analyse a mis en évidence des zones de plus forte corrélation au niveau des couches de mélange à la fin du cône à potentiel du jet et a également permis de déterminer le temps de propagation entre les événements aérodynamiques sources et leurs effets acoustiques enregistrés sur les microphones. La connaissance de ce délais a ainsi permis de réaliser des moyennes conditionnelles ayant pour but d'identifier les événements aérodynamiques communs précédant la génération des intermittences à l'aval. En accord avec la théorie

du bruit de mélange, cette analyse a montré le développement et la croissance de grosses structures tourbillonnaires dans les couches de mélange jusqu'à la fin du cône à potentiel du jet où elles semblent déstabilisées. L'intermittence acoustique est alors générée peu de temps après cette interaction. Dans les autres directions, le rayonnement, associé à la turbulence de petite échelle dans la couche de mélange, étant peu cohérent et la source peu localisée dans l'espace, il est difficile de l'étudier par les mêmes moyens. Pour palier cette limitation, des mesures de localisation de source ont été menées à l'aide d'une antenne linéaire. Toujours en accord avec la littérature, cette analyse a montré que la fréquence des sources tend à diminuer en s'éloignant de la tuyère/du diaphragme. Ce résultat se comprend très bien en le combinant à l'évolution des échelles intégrales turbulentes précédentes montrant une croissance des structures moyennes dans la couche de mélange en se déplaçant dans cette même direction.
Pour le cas des plaques perforées, l'étude du bruit de mélange a également été menée au NPR= 1.8. Les mesures acoustiques ont tout d'abord mis en évidence l'émergence de deux bosses distinctes dans les spectres du champ lointain, en particulier à l'aval. En effet, comme pour les diaphragmes, le rayonnement domine dans cette direction et les spectres y sont plus abrupts. L'étude paramétrique basée sur la géométrie des grilles a par ailleurs montré un lien très étroit entre cette géométrie et le niveau ainsi que le positionnement fréquentiel de ces deux bosses. Par exemple, une augmentation de l'espacement des perforations, en conservant les autres paramètres constants (diamètre, section, nombre...), s'accompagne d'une croissance de la bosse à haute fréquence et d'une réduction de celle à basse fréquence qui se décale également davantage vers les basses fréquences. Ces tendances permettent ainsi d'adapter le rayonnement à large bande des plaques perforées. L'analyse des corrélations des signaux de pression sur les différents microphones montre, de la même manière que pour les diaphragmes, une augmentation de la corrélation temporelle à l'aval par rapport aux autres directions. Il semble donc donc que la double source caractéristique du bruit de mélange soit également présente dans le cas des plaques perforées. Cependant, il est également possible d'observer sur ces résultats une variation du temps de corrélation à l'aval entre les plaques perforées de même diamètre et nombre de perforation mais dont l'espacement de ces dernières est varié. En effet ce niveau tend à diminuer quand cet espacement augmente pour converger vers celui obtenu sur le jet isolé de même diamètre. Pour analyser plus finement ce rayonnement aval dans les différents cas, une décomposition en ondelette a alors été réalisée. Celle-ci a mis en évidence l'apparition d'intermittences acoustiques fortes de taille temporelle variée dépendamment de la géométrie de la grille. Pour celles dont les perforations sont les plus proches, le rayonnement aval est dominé par la bosse à basse fréquence et les intermittences acoustiques dominantes qui la génèrent sont temporellement grandes (comparables à celles observées sur le diaphragme équivalent). À l'opposé, lorsque les perforations sont espacées, le rayonnement est dominé par la bosse à haute fréquence et les intermittences à l'origine sont temporellement petites, comparables à celles observées dans le cas de la perforation isolée. Pour les configurations intermédiaires, enfin, les deux bosses émergent simultanément et à niveau égal et deux dimensions d'intermittence privilégiées peuvent être distinguées. Pour tenter d'expliquer l'origine aérodynamique de ces résultats, des moyennes conditionnelles ont été réalisées pour chacune des configurations. Dans l'ensemble des cas, un phénomène comparable à celui-observé sur le diaphragme semble apparaître. La principale différence entre les géométries réside dans la zone d'interaction des grosses structures tourbillonnaires. En effet, pour le cas de perforations très espacées, une zone d'interaction similaire

à celle observée sur la perforation isolée de même diamètre est obtenue. Elle correspond à la fin du cône potentiel des petits jets issus des perforations expliquant les similarités des rayonnements acoustiques pour ces deux cas. Dans le cas de perforations très proches, en revanche, cette zone semble apparaître beaucoup plus à l'aval, probablement proche de la fin du cône potentiel du gros jet équivalent formé par le mélange de l'ensemble des petits jets. Cette zone d'interaction plus aval, favorise donc un développement plus étendu des grosses structures turbulentes et génère donc des intermittences acoustiques temporellement plus grandes. Enfin, pour la configuration intermédiaire, les deux zones sources semblent apparaître simultanément expliquant la présence des deux dimensions d'intermittences privilégiées observées. Dans les autres directions d'observation, bien qu'elles soient moins visibles, les variations du spectre en fonction de la géométrie de la plaque perforée sont toujours présentes. Le rayonnement dans ces directions, associé à la turbulence de petite échelle, étant peu cohérent et peu localisé dans l'espace, il est étudié à partir de l'analyse statistique des champs PIV. Dans le cas de perforations proches, ces résultats montrent une réduction des zones de cisaillement, et en conséquence du taux de turbulence, au niveau des jets centraux. Cela s'explique par une interaction rapide des jets entre eux, diminuant les gradients de vitesse dans les couches de mélange des jets intérieurs. Cela a ainsi pour effet de dissiper plus lentement l'énergie cinétique contenue dans l'écoulement et donc favorise une réduction plus lente de la vitesse moyenne. Les structures tourbillonnaires dans les couches de mélange externes peuvent alors se développer plus longuement favorisant l'émergence d'un rayonnement à basse fréquence plus marqué. À l'opposé, dans le cas de perforations espacées, le mélange tardif des jets entre eux favorise une augmentation des zones de cisaillement, dissipant ainsi plus rapidement l'énergie cinétique. Les structures tourbillonnaires peuvent alors se développer sur une zone moins étendue, réduisant le contenu à basse fréquence. En revanche, le mélange plus tardif favorise également une contribution plus importante des jets centraux dans le rayonnement acoustique sur les premiers diamètres du fait d'une turbulence alors non négligeable. Le contenu haute fréquence étant principalement induit sur ces premiers diamètres, celui-ci est augmenté. Pour finir, en se basant sur ces différents résultats, une méthode de prédiction simple du rayonnement acoustique à large bande généré par les plaques perforées a été proposé. Le profil des deux bosses est alors approximé par les gabarits spectraux autosimilaires de Tam. *et al.* tandis que le calage fréquentiel est déterminé en considérant les dimensions de la grille associées aux caractéristiques fréquentielles du bruit mélange données dans la littérature ($St \simeq 0.2$ à $\Theta = 30°$ et $St \simeq 0.3$ à $\Theta = 90°$). Ce modèle n'est alors par prédictif en terme de niveau mais associé aux tendances d'évolution identifiées à partir de l'étude paramétrique, il permet de donner une aide à la conception silencieuse de tels systèmes de détente.

À l'avenir, cette analyse du bruit de mélange de plaque perforée pourrait être approfondie à l'aide de nouvelles mesures expérimentales. En effet la réalisation de moyennes conditionnelles sur des champs Schlieren plus grands ou encore sur des mesures PIV résolues en temps pourraient permettre d'analyser plus en détail les deux zones sources et en particulier celle située loin à l'aval (hors des champs actuels). Par ailleurs, d'autres moyens de mesure non-intrusifs et donc moins discutables, tel que la diffusion Rayleigh, pourraient également permettre de réaliser des mesures de corrélation directes entre les mécanismes aérodynamiques et acoustiques. Enfin, la compréhension plus poussée de ces différents mécanismes pourrait également s'appuyer sur une simulation numérique de type Large Eddy Simulation (LES). La mise en place d'un tel calcul reste néanmoins très complexe

étant donné la taille du champ et la finesse du maillage à atteindre dans les couches de mélange de chacun des jets.

ANNEXE

A

ÉTUDE DES RAYONNEMENTS ACOUSTIQUES OBSERVÉS DANS LA CONFIGURATION LIBRE (ARTICLE JSV 434 (2018))

Journal of Sound and Vibration 434 (2018) 144–165

Contents lists available at ScienceDirect

Journal of Sound and Vibration

journal homepage: www.elsevier.com/locate/jsvi

Experimental study of the noise radiated by an air flow discharge through diaphragms and perforated plates

P. Laffay [a,b,*], S. Moreau [b,c], M.C. Jacob [b,d], J. Regnard [a]

[a] Safran Aircraft Engines, 77500, Moissy-Cramayel, France
[b] Université de Lyon, École Centrale de Lyon, F-69134, Écully, France
[c] Université de Sherbrooke, Sherbrooke, J1K2R1, Québec, Canada
[d] ISAE-SUPAERO, 31400, Toulouse, France

ARTICLE INFO

Article history:
Received 3 April 2018
Revised 19 June 2018
Accepted 23 July 2018
Available online XXX
Handling Editor: P. Joseph

Keywords:
Flow discharge
Diaphragms
Perforated plates
Jet noise
Jet interaction

ABSTRACT

An experimental analysis of the noise radiated by a high pressure flow discharge through diaphragms and perforated plates is carried out for a large range of subsonic and supersonic operating conditions (nozzle pressure ratio (NPR) from 1 to 3.6). A parametric study of the geometrical parameters is also achieved to characterize their influence onto the acoustic radiation and ways to reduce it. This reaches from single diaphragms to multi-perforated plates with variable hole diameters and arrangements that are placed at the exit of a duct. Different acoustic behaviors are observed: in all cases the far-field acoustic radiation is dominated by a broadband contribution associated with the turbulent mixing in shear layers. In the diaphragm cases, this broadband noise has similar characteristics as the mixing noise of classical unheated jets while in the multi-perforated plates cases, it is composed of two distinct humps associated with different parts of the jets development. For supersonic regimes, in addition to this broadband radiation, shock associated noise (screech and broadband shock associated noise) appears for all diaphragm cases and for the perforated plate with the closest holes. Finally for the smallest NPR, a high frequency tonal noise has been observed in most of the multi-perforated cases and for the smallest diaphragm. Different regimes of this radiation have also been observed with a possible amplitude modulation of the dominant tone. This radiation may be attributed to vortex shedding due to the sharp section reduction that would trigger a flow resonance between the small ducts of the holes and their sharp edges.

© 2018 Published by Elsevier Ltd.

1. Introduction

In a large number of industrial sectors, it is possible to find pressure-release systems aiming to reduce the pressure or simply to discharge a flow under pressure: steam valves in power plants, industrial pneumatic air systems, sterilization of medical devices… In many cases, the pressure drop is generated by placing diaphragms or perforated plates in the flow. The addition of such devices creates a strong differential pressure between both sides of the element and generates high speed jets. These jets are responsible for a significant acoustic radiation. The aim of the present study is to analyze the different acoustic radiation mechanisms that may appear during the discharge of a high-pressure flow through diaphragms and perforated plates.

Jet noise being an importante sources of noise in many systems such as aircraft, it has been extensively studied since 1950's analytically, experimentally and numerically for both subsonic and supersonic regimes (mean jet velocity U_j smaller and greater

* Corresponding author. Safran Aircraft Engines, 77500, Moissy-Cramayel, France.
E-mail address: paul.laffay@safrangroup.com (P. Laffay).

https://doi.org/10.1016/j.jsv.2018.07.036
0022-460X/© 2018 Published by Elsevier Ltd.

than the speed of sound respectively). An important criterion in jet noise is the Reynolds number based on the jet diameter D: $Re_D = U_j D/\nu$ where ν is the kinematic viscosity of the fluid. It allows defining the state of the initial boundary layer at the nozzle exit. Indeed below about 2.5×10^5, the jet is most likely laminar which yields vortex pairings responsible for a higher sound radiation [1]. In the present study the Reynolds number is always greater than 2.5×10^5. For these jets the acoustic radiation is dominated by a broadband component called mixing noise. It is composed of two distinct contributions associated with large coherent turbulent structures and small scale turbulence which develop in the shear layer. In the case of subsonic jets the first source is produced by the periodic intrusion of large coherent structures at the end of the jet potential core [2,3] while for supersonic jets, it is mainly due to Mach wave radiation induced by the supersonic convection of these structures [4,5]. This source mainly radiates in the downstream direction and the maximum amplitude is obtained for a Strouhal number $St = fD/U_j \simeq 0.2$ for unheated jets where f is the frequency [3,6,7]. It physically represents the passing frequency of the large coherent structures. The source associated with the small scale turbulence however is omnidirectionnal and is maximum for $St \simeq 0.3$ [3]. For supersonic jets, when the outlet pressure is different from the ambient pressure, shock cells are formed in order to adapt the two pressures and are responsible for the appearance of a new source called shock-associated noise. It is composed of a tonal contribution, the screech and a broadband one, the broadband shock associated noise (BBSAN). Due to its high acoustic level, the first one has been extensively studied since 1950's although no consensus has yet been reached [8–12]. Despite this, the various works agree that the screech is generated by a feedback loop process: turbulent instabilities are created on the nozzle lips and develop and grow in the shear layer. The interaction of these instabilities with the shock cells generates a sound wave which propagates back the nozzle lips and disrupts the initial shear layer creating new instabilities thus closing the loop. The BBSAN is also caused by the interaction of these instabilities with the shock cells but without feedback loop [13–15].

Perforated plates or more generally multi-hole nozzles, although acoustically very interesting with respect to a single jet of similar cross-section have been hardly investigated. Among the few existing studies, Atvars et al. [16,18] measured the acoustics benefits of multitube nozzle and acoustically lined ejectors compared to a single one for supersonic regimes. They observed a reduction up to 16 PNdB for less than 1% loss of thrust for these nozzle geometries. They have modeled the broadband component of the multitube nozzle noise as the contribution of two distinct sources. The first one called "pre-merging (and merging) turbulence noise" is responsible for the high frequency part of the spectra and is produced, as indicated by its name, by the turbulence of the isolated small jets and merging region (where the small jets interact with each other). The second source is produced by turbulence of the post-merged region (called "post-merged turbulence noise") and is responsible for the low frequency part of the acoustic spectra (Fig. 1(a)). In 1978, Regan and Meecham [19,20] tried to understand the origin of the noise reduction induced by a multitube nozzle compared with a single one with equal thrust for Mach numbers up to 0.99. Their work is based on the study of correlation between jet pressure fluctuations and far field acoustic measurements. Static pressure fluctuations are measured with a calibrated high-temperature acoustically damped probe tube. They observed a reduction of the turbulence intensity in excess of 20% for the tested multitube nozzles compared with a conventional single one with similar thrust. They therefore explained the acoustic reduction by this diminution of the turbulence intensity in the jet. Correlation measurements have also shown that the high-frequency far-field acoustic radiation is mainly generated by the outer jets. The sound radiated by the inner jets is strongly refracted by high velocity neighboring jets. Similar conclusion has been observed by Gray et al. [21] for high velocity jets (sonic and above). For low velocities however they observed a lower shielding induced by external jets. For these cases, the total sound power approaches the sum of all isolated jet contributions. They have thus attempted to define by a geometric scaling analysis the number of equivalent jets that allows to predict the acoustic level of the pre-merging region (this criterion gives an information on the shielding level of the external jets). Other authors have also attempted to define an empirical relation of the "effective" number of jet [22–24]. More recently Sheen and Hsiao [17,25] studied the effect on the noise level of the exit spacing in a multiple-jet nozzle at high velocities for application to industrial pneumatic air systems. They observed that increasing the exit spacing shifts the sound spectrum to the low frequencies while reducing it shifts it to the high frequencies. This shift toward high frequencies allows reducing the noise in the audible range. They conclude that due to these two opposite effects, for a multiple-jet nozzle with a limited size, there is an optimized geometry that generates the lowest sound pressure level in the audible range. Based on their measurements, they proposed a model of the multiple-jet nozzle noise shown in Fig. 1(b). The low frequency part of the multiple-jet nozzle spectrum is similar to that of a single jet with similar thrust while the high frequency part is obtained by shifting the single-jet spectrum toward the high frequency side. In between there is a transitional region that remains poorly known. Sheen and Hsiao also noted that the thrust reduction of a multi-jet nozzle compared with a single one with similar cross section is very low.

The present study is divided into five parts. In the first one, a description of the experimental setup is given. In the second section, the various acoustic measurements are presented in order to identify the different acoustic behaviors which appear during the discharge of a high-pressure flow through diaphragms and perforated plates. Finally, The last three parts study are devoted to a detailed analysis of these different phenomena.

2. Experimental setup

Measurements have been carried out in the supersonic open jet wind tunnel of the École Centrale de Lyon. The experimental device is composed of a Centac C60MX2-SH centrifugal compressor from Ingersoll Rand allowing to compress air at 4.2 bars with a nominal mass-flow rate of 1 kg s^{-1}. The pressurized air is then directed to a Donaldson DV 5500 WP dryer which reduces the dew point. The flow then passes through a butterfly valve allowing to control the operating regime of the wind tunnel. The flow finally opens into an $10 \times 8 \times 8$ m large anechoic room in which is placed the simplified test valve. The latter is

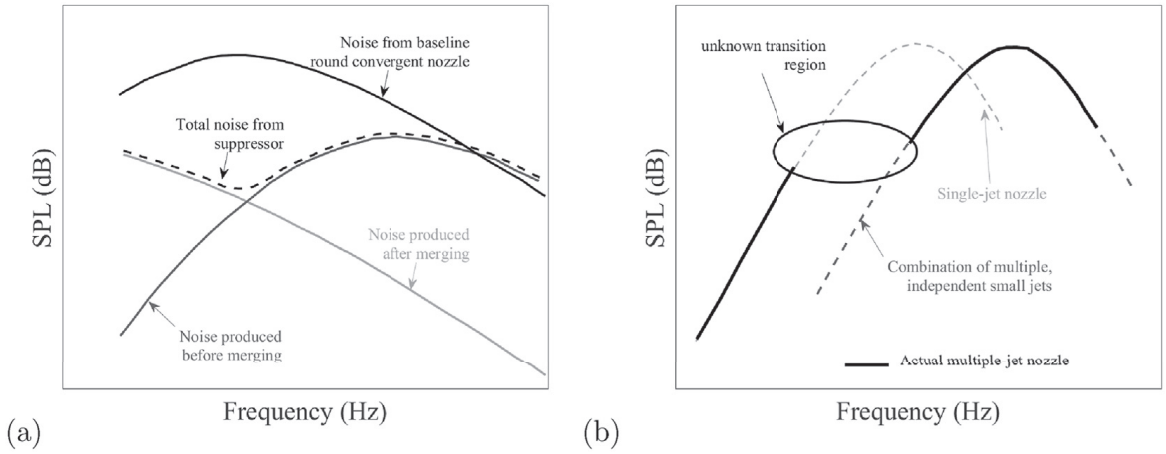


Fig. 1. (a) Multitube noise model from Atvars et al. [16] and (b) model of the multiple-jet nozzle noise according to Sheen [17].

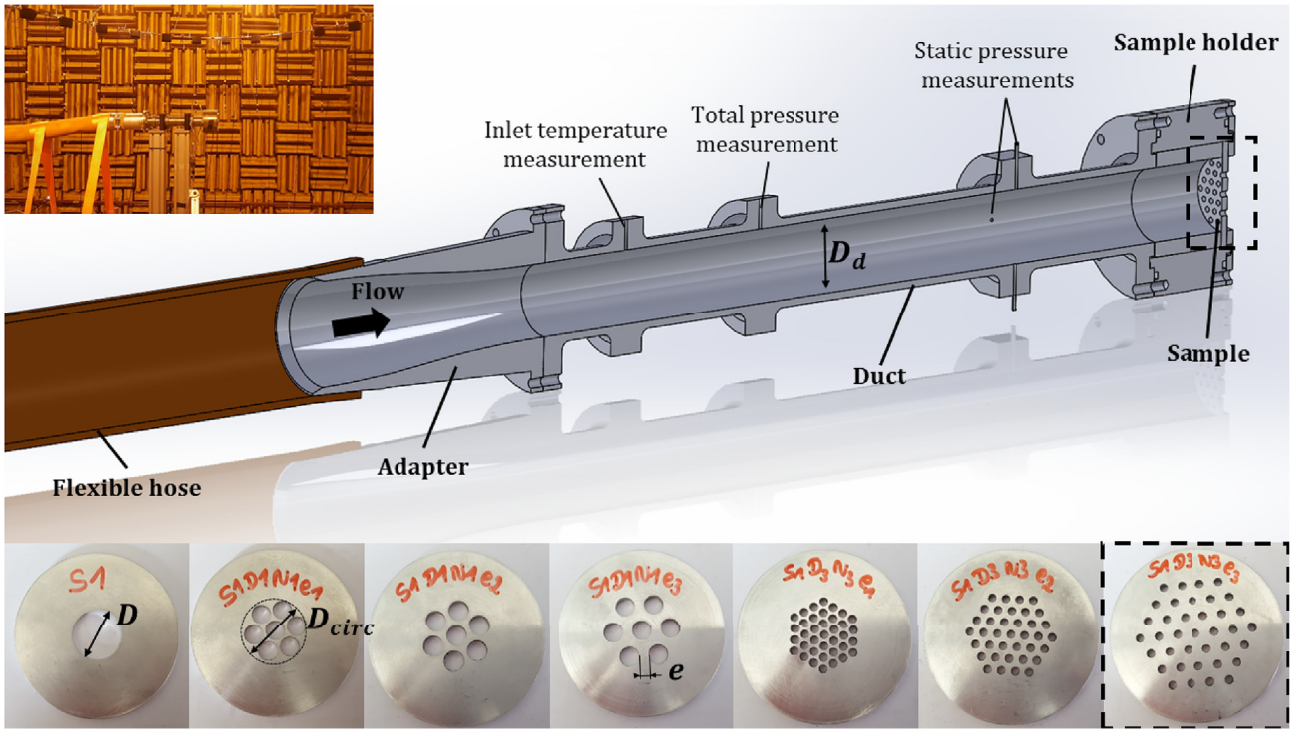


Fig. 2. Experimental setup.

composed of a D_d internal diameter and $6D_d$ long inlet duct (cross-section S_d) opening on a sample holder allowing to insert different diaphragms or perforated plates which will generate more or less severe pressure drops (Fig. 2). The pressurized air is conveyed to the valve by means of a $1.6D_d$ diameter flexible hose and an adaptation part allowing to gradually adjust the flow to the duct diameter. A total pressure and four static pressure taps (distributed over the circumference) are arranged on the inlet duct in order to determine the operating condition of the valve. It is defined by the ratio of the total pressure p_t at the inlet of the valve to the ambient pressure in the anechoic room p_a and is called Nozzle Pressure Ratio (NPR). The static and total pressure measurements are carried out with Valydine DP-15 differential sensors associated with Nr. 46 membrane allowing pressure up to 350000 Pa. Total temperature T_t measurements are also made at the inlet and outlet of the valve using K-type thermocouples.

17 samples (3 diaphragms and 14 perforated plates) have been tested. Part of the tested samples is shown in Fig. 2 and their geometrical characteristics are defined in Table 1. All the geometric parameters are normalized by the dimensions of the upstream duct. Each sample is characterized by the total surface of the perforations S, the number of perforations N, the diameter of these perforations D and their mutual spacing e. The last parameter D_{circ} given in Table 1 corresponds to the smallest diameter encircling the perforations of the plates (circumscribed circle). The geometry of these different perforated plates and diaphragms has been defined by trying to vary only one parameter at a time (of course, for a constant cross-section S, the parameters N and D are linked). The grids S1D2N2e3div/fillet are similar to S1D2N2e3 but with a modified perforation geometry. Indeed the former

Table 1
Geometric description of the tested diaphragms and perforated plates.

Name	N	$D/D_d \times 10^{-1}$	$e/D_d \times 10^{-1}$	$S/S_d \times 10^{-1}$	$D_{circ}/D_d \times 10^{-1}$
S1	1	4.31	–	1.86	–
S1D1N1e1	7	1.63	0.20	1.86	5.29
S1D1N1e2	7	1.63	0.41	1.86	5.70
S1D1N1e3	7	1.63	0.82	1.86	6.52
S1D2N2e1	19	0.99	0.20	1.86	5.75
S1D2N2e2	19	0.99	0.41	1.86	6.57
S1D2N2e3/div/fillet	19	0.99	0.82	1.86	8.20
S1D3N3e1	37	0.71	0.20	1.86	6.18
S1D3N3e2	37	0.71	0.41	1.86	7.41
S1D3N3e3	37	0.71	0.82	1.86	9.86
S2	1	2.61	–	0.68	–
S2D2N1e1	7	0.99	0.20	0.68	3.37
S3	1	6.01	–	3.61	–
S3D2N3e1	37	0.99	0.20	3.61	8.14
S4D4N4e4	351	0.31	0.06	3.29	1.00

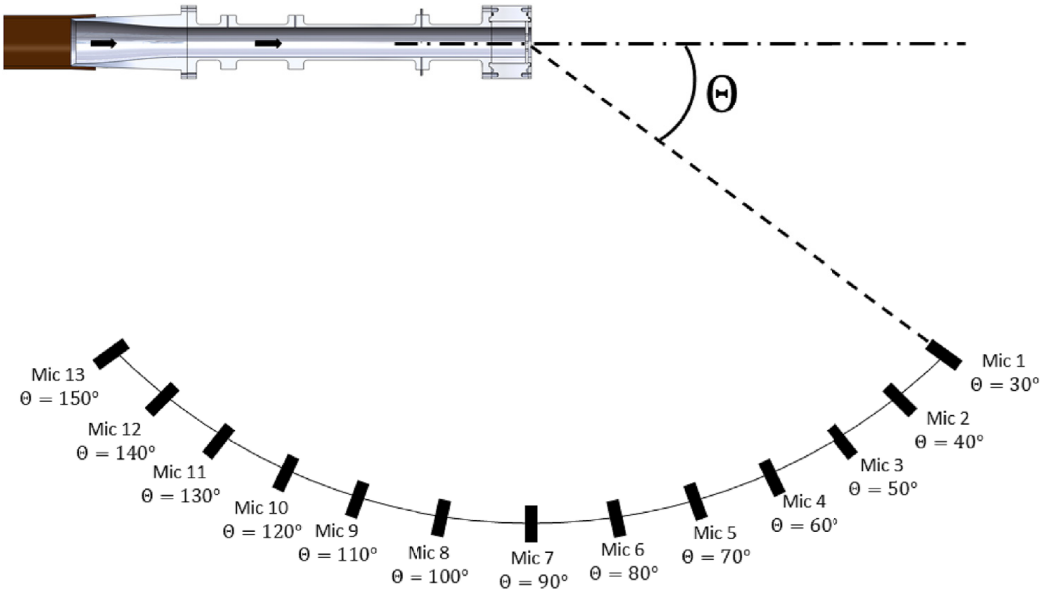


Fig. 3. Definition of the observation angle Θ.

have a divergent form (going from a $0.099D_d$ diameter at the entrance to a $0.140D_d$ diameter at the exit) while a $0.041D_d$ radius fillet is added on the exit edge of the second. The grid S4D4N4e4 has been studied to make comparisons with previous measurements. Finally all the perforated plates and diaphragms have a thickness of $0.092D_d$.

Measurements were made for NPRs ranging from 1 to 3.6 by steps of 0.2. NPR $=$ 1 corresponds to a case without flow and provides the background noise of the installation (wind tunnel on but closed butterfly valve). The flow is unheated which means that the reservoir temperature T_r is equal to the ambient pressure T_a. The far-field acoustic measurements are carried out using a 2 m radius circular array centered on the outlet of the valve. For a frequency analysis between 100 Hz and 40000 Hz, this distance corresponds to 0.59λ and 235λ respectively, λ being the acoustical wavelength. The far-field is reached for $R \gtrsim \lambda$ i.e. $f \gtrsim 170$ Hz where k is the wave number and R the antenna radius. This array is composed of 131/4 inch PCB microphones allowing to cover angles ranging from $\Theta = 30°$ to 150° by steps of 10° with Θ defined with respect to the valve axis starting from the downstream position (Fig. 3). The microphones have a normal incidence and their protective grid caps have been removed in order not to disturb the high frequency acoustic measurements [26]. Acoustic signals are acquired during 30 s at a 102400 Hz sampling rate and the static pressure measurements are obtained by averaging a 5 s signal sampled at 5000 Hz. These acquisition times are sufficient to ensure the statistical convergence of the subsequent data analysis. These signals are recorded with a National Instrument PXI-1006 acquisition system equipped with NI-PXI 4472 cards. The total pressure and temperature at inlet and outlet are continuously recorded using a National Instrument cDAQ 9174 acquisition system to have a real time information of the wind-tunnel operating point.

3. Experimental results

3.1. Far-field acoustic radiation

Far-field acoustic measurements are first presented for different samples and NPR tested in order to identify the different acoustic behaviors. Power spectral density (PSD) of the acoustic signals (S_{pp}) is obtained with the cpsd matlab function which allows to calculate an autospectrum of the temporal acoustic signal by Welch's periodogram method. The segments have $F_s/8$ elements for a frequency resolution of $\Delta f = 8$ Hz. A Hanning window and 50% overlap are used. The sound pressure level (SPL) is calculated by the following relation:

$$SPL(f) = 10\log\left(\frac{S_{pp}\Delta f}{p_{ref}^2}\right)[\text{dB}], \tag{1}$$

where $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa is the reference acoustic pressure. The directivity curves are obtained by calculating the OASPL value of each microphone signal between $f_{min} = 100$ Hz and $f_{max} = 40000$ Hz. This value is obtained by the following relation:

$$OASPL = 10\log\left(\frac{\sum_{f_{min}}^{f_{max}} S_{pp}(f)\Delta f}{p_{ref}^2}\right)[\text{dB}], \tag{2}$$

3.1.1. Diaphragms

Diaphragms are commonly used devices in industry to measure a mass-flow rate or, as in the present case, to relax/discharge a fluid under pressure. In most cases, diaphragms are placed inside a duct which modifies the sound generation and radiation. However, when the latter is placed at the end of the duct, it may be responsible for a very important acoustic radiation into the surrounding medium at rest. Although the cross-sectional reduction within a diaphragm is abrupt, the outlet geometry remains close to that of a conventional nozzle. Similar acoustic features are thus expected. Fig. 4 shows the far-field acoustic spectra as a function of the observation angle Θ and NPR for the 3 tested diaphragms. First, for low NPRs, the acoustic radiation in Fig. 4(a), (c) and (e) is dominated by a broadband noise component for the three diaphragms (see Sec. 4). For S2, high frequency tones appear in addition to a middle frequency hump and tone at NPR = 1.2. The high frequencies tones remain at NPR = 1.4 (not plotted here) and NPR = 1.6. This tonal noise is studied in Sec. 6. For higher NPR (NPR > 2.2), the broadband noise is associated with a high frequency hump and several high intensity tones. The directivity of these two acoustic features is given in the radiation maps 4(b), (d) and (f). The frequency of the tonal noise does not vary as a function of the observation angle while the high frequency hump decreases in frequency when Θ is increased. The directivity of these two sources suggests a screech and BBSAN respectively which is characteristic of an underexpanded supersonic jet [8,12,13]. This acoustic radiation is studied in Sec. 5. The background noise given by the black curve (NPR 1) remains very low compared with the measurements even at low NPR.

3.1.2. Perforated plates

As discussed in the introduction, perforated plates or more generally multihole nozzles have been mainly studied in order to reduce the jet noise on aircraft engines. Indeed the reduction of the perforation size and the increase of their number allow not only to reduce the acoustic radiation due to the shielding effects but also to shift it towards high frequencies, which has the effect of reducing the radiation in the audible range and increasing atmospheric attenuation [16–20]. Similar observations are therefore expected in the case of perforated plates with respect to a diaphragm of equivalent cross-section. Fig. 5 that shows the far-field sound spectra at $\Theta = 90°$ and at different NPR for four perforated plates confirms this acoustic behavior. As for diaphragms: far-field acoustic spectra are dominated by a broadband component but with higher levels at high frequencies. On top of this, the high frequency tonal noise observed for diaphragm S2 appears for all perforated plates but its amplitude varies strongly depending on the considered plate. Moreover, with a divergent shape (Fig. 5(b)) or a filleted outlet of the perforations (not shown here) this phenomenon persists for higher NPRs (up to NPR 1.2 for S1D2N2e3 in Fig. 5(a) and NPR 1.8 for S1D2N2e3div in Fig. 5(b)). For high NPR, the shock associated noise is strongly reduced and even suppressed in most of the cases. In fact, for all tested grids, screech radiation has been observed for the plate S4D4N4e4 only (Fig. 5(d)), which is composed of 351 very close holes.

The effect of the perforation parameters (perforation size, spacing, number) on the sound radiation is now studied. Fig. 6 (a), (c) and (e) give far-field spectra of grids with similar cross section S, perforation number N and perforation size D but with various perforation spacings e for NPR = 1.6. Fig. 6 (b), (d) and (f) however compare the noise radiated from grids with similar e and S but various N and D. A comparison with the equivalent diaphragm is also given in each case. Spectra are given for an observation angle $\theta = 30°$ so that the mixing noise hump is more pronounced [27]. Firstly, the perforated plates allow reducing the broadband radiation at low and medium frequencies very significantly compared with the equivalent diaphragm. As observed in Refs. [16–20], the levels at high frequencies are however increased by the reduction of the perforation sizes. The low NPR tonal noise also seems to appear more regularly and up to higher NPR when perforated plates are mounted and preferably for larger perforation diameter (Fig. 6 (a)). Moreover, the double hump discussed in the introduction [16–18,25] is

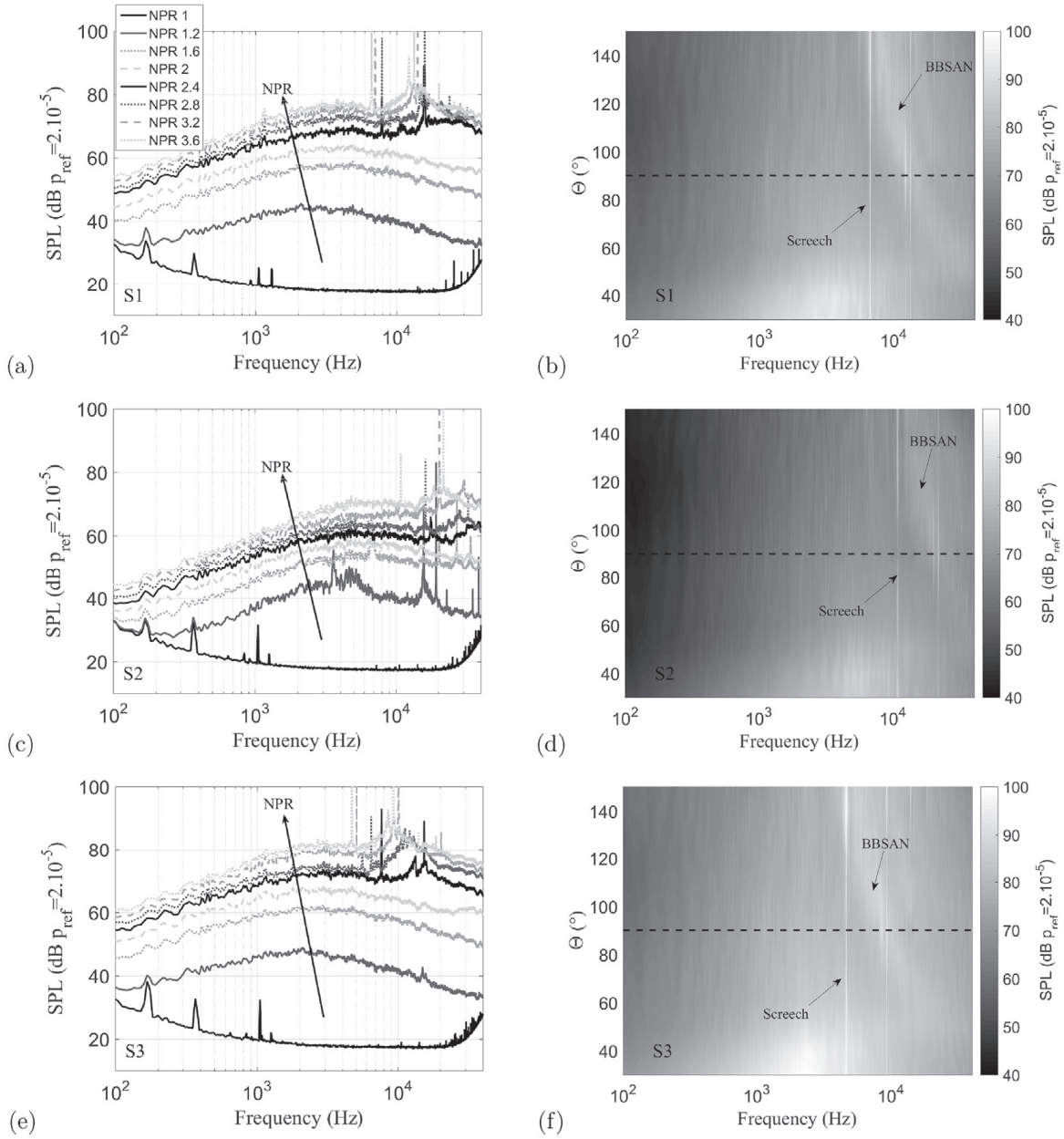


Fig. 4. Far-field acoustic spectra as a function of the NPR at $\Theta = 90°$ for diaphragms: (a) S1, (c) S2 and (e) S3. Maps of the far-field acoustic spectra as a function of Θ at NPR = 3.6 for: (b) S1,(d) S2 and (f) S3.

clearly visible. The first hump at medium frequencies will hereafter be referred to as the post-merging hump (PMH) and the second at higher frequencies the merging hump (MH).

By varying e for a constant S, D and N (Fig. 6 (a), (c) and (e)), an amplitude decrease of PMH and at the same time an increase of MH can be observed. Moreover, from a spectral view, the PMH is shifted to the low frequencies when the perforation spacing is increased while the MH does not seem to be strongly affected. This observation agrees with the results of Sheen [17,25]. The increase of the perforation spacing seems to transfer some of the acoustic energy from PMH to MH. This can be explained by the fact that increasing e delays the merging of the jets, a greater part of the turbulence develops like that of an isolated jet which is responsible for MH. MH is then increased while PMH is decreased. Moreover, the increase of the perforation spacing also generates an increase of the post-merging jet diameter which induces a shift to the lower frequency of its mixing noise characterized by $St = fD/U_j = 0.2$ at $\Theta = 30°$ and finally a shift of the PMH frequency. It is probably also associated with a slight reduction of the mean velocity in the final mixed jet.

By now decreasing D and increasing N for constant S and e, PMH is again reduced and shifted toward the low frequencies. Indeed, similarly as for the increase of e, decreasing D and increasing N at a constant cross section and a constant spacing induces an increase of the post merging jet diameter. A good indicator of this increase is given by the size of the circumscribed circle D_{circ} given in Table 1. Moreover, the reduction of D shortens the potential core resulting in a more rapid velocity decay. The turbulent intensity in the post-merging jet is thus decreased due to the faster turbulence scale reduction, the slower eddy convection and

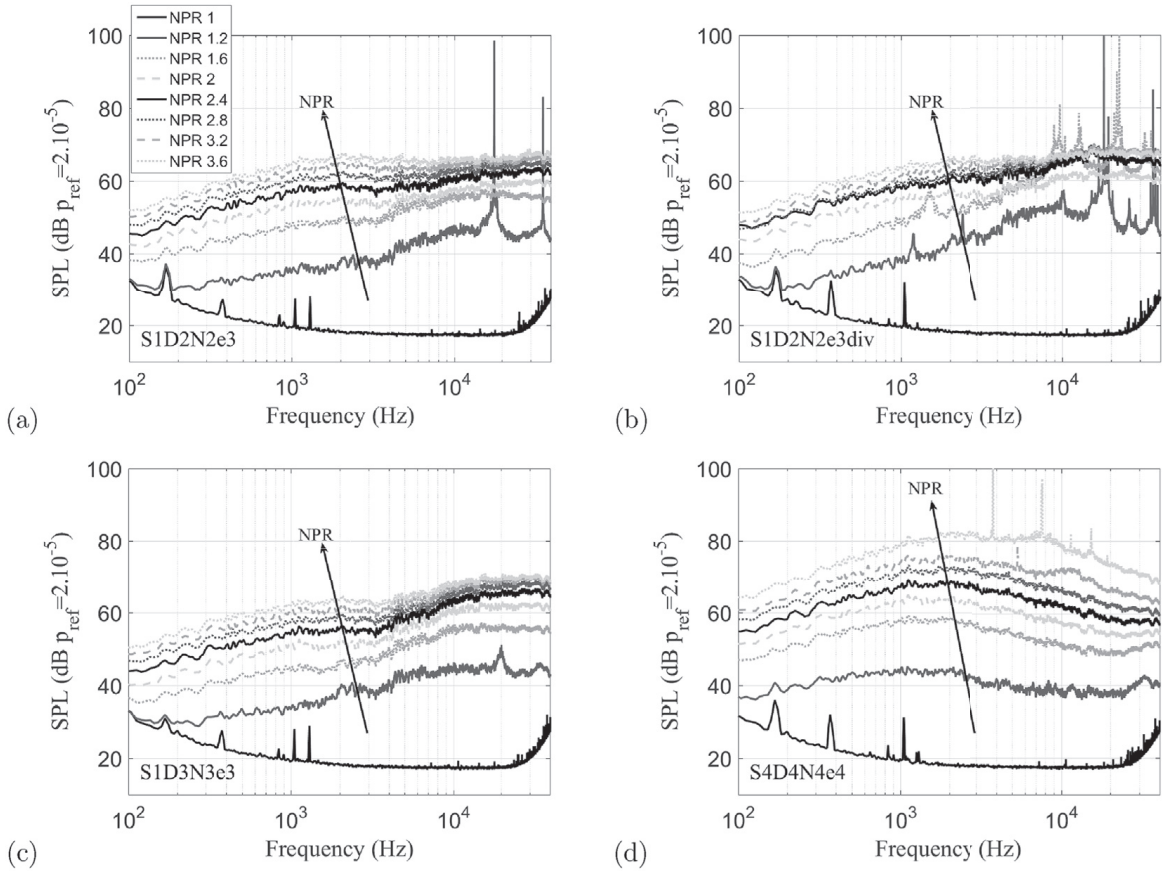


Fig. 5. Far-field acoustic spectra as a function of the NPR at $\Theta = 90°$ for (a) S1D2N2e3, (b) S1D2N2e3div, (c) S1D3N3e3 and (d) S4D4N4e4.

a more efficient mixing which finally reduces the PMH level. Similarly, these modifications of D and N have also the effect of slightly decreasing the MH level in most of the cases. In fact, two opposite phenomena most likely come into play here. The increase of N induces an increase of the number of outer jets responsible for MH which should therefore increase. However, the reduction of the small jet sizes also leads to a reduction of the acoustic radiation of these jets caused by the reduction of their global turbulent energy which should therefore decrease MH [28]. The reduction of D is likely to explain also a shift of MH towards the high frequencies although it is not always clearly visible in the presented spectra because of the logarithmic scale.

The radiation of perforated plates can now be adapted by varying these various parameters: an increase of e (with a constant D and N) allows to increase the MH levels and decrease the PMH one while shifting the latter towards low frequencies. The reduction of D (with constant e and N) shifts MH towards high frequencies and reduces the two humps. Finally an increase of N (with constant e and D) should increase the two humps and shift PMH to low frequencies. Therefore, for some applications the optimum combination can be a balance between the two hump levels in order to reduce the maximum mixing noise of the perforated plate considered as for S1D3N3e2 (Fig. 6(d) and (e)). For other applications however, a transfer of the maximum of the acoustic radiation to the high frequency hump can be more interesting to reduce the acoustic energy in the audible range and to attenuate the noise radiation more quickly thanks to atmospheric viscous dissipation or liner absorption.

The modification of the grid parameters thus allows to strongly modify the acoustic spectrum at 30°. To see the effect at other radiation angles, Fig. 7 gives the OASPL directivity between 100 Hz and 40000 Hz for plates with various parameters at NPR = 1.6. These directivity plots show a significant modification of the sound directivity of the perforated plates compared with the equivalent diaphragm (dash black curve), in particular for plates with spaced perforations. Indeed, for diaphragms, the sound radiation dominates downstream. This result is typical of a jet mixing noise for which the radiation of the large downstream turbulent structures dominates [2,4]. For perforated plates with close perforations (Fig. 7(b)), a rather similar directivity can be observed despite a slight reduction of the radiation upstream and downstream. Remember that for these plates, the acoustic radiation is dominated by the PMH associated with the radiation of post-merged region. Therefore the radiation of this region seems to retain the directivity characteristics of the jet mixing noise.

By now increasing e for a constant N, D and S a significant increase of the sound radiation appears between $\Theta = 40°$ and 110° compared to the previous cases (Fig. 7(a) and (c)). Two distinct lobes also seem to emerge at 50° and 70°. This suggests a modification of the sources responsible for this radiation. The increase of the sideline sound is very clear on plates with the

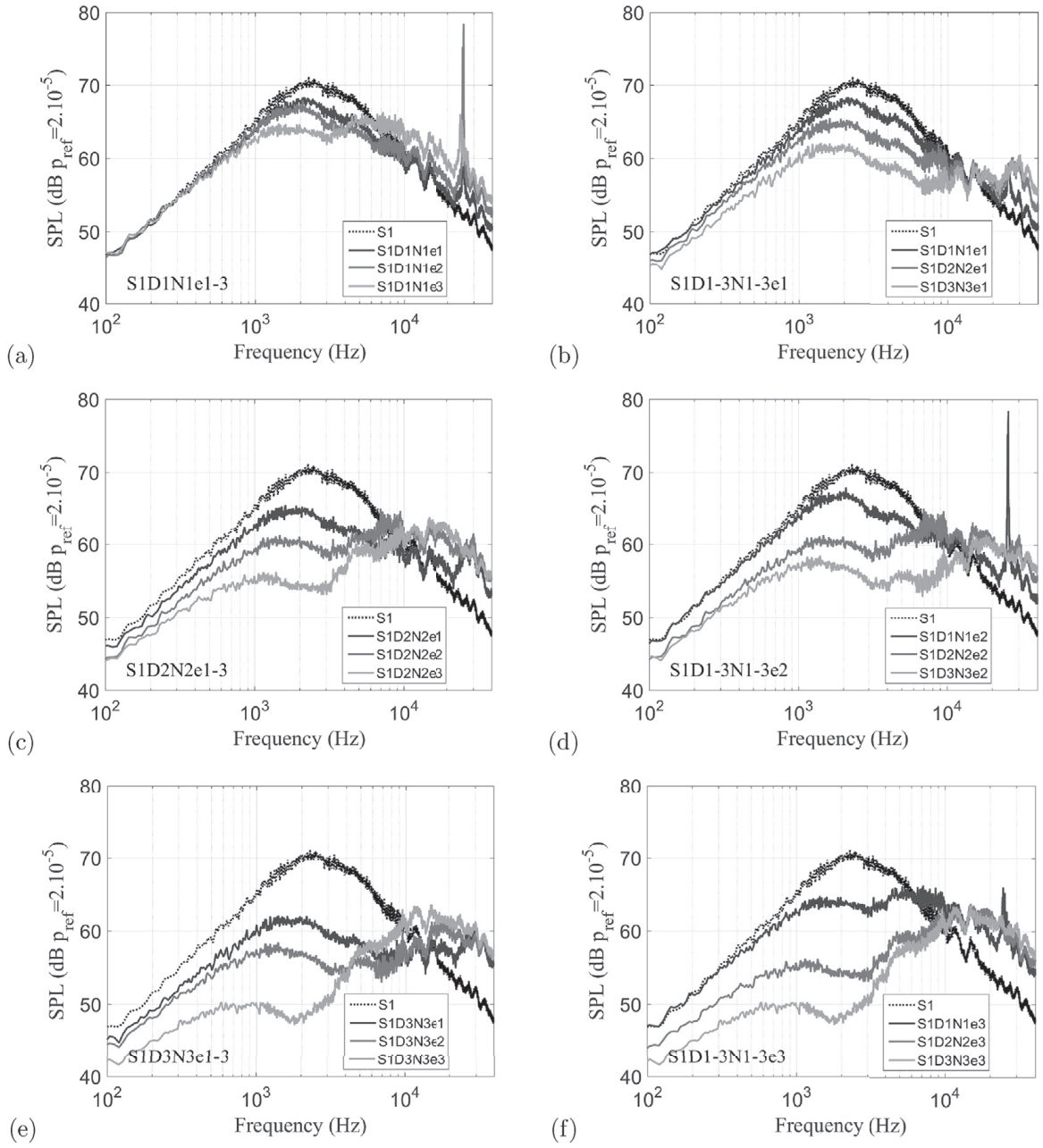


Fig. 6. Far-field acoustic spectra as a function of perforated plate geometric parameters at $\Theta = 30°$ and NPR = 1.6 for: (a),(c),(e) perforated plates with different perforation spacing S1D1N1e1-3, S1D2N2e1-3 and S1D3N3e1-3 respectively; (b),(d),(f) perforated plates with different perforation diameter and number S1D1-3N1-3e1, S1D1-3N1-3e2 and S1D1-3N1-3e3 respectively.

largest perforation spacing shown in Fig. 7(d). It also seems that the reduction of the perforation diameters accentuates this phenomenon. As a reminder, the increase of e and the reduction of D allow to increase the emergence of MH associated with the radiation of the pre-merging and merging zones. Therefore the acoustic sources associated with the radiation of these two zones seem to be slightly modified compared with a classical jet mixing noise. An additional analysis of this acoustic radiation is carried out in Sec. 4.

Despite the increase of the acoustic power between 100 and 40000 Hz for the latter plate cases, it is important to mention that for these same configurations a significant reduction of the OASPL has been observed in the audible range (between 100 and 20000 Hz). Indeed, as shown in Fig. 6, the increase of e and the reduction of D allow to increase MH and decrease PMH due to the late merging of the isolated jets. Part of MH being outside of the audible range, the acoustic power of the latter is then reduced. This result is consistent with the work of Sheen and Hsiao [17,25]. Moreover, MH being in this case only partially taken into account, the increase of the acoustic radiation in the sideline direction is not significant.

The different acoustic behaviors observed in the present study as a function of the geometry and operating point are then summarized in Fig. 8. Each of these acoustic phenomena will be studied in more detail in the following sections.

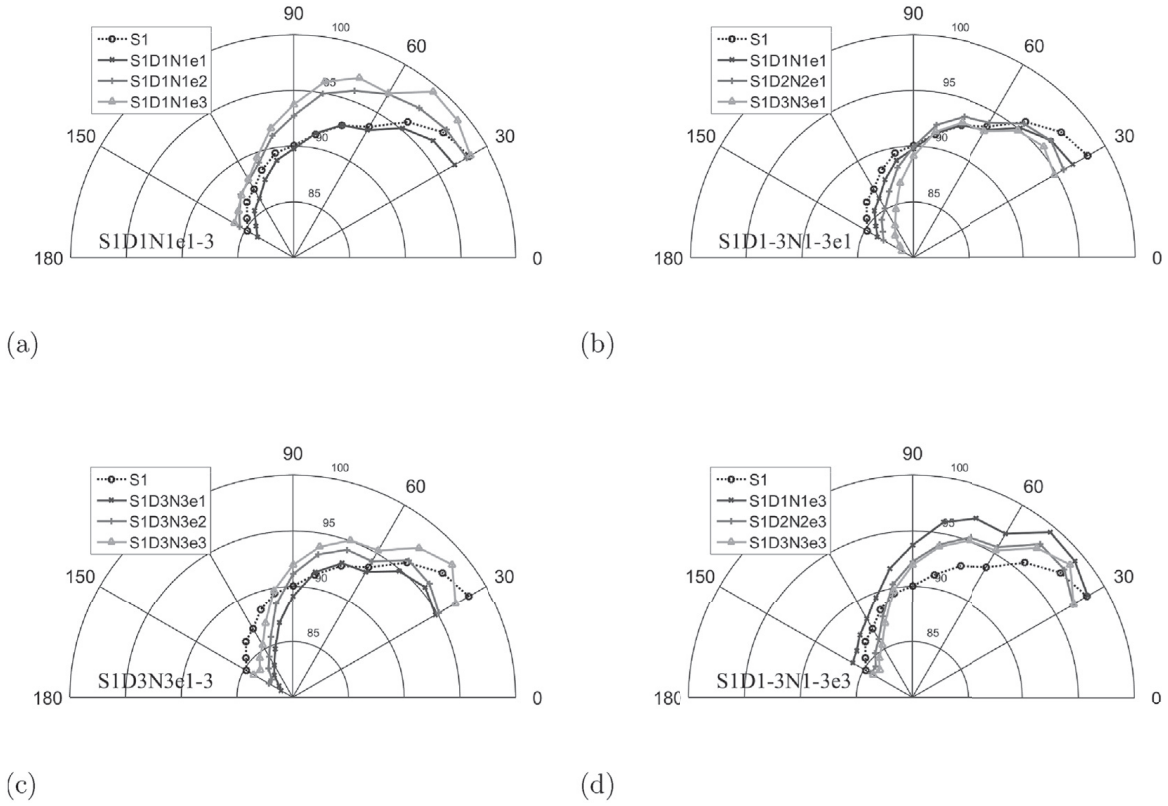


Fig. 7. OASPL directivity as a function of Θ at NPR = 1.6 for: (a),(c) perforated plates with different perforation spacing S1D1N1e1-3 and S1D3N3e1-3 respectively; (b),(d) perforated plates with different perforation diameter and number S1D1-3N1-3e1 and S1D1-3N1-3e3 respectively.

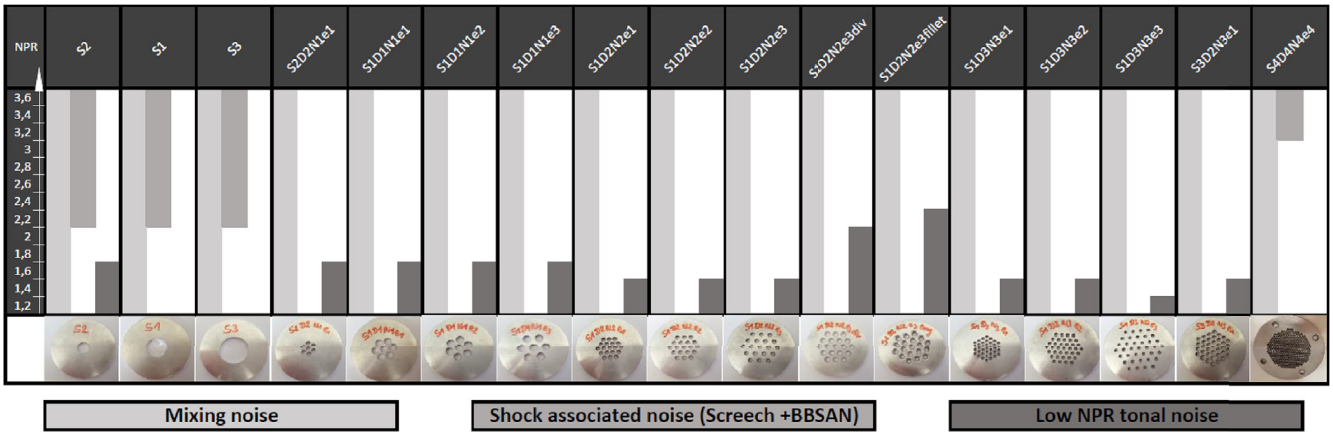


Fig. 8. Summary of the different acoustic behaviors observed on the present study.

3.2. Mass-flow rate measurements

The previous acoustic comparisons have been carried out for a constant NPR and cross-section *S*. However, the noise reduction generated by the perforated plates might be related to the geometry alone or also to a performance reduction. In the case of fluid discharge, one of the main performance criterion is the mass-flow rate q_m. Indeed, the increase of the perforation number for a constant cross-section might naturally generate a reduction of the mass-flow rate due to the *vena contracta* effects. However, the flow being strongly compressed upstream of the grids, this phenomenon might be negligible. In order to evaluate this possible mass-flow reduction, the mass flow rate is calculated by considering the total pressure p_t, the static pressure p_s and the total temperature T_t at the inlet of the valve. The flow is assumed to be isentropic and uniform over the entire valve cross-section (1D), which implies that the boundary layers are neglected. With these assumptions, the mean static pressure is uniform though the duct cross-section. The mean static pressures recorded over the circumference of the valve and shown in Fig. 9 (a) are identical, which is consistent with these assumptions. The Mach number M_j of the flow upstream of the grid can

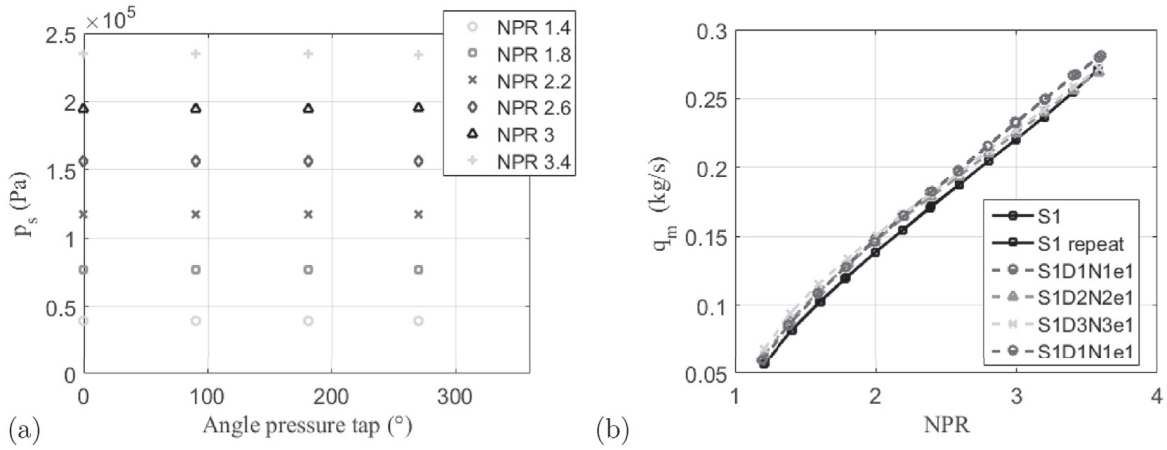


Fig. 9. (a) Evolution of the static pressure over the circumference of the inlet duct of the valve and (b) evolution of the mass-flow rate for different perforated plates and diaphragms with similar *S* but different *N*.

then be calculated considering the following isentropical relationship:

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}\left(\mathrm{NPR}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)}, \tag{3}$$

γ being the heat capacity ratio. From M_j and T_t at the inlet of the valve, the static temperature T_j can now be obtained with:

$$T_j = \frac{T_t}{1 + M_j^2\,(\gamma - 1)\,/2}. \tag{4}$$

The flow velocity U_j is then:

$$U_j = M_j\sqrt{\gamma r T_j}, \tag{5}$$

with r the specific gas constant. Finally, neglecting the boundary layers, the mass-flow rate q_m can be calculated by:

$$q_m = \rho_j U_j S_{inlet}, \tag{6}$$

where $\rho_j = \frac{P_s}{rT_j}$ is the density of the flow at the inlet section of the valve and S_{inlet} the surface of this section. The mass-flow rate for different perforated plates and diaphragms with similar cross-section but different perforation number is thus plotted in Fig. 9 (b). In the same figure, a repeatability test is also plotted in the case of the diaphragm (S1 repeat). This measurement has been made at a different day and superimposes perfectly with the latter which testifies to a very good repeatability of these mass-flow rate measurements. A good conservation of the mass-flow rate between the different perforated plates and diaphragms of equivalent cross-section can be observed. The increase of the perforation number does not seem to reduce the mass-flow rate due to the *vena contracta* effects. The slight variations that can be observed mainly at high NPR are probably caused by small modifications of the flow in the different cases.

4. Mixing noise study

In the case of diaphragms and perforated plates, similar acoustic behaviors as found in more conventional nozzles have been observed. Therefore mixing noise, which constitutes the main broadband part of jet noise, is first considered for the present valve.

4.1. Diaphragms

As explained in the introduction jet mixing noise is associated with the radiation of two distinct sources: the first one, associated with the large coherent structures which mainly radiate in the downstream direction and the second one, attributed to the radiation of the small scale turbulence in the shear layer which is omnidirectionnal [2–5]. In order to identify these two sources, the same procedure as that used by Tam et al. [4] for the subsonic and perfectly expanded supersonic jets is followed: the autocorrelation and intercorrelation of the acoustic signals measured in the far-field is carried out.

The autocorrelation function first allows to give information on the correlation level between a given signal and the same signal delayed in time revealing the causal linear link between the two signals: it thus measures the duration of an organized event contained in the signal. In the case of an acoustic signal, this post-processing will then inform about the spatial correlation

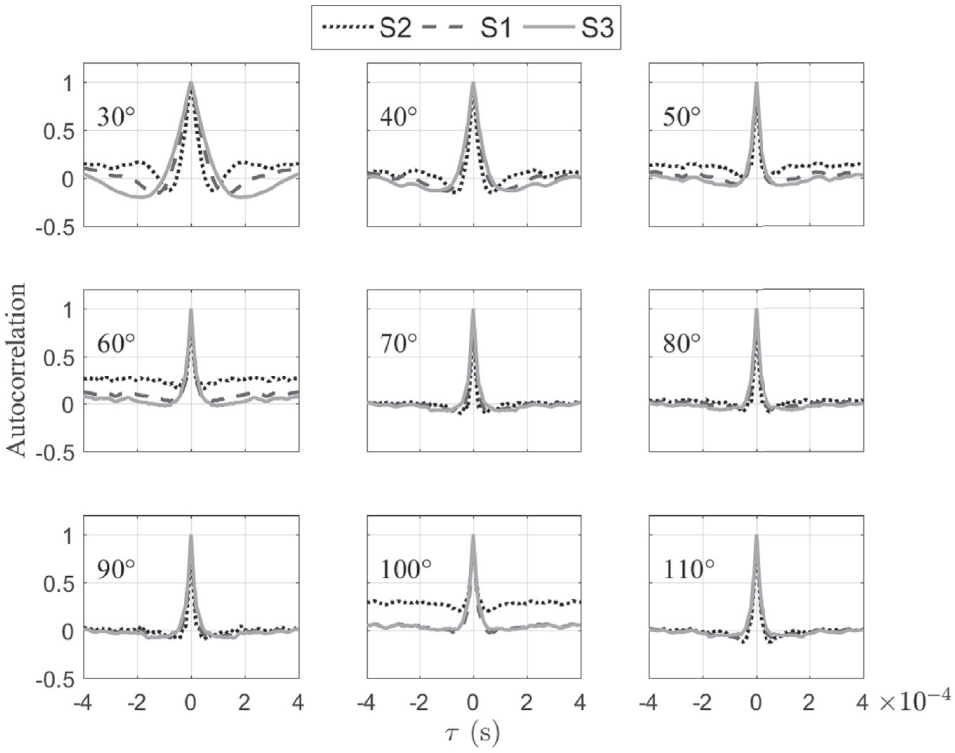


Fig. 10. Normalized autocorrelation at NPR = 1.8 for the three tested diaphragms.

of the acoustic radiation in its propagation direction. In the present case, this direction corresponds to the radial direction. The autocorrelation R_{nn} is expressed by:

$$R_{nn}(\tau) = \frac{\langle p_n(t)p_n(t+\tau)\rangle}{\langle p_n^2(t)\rangle}, \tag{7}$$

where $p(t)$ is the pressure time signal, τ the temporal delay, n the microphone considered and $\langle\rangle$ denotes the time average. Fig. 10 gives the normalized autocorrelation on the first nine microphones (30°–110°) for the three tested diaphragms at NPR = 1.8.

As observed by Tam et al. [4], a very different behavior appears between the first two microphones placed in the downstream direction and the others. The autocorrelation peak on these first microphones is much wider than on the following and is framed by a negative zone reflecting an increase of the correlation over time and therefore over the wave propagation direction. This result is consistent with the hypothesis of the dual source responsible for jet mixing noise. Indeed, the large turbulent structures can be naturally assumed to generate spatially larger acoustic disturbances which are therefore correlated over a longer period of time in particular in their preferred propagation direction. Small-scale turbulence, on the other hand, produces much smaller and therefore less coherent perturbations. The negative part framing the autocorrelation peak can be easily understood by considering an acoustic perturbation as the succession of a compression wave (positive pressure) and an expansion wave (negative pressure). For the microphone n, the product $p_n(t)p_n(t+\tau)$ then becomes negative when the delay τ reflects two opposite phases. The negative part thus stands for a coherence zone with two opposite phases. This phenomenon is clearly detailed in Ref. [4]. Moreover, it can be seen on the first microphones that the width of the autocorrelation peak varies with the size of the diaphragm. The larger the diameter of the diaphragm is, the wider the autocorrelation peak on the first microphones is. This is consistent with the fact that the large structure scale decrease with the jet diameter and that they radiate into the downstream direction. This phenomenon is not significant for the microphones in the sideline direction affected by the acoustic radiation of the small scale turbulence.

The correlation in the angular direction is then obtained by the cross-correlation between the different microphones of the directivity array. The cross-correlation function provides the correlation level between one signal and another delayed in time. It measures the causal linear link between these two signals and thus detect physical events that are common to these signals. In the present case, it provides the correlation level between the acoustic signals of the various microphones of the array and thus the correlation of the acoustic radiation into the angular direction. The cross-correlation is given by:

$$R_{mn}(\tau) = \frac{\langle p_m(t)p_n(t+\tau)\rangle}{\langle p_m^2(t)\rangle^{1/2}\langle p_n^2(t)\rangle^{1/2}}, \tag{8}$$

with m and n the microphone indices. Fig. 11 gives the maximum cross-correlation for the three tested diaphragms at NPR = 1.8. For example the first histogram R_{1n} shows the maximum of the cross correlation between the first microphone and its eight

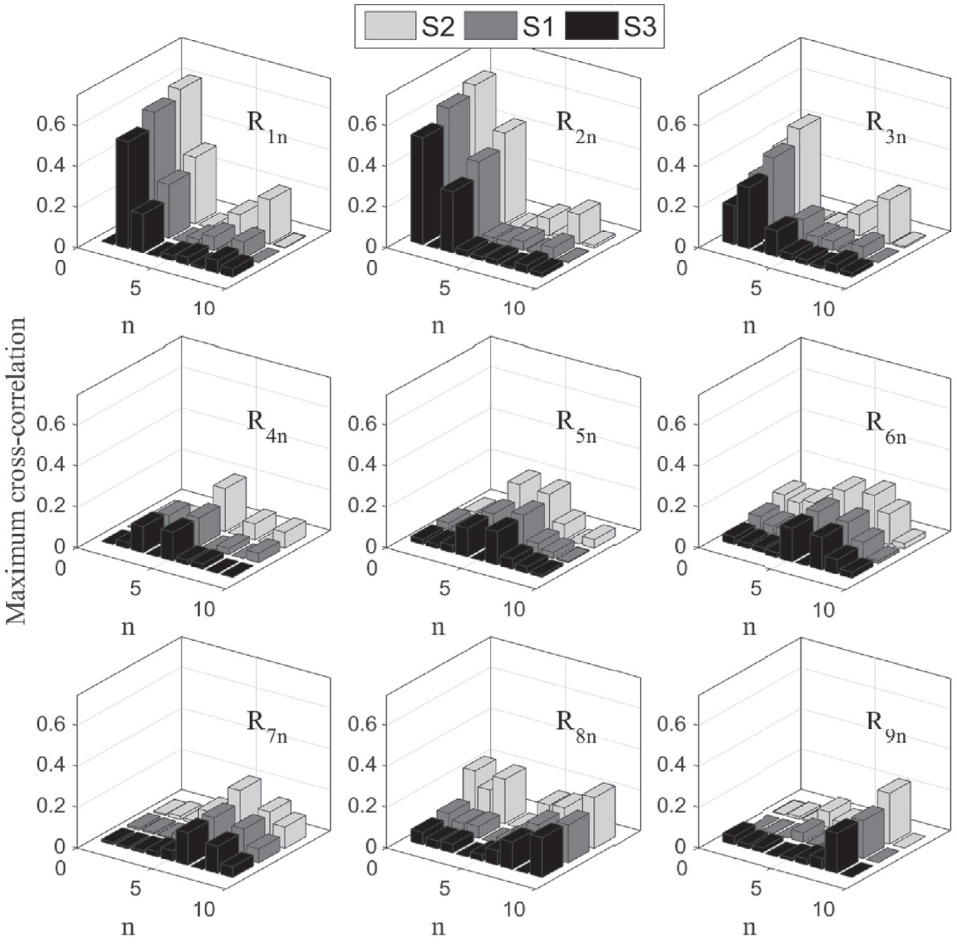


Fig. 11. Maximum cross-correlation at NPR = 1.8 for the three tested diaphragms.

neighbors. R_{11} corresponds to the maximum of autocorrelation (= 1) and is fixed to 0 on these histograms in order to maintain a visible range.

Again, as observed by Tam et al. [4], the behavior between the microphones in the downstream and sideline directions is very different. The maximum cross-correlation between the first three microphones (downstream direction) and their closest neighbors is much more important than on the following ones. Again, these results agree with the hypothesis of the double source. Indeed, the large coherent structures can also be expected to generate a more coherent acoustic radiation in the angular direction compared with the small scale turbulence which are more random. Two neighboring microphones will therefore be more likely to receive the same acoustic signal (resulting from the same disturbance) with a certain delay τ in the downstream direction which will result in an increase of the maximum cross-correlation. Moreover, the level of the maximum cross-correlation is observed to increase in the downstream direction when the diaphragm diameter decreases. No definite explanation has yet been found to explain this phenomenon.

Based on this dual source model and on the flow self-similarity assumption, Tam et al. [27] have attempted to derive generic spectra associated with each of these sources on axisymetric jets. They are named similarity spectra and will be designated by F and G in the following. F is associated with the radiation of the large coherent structures and corresponds to the far-field spectra of a perfectly expanded axisymmetric jet in the downstream direction (typically $\Theta = 30°$) while G is attributed to the radiation of the fine scale turbulence and corresponds to the spectra in the sideline direction (typically $\Theta = 90°$). These two spectra have been determined empirically using a large acoustic data base of jets. They show a very good agreement with a large number of experimental and numerical data [3,29]. Another similar work has been proposed by Kandula [30]. One of the main advantages of the latter model is that it takes into account a large number of parameters which influence the acoustic radiation such as the jet temperature, velocity, observation angle [31]… In the present case, only the shape of the spectra (named G2) will be considered. G2 is defined by:

$$G2 = \frac{(f/f_p)^{5/(4a)}}{\left[1 + (f/f_p)^2\right]^{9/(6a)}}, \tag{9}$$

where $a = \left[0.2 + \exp(-2M_c/\sin(\Theta/2))\right]^{0.35}$, M_c is the convective Mach number and f_p the frequency of the maximum mixing noise amplitude. Fig. 12 compares far field acoustic spectra at 30° and 90° for diaphragm S1 at NPR = 1.8 with the two previous

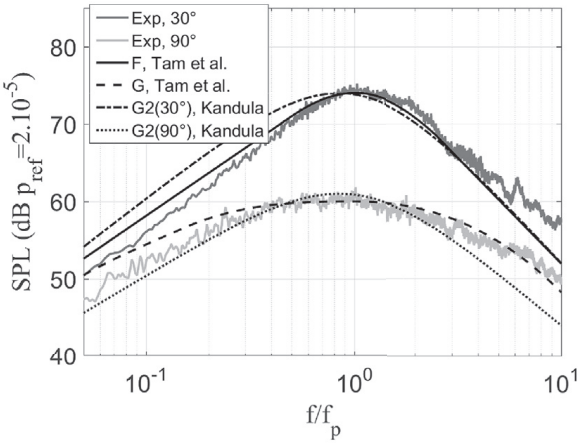


Fig. 12. Comparison of experimental far-field acoustic sepctra for S1 at NPR = 1.8 with similarity spectra of Tam et al. [27] and Kandula [30].

models.

A good agreement of the two models with the far-field acoustic radiated by diaphragms can be seen. At 30°, the G similarity spectra of Tam et al. gives a better prediction than Kandula's model. Only at high frequency, the level of the measurements is slightly above the prediction. At 90°, the predicted levels at low frequencies are slightly better with Kandula's model but are clearly underestimated at high frequencies. Tam et al. similarity spectra seem thus to offer the best prediction of the diaphragm mixing noise.

All these results show that the mixing noise generated by the valve equipped with an outlet diaphragm has similar characteristics as that of a jet issuing from a conventional nozzle. The set of results obtained on the latter configurations can therefore be applied to diaphragms.

4.2. Perforated disks

The same spectral analysis is now applied to the perforated plate cases. Normalized autocorrelation functions for perforated plates S1D1N1e1-3 and S1D3N3e1-3 are first shown in Fig. 13. The studied NPR is 1.8 so that the low NPR tonal noise is absent and does not disturb the analysis.

Very different results can be observed between the perforated plates shown in this figure. For those with the closest perforations first, similar results as for the diaphragm can be observed: the autocorrelation peak is much wider on the first two microphones than on the following ones. This indicates a much more coherent acoustic radiation in the propagation direction on these first microphones which again agrees with the mixing-noise modeling by the dual source. It indicates that for small spacing between the perforations, the small jets rapidly merge into a wider jet whose large scale structures dominate the downstream radiation. Similarly, as observed on the diaphragms, the reduction of the jet/perforation size (S1D1N1e1 to S1D3N3e1) causes a reduction of the autocorrelation peak width. This suggests a reduction of the large turbulent structure size responsible for this radiation. When the spacing of the perforations is now increased, a reduction of the autocorrelation peak width on the first microphones and an homogenization of the radiation on all the microphones can be observed. This is also associated with the appearance of negative parts on both sides of the main peak. This peak is more pronounced for the perforated plates with the smallest holes (S1D3N3e3) and demonstrates the presence of a coherent acoustic radiation. It thus appears that the increase of the perforation spacing causes a modification of the mixing-noise sources or the appearance of a new dominant source that seems to be coherent and radiating over a large angular range. This result is consistent with observations made on the directivity curves Fig. 7. To try to validate these observations, the maximum cross-correlation at NPR = 1.8 is plotted in Fig. 14 for the same perforated plates.

In the first bar chart corresponding to the disk with the largest perforations (S1D1N1e1-3), a significant effect of the perforation-spacing increase can be observed. When the perforations of the plate are the closest, similar results as those of the diaphragms are obtained: the maximum cross-correlation between a microphone and its closest neighbors is greater for the microphones in the downstream direction. This indicates a more coherent acoustic radiation in the angular direction of these microphones, which is in agreement with the model of the dual source of mixing noise. When the perforation spacing is now increased, the maximum cross-correlation increases on all the microphones. This indicates an increase of the acoustic radiation coherence in all angular directions. It is consistent with the observation made for the autocorrelations in Fig. 13: the increase of the perforation spacing seems to lead to the modification of the mixing-noise sources or to the emergence of a new coherent and omnidirectional one. On the second bar chart associated with the disks S1D3N3e1-3 composed of smaller perforations, the effect of the spacing increase is not clear. However, the coherence level on S1D3N3e1 is already seen to be clearly greater than for S1D1N1e1.

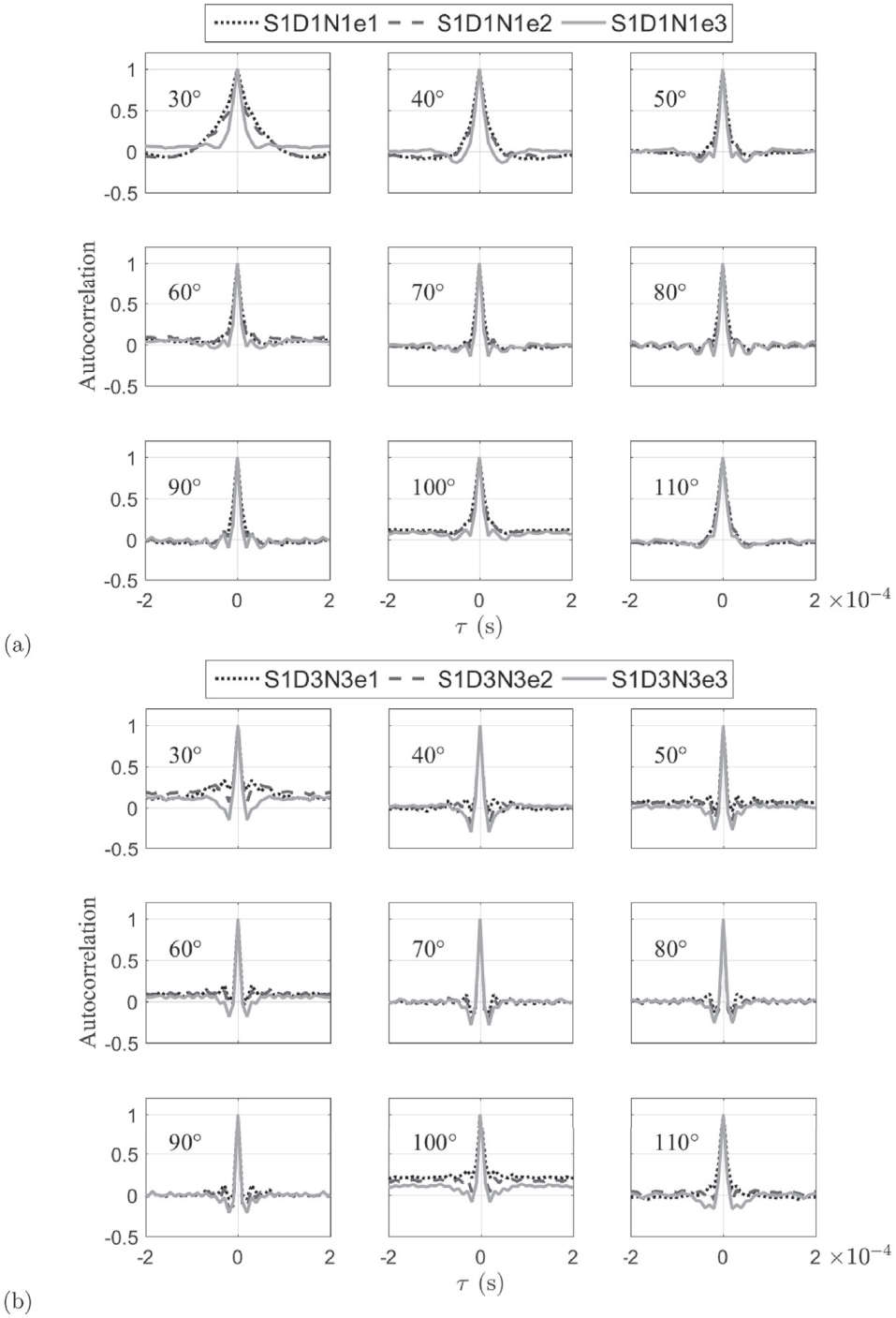


Fig. 13. Normalized autocorrelation at NPR = 1.8 for perforated plates with different perforation spacing: (a) S1D1N1e1-3 and (b) S1D3N3e1-3.

4.3. Proposed noise model

Having identified the geometrical parameters that allow modifying the broadband noise radiated by diaphragms and perforated plates, a simple sound prediction model can be developed to allow for the acoustic design of such systems. Three steps are necessary to carry out this modeling. The first one consists in determining the shape of the sound spectrum. During the second step, the spectrum is calibrated in frequency, whereas its amplitude is calibrated in the third step. For the first stage, Tam et al. and Kandula's similarity spectra are used [27,30]. Indeed, these spectra that were originally designed for jet noise have already been shown to very well predict the acoustic spectra radiated by diaphragms in Fig. 12. In this figure, the different spectra are normalized in frequency by the maximum amplitude frequency f_p. As discussed in the introduction, this frequency f_p can be determined for an unheated jet: the maximum amplitude at 90° (associated with small scale turbulence radiation) is obtained for $St \simeq 0.3$ and at 30° (associated with the radiation of large turbulent structures) for $St \simeq 0.2$ [3,6,7]. The amplitude of the

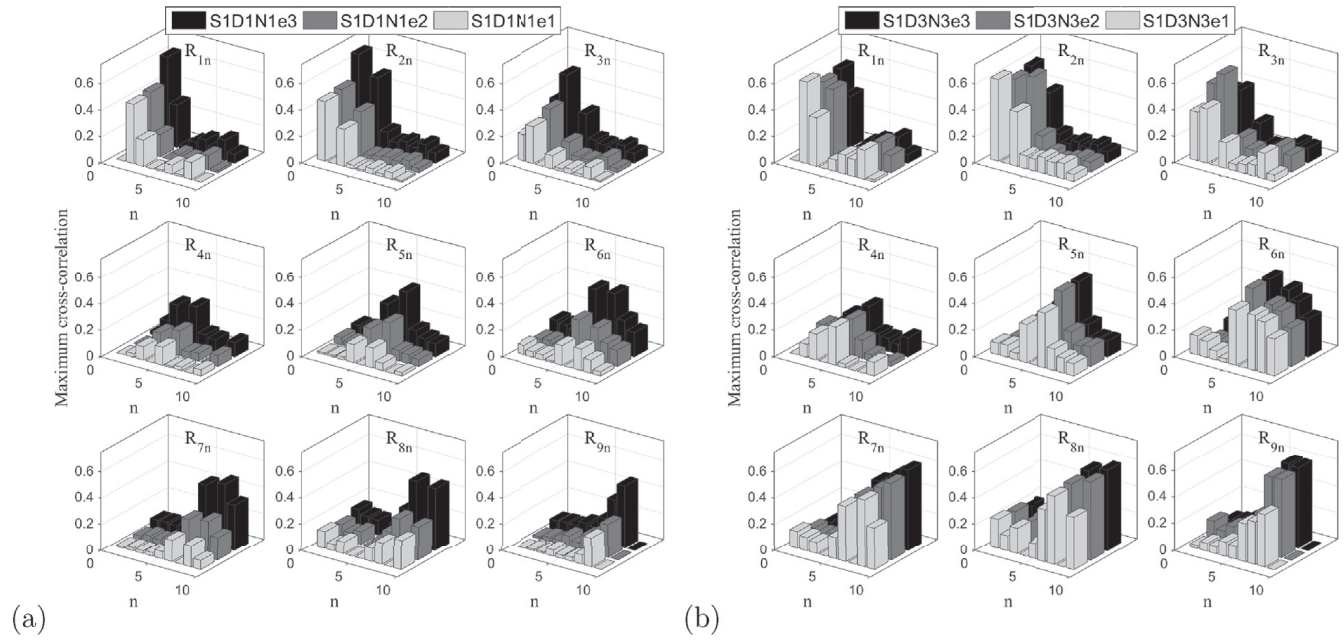


Fig. 14. Maximum cross-correlation at NPR = 1.8 for perforated plates with different perforation spacing: (a) S1D1N1e1-3 and (b) S1D3N3e1-3.

spectra can then be obtained by the eight power law derived from Lighthill's acoustic analogy [28]. Indeed, according to this law the total acoustic power W for subsonic jets reads:

$$W = K\rho_\infty c_\infty^{-5} D^2 U_j^8, \tag{10}$$

where ρ_∞ and c_∞ are the density and the sound speed in the ambient condition respectively and K a constant ($K \sim 3 \times 10^{-5}$). W is the total sound power radiated across any surface surrounding the jet. The mean square pressure $\langle p'^2 \rangle$ at a distance r in the far field of the jet mixing region obeys the scaling law [28,32,33]

$$\langle p'^2 \rangle \sim K\rho_j^2 c_\infty^{-4} (D/r)^2 U_j^8 / \left[\left(1 - M_c \cos(\Theta)\right)^2 + \alpha^2 M_c^2 \right]^{-5/2}, \tag{11}$$

where ρ_j is the exhaust gas density and α accounts for the finite decay time of the eddies. When comparing the SPL's obtained at a given observation angle, the Doppler amplification can be included into the calibration constant, if the convection velocity remains below $M_c \sim 1.5$ yielding:

$$\langle p'^2 \rangle \sim K' \rho_j^2 c_\infty^{-4} (D/r)^2 U_j^8. \tag{12}$$

In fact, studies of experimental spectra have shown an evolution closer to U_j^9 in the downstream direction and $U_j^{7.5}$ in the sideline direction [3,6,31]. This variation of the power law as a function of the observation angle has been attributed to the convection of the acoustic sources. In order to validate this evolution in the present measurements, the maximum amplitude of the mixing noise obtained with the diaphragms denoted by $\mathrm{SPL_{max}}$ is compared with the previous power law in Fig. 15 (a). The maximum amplitude is normalized by the diaphragm section S. Unlike the OASPL, the $\mathrm{SPL_{max}}$ is not affected by the strong tonal radiation that appears at high and low NPRs. The jet velocity U_j calculated here corresponds to the perfectly expanded jet velocity and is calculated with the isentropic relations.

For subsonic and low supersonic speeds, a very good agreement between the experimental data and the power law is obtained. Deviations appear only in the case of the diaphragm S2 for the lowest tested velocity. This gap can be explained by the presence of the low NPR tonal noise which is often associated with a middle frequency broadband hump (cf Sec. 6) and which modifies the broadband mixing-noise. The previous power law and the estimate of the jet velocity using isentropical relations being not adapted to the cases of supersonic choked jets, differences naturally appear between the experimental data and the power law. Moreover, for highly supersonic speeds, the Doppler effect modifies the power law to velocity to the power of 3. Hereafter, the prediction will therefore be limited to the subsonic and weakly supersonic regimes ($NPR \leq 2$).

Using these three steps, the diaphragm acoustic radiation at 90° and 30° can be predicted for unheated flow and for $NPR \leq 2$. Fig. 15 (b) compares the experimental results with the model prediction obtained for the diaphragm S1 at NPR = 1.6. The curves "Pred. Tam et al." and "Pred. Kandula" refer to the spectral shape from Refs. [27] and [30] respectively. As expected the best prediction is obtained at 30° with the similarity spectra of Tam et al. At 90°, however the latter being more flared, low frequencies are overestimated. At this angle, Kandula's model predicts the low frequency ranges better but the high frequencies

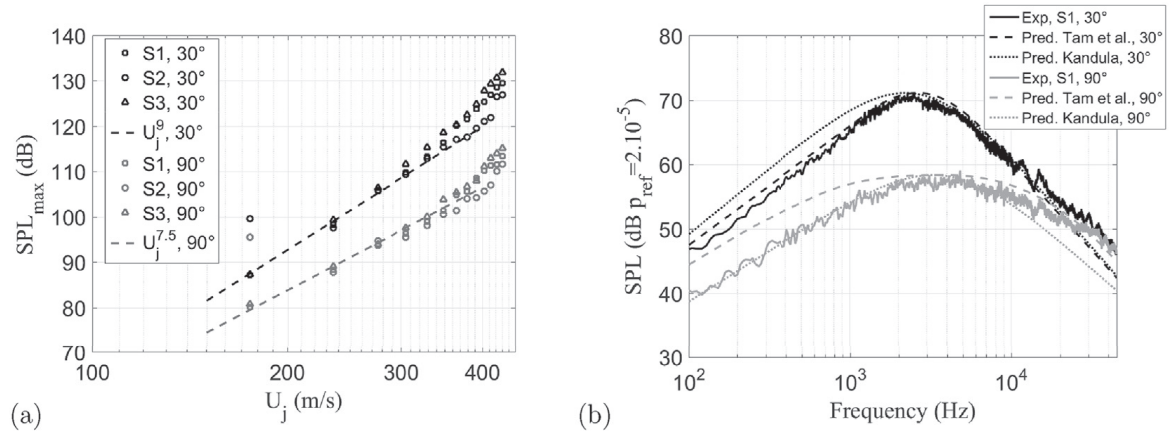


Fig. 15. (a) Comparison of Lighthill's power law with experimental data and (b) comparison of the experimental results with the prediction for the diaphragm S1 at NPR = 1.6.

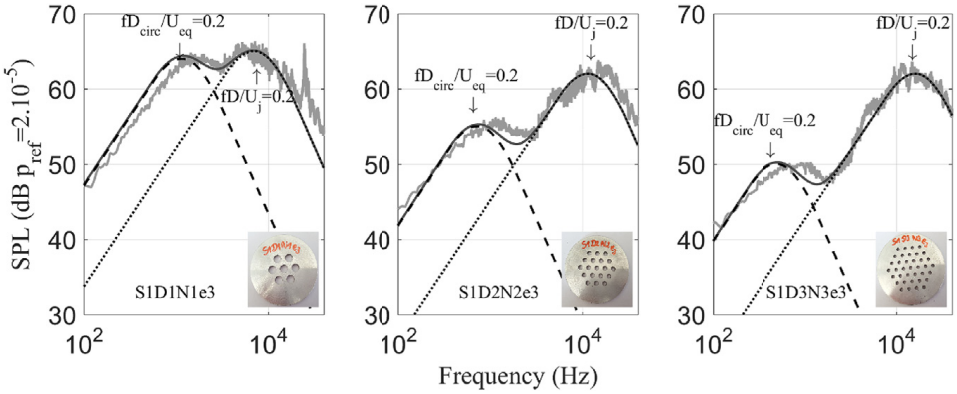


Fig. 16. Identification of the characteristic dimensions that govern the two humps for different grids at NPR = 1.6 and Θ = 30°.

are slightly underestimated. Nevertheless, the prediction using this very simple prediction model seems to give good results.

The same methodology is now applied to the perforated plate cases. As previously discussed, the mixing noise of the perforated plates is composed of two humps: PMH and MH. According to the literature and the present parametric study, the MH seems to be associated with the turbulence of the first two zones of the jet development called pre-merging and merging zones and PMH to the turbulence of the post-merging zone. To try to validate these assumptions, the characteristic dimensions that govern the two humps are analyzed on the different grids by considering 2 distinct contributions responsible for each of these humps. For this analysis, the similarity spectra of Tam et al. and the characteristic frequency of the mixing noise ($St \simeq 0.2$ at 30°) are used. By replacing the diameter D and the velocity U in the Strouhal expression with the appropriate characteristic dimensions, it appears that for the subsonic cases, the MH frequency seems to be related to a jet of diameter D (diameter of the perforations) and velocity U_j and PMH to an equivalent jet of diameter D_{circ} and velocity U_{eq} which conserves the momentum of all initial jets. By considering an isentropic flow and a constant temperature in the jet, the momentum conservation yields:

$$\rho_j\left(\frac{D_{circ}}{2}\right)^2 U_{eq}^2 = N\rho_j\left(\frac{D}{2}\right)^2 U_j^2. \tag{13}$$

The equivalent velocity is then expressed as:

$$U_{eq} = \sqrt{\frac{ND^2U_j^2}{D_{circ}^2}}. \tag{14}$$

The comparison of the spectra obtained by considering these two contributions with the experimental measurements is shown in Fig. 16. A good prediction of the frequency of the two humps is obtained. Only the frequency of the PMH is slightly underestimated. This can be explained by an underestimation of the flow velocity of the post merging zone. Moreover, these results seem to agree with the modeling of the multitube nozzle noise of Atvars [16]: the circumscribed circle is a good approximation of the size of the post merged jet which gathers all small isolated jets and which is responsible for the PMH while the perforation size gives the dimension of the initial jets responsible for the MH.

In summary, it is fairly simple to predict the shape and frequency of the two humps of the mixing noise for a given perforated plate. However it is still difficult to determine their levels accurately based only on the radiated acoustic field in particular for MH. Indeed, as mentioned in the introduction, the total sound power of MH is not the sum of all isolated jets but a fraction of them due to the shielding effect. A detailed study of the flow at the plate exit is now necessary to fully understand this shielding phenomena and to finalize this model.

5. Shock-associated noise study

When the regime becomes supersonic, an additional radiation due to the presence of shocks in the flow is observed. This radiation is characterized by multiple high frequency tones associated with a high frequency hump and is observed on all the diaphragms as well as on the grid with the closest perforations. The tonal component has been identified as screech and the broadband one as BBSAN.

Among the numerous studies on screech, several have proposed prediction models for the screech frequency f_s. One of the first models has been proposed by Powell [8] and considers that the temporal screech period t_s is equal to the sum of the time taken by the aerodynamic instabilities of the mixing layer to pass through the shock cells plus the time taken by the acoustic wave to return to the lips of the nozzle though the air along the flow. It is then given by:

$$f_s = \frac{U_c}{L_s(1+M_c)}, \tag{15}$$

where L_s is the shock cell size and U_c and M_c are the convection speed and the mach number respectively. Later, Tam et al. [15] re-formulated Powell's feedback loop theory by considering a close link between broadband shock associated noise and screech. According to their model, the screech is a special case of the BBSAN, and both mechanisms are generated by an interaction of instability waves with the quasi-periodic shock cells. Based on this mechanism, they proposed a new prediction model given by:

$$\frac{f_s D_j}{U_j} \simeq \frac{0.67}{(M_j^2-1)^{1/2}}\left[1+0.7M_j\left(1+\frac{\gamma-1}{2}M_j^2\right)^{-1/2}\left(\frac{T_a}{T_r}\right)^{-1/2}\right]^{-1}, \tag{16}$$

where T_a/T_r is the ratio of the ambient temperature to the reservoir temperature and γ is the adiabatic index. Hereafter we will compare this model tailored for unperfectly expanded supersonic jets issuing from conventional nozzle with the present measurements.

5.1. Diaphragms

In Fig. 17 (a), Tam et al.'s prediction model is compared with the frequencies obtained experimentally in the case of diaphragms. The ambient temperature is assumed to equal the reservoir temperature. In order to compare the frequencies obtained with the various diaphragms, the frequency analysis is done by studying the screech Strouhal number given by $St_s = f_s D_j/U_j$. D_j, U_j and M_j are calculated considering an equivalent perfectly expanded isentropic flow. A good prediction of the global evolution of the screech frequency for the various tested diaphragms with different diameters is obtained. The Strouhal number of the screech decreases when the Mach number increases. The ladder structures of the screech frequency highlighted by the gray dotted lines suggest the presence of different screech radiation modes that are not taken into account by the model. Indeed when the Mach number increases, the screech is characterized in particular by modifications of the frequency, acoustic directivity in the azimutal direction or convection velocity, which reflects the change of the radiation mode [8,35].

Another interesting feature of the screech is the directivity of the different screech frequencies. Indeed the main frequency and the different harmonics are characterized by a specific directivity. Based on Powell's screech model which considers a series of out-of-phase monopoles placed at the shock cell location, Norum [36] has obtained the noise directivity at these different frequencies, which indeed varies because of the different interferences between the sources. He has thus shown that for a C mode (characteristic of a supersonic jet at $3.3 < \mathrm{NPR} < 4.5$ according to [37]) the main screech frequency mainly radiates upstream and downstream, the first harmonic at 90° and 160° and the second harmonic at 60°, 100° and 160°. Similarly, based on their own screech model, Tam et al. [34] have shown that for the C mode, the main frequency mainly radiates at 161.9°, the first harmonic at 84.3° and 161.9° and the second harmonic at 63.3°, 104.5° and 161.9°. The latter preferred radiation directions are shown in Fig. 17(b) by the black arrows. By comparing these directivity models with the experimental results obtained for the diaphragm S1 at $\mathrm{NPR} = 3.6$ (Fig. 17 (b)), a good agreement can be observed. Note that the downstream direction for the main frequency predicted by Norum but not by Tam et al.'s model is identified in the present case. The other maximum radiation directions are very well predicted for each frequency, which indeed suggests the radiation of the C mode at this operating point in this configuration. Therefore, the characteristics of the screech appearing with the diaphragms are similar to that of supersonic jets issuing from conventional nozzles. The conclusions drawn for these jet flows can therefore be applied to the present configuration.

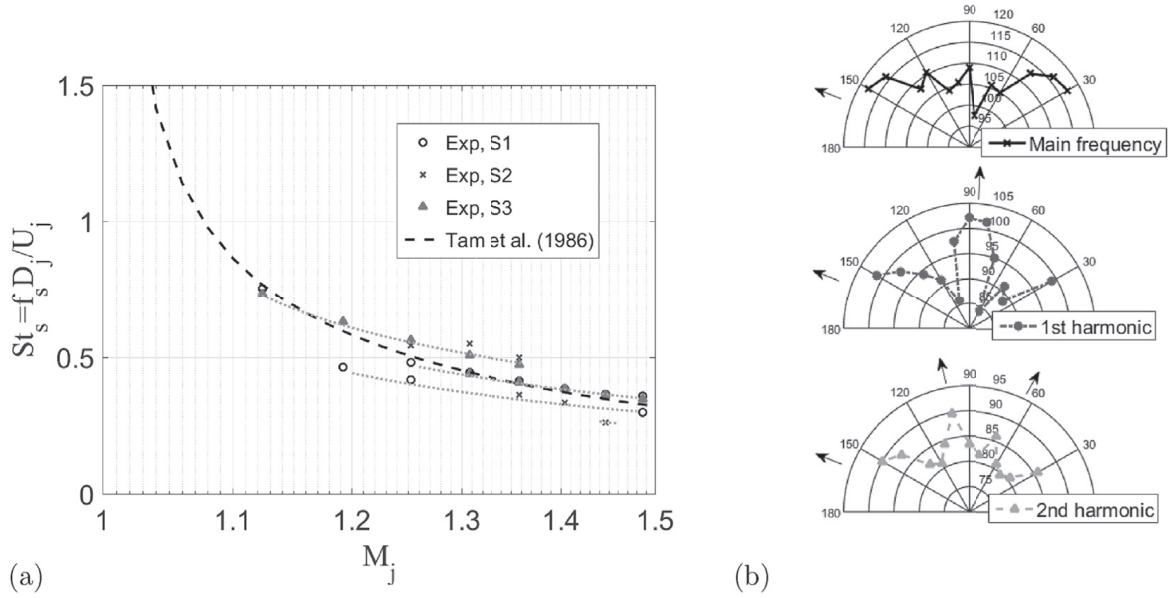


Fig. 17. (a) Evolution of the screech strouhal number as a function of the perfectly expanded Mach number and (b) comparison of the preferred radiation directions of the different screech harmonics given by Tam et al.'s model [34] (arrow) with the measurements in the case of the diaphragm S1 at NPR 3.6.

Table 2
Comparison between the screech frequency prediction and experimental data on the grid S4D4N4e4.

NPR	D	D_{eq}	D_{circ}	Experimental
3.2	96826 Hz	5169 Hz	3301 Hz	5392 Hz
3.4	91330 Hz	4875 Hz	3113 Hz	4808 Hz
3.6	86753 Hz	4631 Hz	2956 Hz	3816 Hz

5.2. Perforated disks

The focus is on the case of the grid S4D4N4e4 for which shock associated noise components are seen (Fig. 5 (d)). First, compared to a diaphragm, the shock noise appears at higher NPR (NPR $>$ 3.2 for S4N4D4e4 and NPR $>$ 2.4 for diaphragms, Fig. 8). It seems therefore that the presence of the perforations "delays" the generation of the shock noise. The previous prediction model of the screech frequency can be applied to this case by considering different characteristic dimensions: D the diameter of the perforations, D_{circ} the diameter of the circumscribed circle and D_{eq} the diameter of the equivalent diaphragm with similar cross-section. The prediction results obtained in each case are summarized in Table 2 and are compared with measurements.

The best prediction is obtained by taking as a characteristic dimension the diameter of the equivalent diaphragm. This tends to show that the shock cells are not formed on the isolated jets issuing from the perforations as observed for exemple by Zaman et al. [38] but on the grouped jets. The shock cells are thus larger, which explains the low frequency of the screech. A future study of the flow field is nevertheless necessary to confirm this hypothesis.

6. Low NPR tonal noise study

In addition to the sound sources discussed so far, the far-field acoustic spectra in Figs. 4 and 5 have shown high frequency tonal noise at the lowest NPR. This radiation can be seen on the smallest diaphragm (S2) and on most cases with perforated plates but at very different levels. Among the different cases, this tonal noise can be composed of a single tone (Fig. 18 (a)) or multiple high frequency tones named $f_1 \dots f_n$ (Fig. 18 (b)) associated or not with a middle frequency hump. When several high frequency tones are present, medium frequency peaks named $f_{m_1} \dots f_{m_n}$ may also appear.

In order to try to understand the origin of these different peaks in the cases of multiple high frequency tones, a Morlet wavelet study is carried out. This signal processing method allows to perform a time-frequency analysis of the acoustic signal with a better temporal resolution than a conventional Fourier transform with sliding window [39]. Fig. 18(c) gives the iso-contours of the square modulus of the wavelet transform coefficients normalized by its maximum for the first temporal segment of 8192 elements. A strong amplitude modulation can be observed at about 16190 Hz which corresponds to the dominant frequency of the tonal noise. This modulation has a period $\Delta T = 0.001$ s e.g. a modulation frequency $f_m = 1000$ Hz. This frequency corresponds to the first small peak at medium frequency and to the frequency spacing of the high frequency tones. The second medium frequency tone f_{m_2}, more intense, is a harmonic of this modulation frequency. In the same way, a bicoherence study is also carried out in this case to possibly explain the presence of the multiple high frequency tones $f_1 \dots f_n$. Indeed this signal processing tool

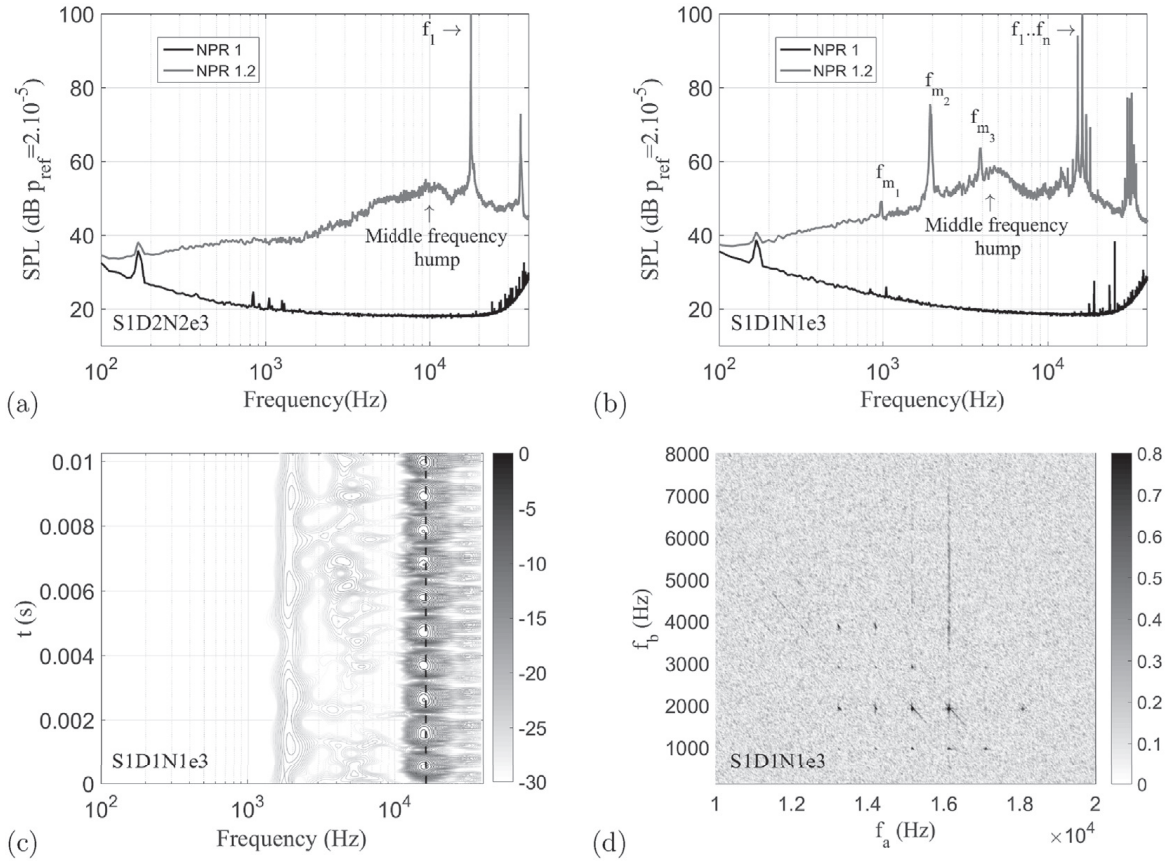


Fig. 18. NPR = 1.2 and $\Theta = 30°$: (a),(b) Far field acoustic spectra for S1D2N2e3 and S1D1N1e3 respectively; (c) normalized contour line mapping of the wavelet transform coefficients for the first temporal segment for S1D1N1e3 and (d) bicoherence of the acoustic signal for S1D1N1e3.

allows to highlight the phase couplings of three distinct frequencies f_a, f_b and f_c in a signal and can be interpreted as a trace of non-linear interactions. The bicoherence is bounded between 0 and 1: a high value of the bicoherence between two frequencies f_a and f_b means that the frequency $f_c = f_a + f_b$ is generated by a non-linear interaction between f_a and f_b. In other words, the frequency f_c is not generated by a new source but by a non-linear interaction of the sources a and b at the frequencies f_a and f_b respectively. The bicoherence in the case of the perforated plate S1D1N1e3 at NPR 1.2 is plotted in Fig. 18 (d) and the frequencies with a strong bicoherence as well as the frequencies of the high frequency tones are summarized in Table 3. It can be observed that the different frequencies of the high frequency tones can be obtained by a combination of two frequencies between which a strong bicoherence appears. High frequency tones then seem to be generated by a non-linear interaction between a modulation frequency and a high frequency peak. In summary, the mean frequency lines correspond to the modulation frequency (and its harmonics) of the dominant high-frequency tones while the other secondary high frequency peaks are obtained by non-linear interactions between these different frequencies. Possibly a single noise source is therefore responsible for the different tonal noise scenario.

A first possible explanation for this tonal noise component is the appearance of vortex shedding because of the von Karman street developing between the different perforations as observed experimentally by Zaman et al. [38] in their investigation of the acoustic effects of the splitting of a single rectangular jet into several smaller jets. Their measurements were performed for subsonic and supersonic speeds and they noted the emergence of a high frequency tonal noise at low speeds for cases where the jet is divided. This tonal radiation was attributed to vortex-shedding noise caused by the separations of different jets and is characterized by a Strouhal number $St = 0.2$ based on this separation thickness. This therefore induces a linear evolution of the frequency as a function of the flow velocity for a given separation thickness. In the present case however, this tonal noise does not seem to be influenced by the perforations spacing as shown in Fig. 19 which present the evolution of the tonal noise frequency as a function of the velocity calculated by considering an isentropic flow. Indeed the tonal noise frequency seems to evolve according to the square root of the flow velocity and does not seem to be affected by the perforation diameter, the perforation spacing, the perforation number or cross-section. Moreover, this tonal noise seems to have different modes depending on the flow velocity and the geometrical parameters emphasized by the dotted lines. Finally, it can be noted that this radiation also appears in the case of the diaphragm S2 for which the von Karman vortex shedding cannot be created. Therefore, this explanation does not seem to hold in the present case.

Another possible physical explanation of this tonal noise may be the appearance of vortex shedding due to the sharp flow restriction and the inlet sharp-edges of the diaphragms and perforated plates. When these instabilities are associated with

Table 3
Comparison of frequencies formed by non-linear interactions f_c with frequencies of the high frequency tones f_n.

f_a (Hz)	f_b (Hz)	$f_c = f_a + f_b$ (Hz)	f_n (Hz)
13260	975	14235	$f_1 = 14230$
13260	1950	15210	$f_2 = 15210$
13260	2901	16161	$f_3 = 16190$
13260	3877	17137	$f_4 = 17140$
14230	975	15205	$f_5 = 18170$
14230	1950	16180	
14230	2926	17156	
14230	3902	18132	
15180	975	16155	
15180	1976	17156	
15180	2928	18108	
16160	975	17135	
16160	1951	18111	
17110	975	18085	

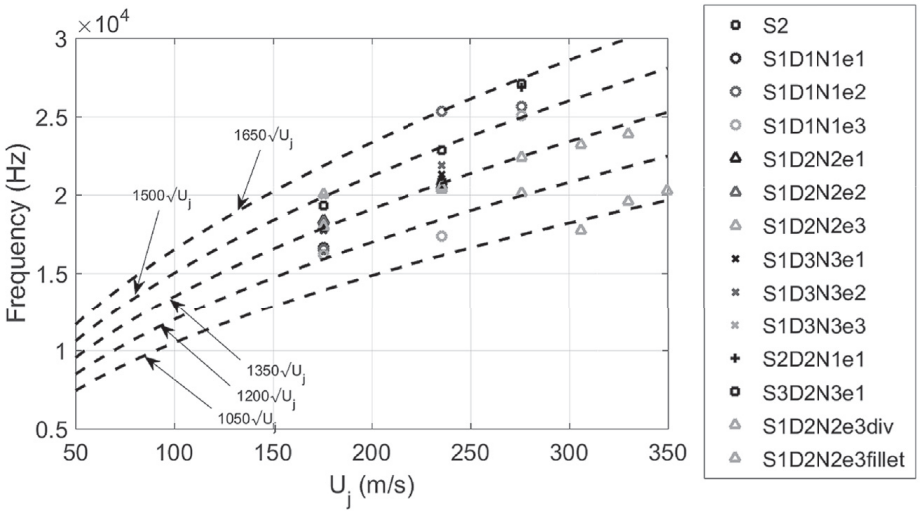


Fig. 19. Evolution of the frequency of the low NPR tonal noise as a function of the velocity.

a hydrodynamic or an acoustic feedback, a whistling phenomenon can occur. A feedback can for example appear when the vortices generated at the perforation inlet reach a region where the steady velocity exhibits a gradient. The abrupt expansion at the exit of the perforations may be responsible for such velocity gradient. The resulting vortex deformation would generate sound waves, some of which propagating back to the perforation inlet and triggering the vortex formation. This inlet/outlet feedback could then explain the high amplitude tones found in the low NPR spectra. Similar phenomenon has been extensively studied mainly for low Reynolds and Mach numbers [40–45]. In Ref. [45], in particular, it is outlined that replacing the sharp edge at the exit of a whistling nozzle by a horn can induce an increase of the whistling potential of this nozzle. A similar behavior is observed for the plates S1D2N2e3div/fillet for which the outlet geometry of the perforation has been modified by adding a fillet or a divergent aperture. The tonal noise then persists for a larger NPR range. This mechanism therefore seems to be a good candidate for the low NPR tones of the present study. It requires however additional flow measurements to be validated.

7. Conclusion

An extensive experimental study of the noise radiated by the discharge of a high pressure flow through diaphragms and perforated disks has been carried out. In practical applications such devices are often placed inside ducts with possibly variable cross-sections. In the present study these diaphragms and perforated disks are however placed at the exit of a constant area duct so that there is no modification of the flow or the sound propagation by the downstream part of the duct. Subsequently, the flow leaving the perforated plates or diaphragms consists of multiple or single jets in free-field. The study has been conducted for a large range of subsonic and supersonic regimes as well as for a number of geometrical configurations, and has shown several acoustic behaviors.

In all cases, the far field acoustic radiation is dominated by a broadband noise associated with the mixing in the jet shear layers. In the case of diaphragms, similar characteristics as the mixing noise of a jet issuing from a conventional nozzle has been observed. The two contributions of this source associated with the radiation of the large coherent turbulent structures as well

as the small scale turbulence have indeed been observed. In the case of the perforated plates, the multiple micro-jets generated merge into a larger jet; the broadband noise is modified accordingly and exhibits two distinct humps. The high frequency one is associated with the turbulence of the pre-merging and merging regions of the multiple micro-jets and is related to the size of the perforations while the low frequency hump is associated with the turbulence of the post merging zone and scales with the size of the circumscribed circle. The parametric study has also shown that the modification of the geometrical parameters of the perforated plates changes the level and the frequency of these two humps. For example increasing the perforation spacing for a constant cross section, perforation number and perforation size leads to a later merging of the jets issuing from the perforations and decreases the low frequency hump while increasing the high frequency hump. This makes it possible in particular to reduce the acoustic level in the audible range by shifting the acoustic energy into the ultra sound range.

When the operating regime becomes supersonic, shock associated noise (broadband shock associated noise and screech) has been observed for the diaphragm cases and for the perforated plate with the closest perforations. Again the characteristics of this radiation (frequency and directivity) for the diaphragm cases are similar to those observed on shocked jets from convectional nozzles that are not fully expanded. In particular, Tam et al.'s [34] model allows to accurately predict the screech frequency. In the perforated plate cases, this radiation seems to only appear if the perforations are very close to each other ($e/D \simeq 0.2$ in S1D4N4e4). In this case the perforated disk seems to behave acoustically like a diaphragm.

Finally, a new acoustic behavior has been observed at the lowest NPR. It appears for the smallest diaphragm and for most perforated plates but with very different levels. It is also emphasized by the modification of the perforations (divergent shape or fillets). This radiation is characterized by one or several high frequency tones associated with a middle frequency hump. In multi-tone cases, the different peaks have been studied by high order spectral analysis and are explained by the presence of an amplitude modulation of the main tone. This radiation is possibly associated with the generation of vortex shedding due to the sharp section reduction and sharp edge combined with a resonance at the perforation outlet.

A detailed study of the flow and the near acoustic field is now necessary to confirm the analysis of the low NPR tonal noise and to provide the level of MH in the perforated plate cases.

Acknowledgements

This work was performed within the framework of the Labex CeLyA of the Université de Lyon, within the programme "Investissements d'Avenir" (ANR-10- LABX-0060/ANR-11-IDEX-0007) operated by the French National Research Agency (ANR) and is also supported by the industrial Chair ADOPSYS co-financed by Safran Aircraft Engines and the ANR (ANR-13-CHIN-0001-01).

Appendix A. Supplementary data

Supplementary data related to this article can be found at https://doi.org/10.1016/j.jsv.2018.07.036.

References

[1] K. Zaman, Effect of initial condition on subsonic jet noise, AIAA J. 23 (9) (1984) 1370–1373.
[2] C. Bogey, C. Bailly, An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure fields of subsonic jets, J. Fluid Mech. 583 (2007) 71–97.
[3] C. Bailly, C. Bogey, O. Marsden, T. Castelain, Subsonic and Supersonic Jet Mixing Noise, VKI Lecture Series 2016-04, 2016, pp. 1–62.
[4] C. Tam, K. Viswanathan, K. Ahuja, J. Panda, The sources of jet noise: experimental evidence, J. Fluid Mech. 615 (2008) 253–292.
[5] J. Panda, R. Seasholtz, Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise, J. Fluid Mech. 550 (2002) 91–130.
[6] C. Bogey, S. Barré, V. Fleury, C. Bailly, D. Juvé, Experimental study of the spectral properties of near-field and far-field jet noise, Int. J. Aeroacoustics 6 (2) (2007) 73–92.
[7] C. Bogey, C. Bailly, Investigation of downstream and sideline subsonic jet noise using large eddy simulation, Theor. Comput. Fluid Dynam. 20 (1) (2006) 23–40.
[8] A. Powell, On the mechanism of choked jet noise, Proc. Phys. Soc.Sect. B 67 (4) (1954) 313–327.
[9] J. Panda, An experimental investigation of screech noise generation, J. Fluid Mech. 378 (1999) 71–96.
[10] G. Raman, Supersonic jet screech: half-century from powell to the present, J. Sound Vib. 225 (3) (1999) 543–571.
[11] B. André, étude expérimentale de l'effet de vol sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus (experimental study of fhe flight effects on the shock-associated noise of underexpanded supersonic jets), École Centrale de Lyon, 2012 (Ph.D. thesis).
[12] C. Tam, Supersonic jet noise, Annu. Rev. Fluid Mech. 27 (1995) 17–43.
[13] M. Harper-Bourne, M. Fisher, The Noise from Shock Waves in Supersonic Jets, AGARD CP 131 19, 1973, pp. 1–14.
[14] C. Tam, H. Tanna, Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles, J. Sound Vib. 81 (3) (1982) 337–358.
[15] C. Tam, J. Seiner, J. Yu, Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones, J. Sound Vib. 110 (2) (1986) 309–321.
[16] J. Atvars, C. Wright, C. Simcox, Supersonic jet noise suppression with multitube nozzle/ejectors, in: 2nd AIAA Aeroacoustics Conference, Hampton, VA, USA, 1975.
[17] S. Sheen, Effect of exit spacing in a multiple-jet nozzle on noise levels at audible frequencies, J. Occup. Environ. Hyg. 8 (2011) 349–356.
[18] J. Atvars, G. Paynter, D. Walker, C. Wintermeyer, Development of Acoustically Lined Ejector Technology for Multitube Jet Noise Suppressor Nozzles by Model and Engine Tests over a Wide Range of Jet Pressure Ratios and Temperatures, NASA Contractor Report NASA CR-2382, 1974, pp. 1–338.
[19] D. Regan, W. Meecham, Multitube turbojet noise-suppression studies using crosscorrelation techniques, J. Acoust. Soc. Am. 63 (6) (1978) 1753–1767.
[20] W. Meecham, D. Regan, Cross-correlation of noise produced inside a hot turbojet exhaust with and without suppression, in: 2nd AIAA Aeroacoustics Conference, Hampton, VA, USA, 1975.
[21] V. Gray, O. Gutierrez, D. Walker, Assessment of Jets as Acoustic Shields by Comparaison of Single and Multitube Suppressor Nozzle Data, NASA Technical Memorandum NASA TM X-71450, 1973, pp. 1–21.
[22] D. Middleton, P. Clark, Assessment and Developpement of Methods of Acoustic Performance Prediction for Jet Noise Suppressors, UTLAS Technical Note 134, 1969, pp. 1–49.

[23] K. Eldred, R. White, M. Mann, M. Cottis, Suppression of jet noise with emphasis on the near field, Tech. Doc. Rep. 62 (376) (1963) 1–235.
[24] T. Balsa, The shielding of a convected source by an annular jet with an application to the performance of multitube suppressors, J. Sound Vib. 44 (2) (1976) 179–189.
[25] S. Sheen, Y. Hsiao, On using multiple-jet nozzles to suppress industrial jet noise, J. Occup. Environ. Hyg. 4 (2007) 669–677.
[26] K. Viswanathan, Instrumentation considerations for accurate jet noise measurements, AIAA J. 44 (6) (2006) 1137–1149.
[27] C. Tam, M. Golebiowski, J. Seiner, On the two components of turbulent mixing noise from supersonic jets, in: 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, State Collage, PA, USA, 1996.
[28] M. Lighthill, On sound generated aerodynamically. I. General theory, Proc. Roy. Soc. Lond. 211 (1107) (1952) 564–587.
[29] K. Viswanathan, Analysis of the two similarity components of tubulent mixing noise, AIAA J. 40 (9) (2006) 1735–1744.
[30] M. Kandula, On the scaling laws and similarity spectra for jet noise in subsonic and supersonic flow, Int. J. Acoust. Vib. 13 (1) (2008) 3–16.
[31] H. Tanna, An experimental study of jet mixing noise part 1: turbulence mixing noise, J. Sound Vib. 50 (3) (1977) 405–428.
[32] J.F. Williams, The noise from turbulence convected at high speed, Phil. Trans. Roy. Soc. A. 255 (1963) 469–503.
[33] H. Ribner, W. Meecham, The generation of sound by turbulent jets, Adv. Appl. Mech. 8 (1964) 103–182.
[34] C. Tam, S. Parrish, K. Viswanathan, The harmonics of jet screech tones, in: 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Berlin, Germany, 2013.
[35] J. Panda, G. Raman, K. Zaman, Underexpanded screeching jets from circular, rectangular and elliptic nozzles, in: 3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, USA, 1997.
[36] T. Norum, Screech suppression in supersonic jets, AIAA J. 21 (2) (1983) 235–240.
[37] A. Powell, Y. Umeda, R. Ishii, Observations of the oscillation modes of chocked circular jets, J. Acoust. Soc. Am. 95 (5) (1992) 2823–2836.
[38] K. Zaman, J. Bridges, A. Fagan, C. Brownn, An experimental investigation of jet noise from septa nozzles, in: 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Lyon, France, 2016.
[39] C. Torrence, G.P. Compo, A practical guide to wavelet analysis, Bull. Am. Meteorol. Soc. 79 (1) (1998) 61–78.
[40] A. Anderson, Metastable jet-tone states from sharp-edged, circular, pipe-like orifices, J. Acoust. Soc. Am. 27 (1) (1954) 13–21.
[41] A. Anderson, Structure and velocity of the periodic vortex-ring flow pattern of a primary pfeifenton (pipe tone) jet, J. Acoust. Soc. Am. 27 (6) (1955) 1048–1053.
[42] P. Testud, Y. Aurégan, P. Moussou, A. Hirschberg, The whistling potentiality of an orifice in a confined flow using an energetic criterion, J. Sound Vib. 325 (2009) 769–780.
[43] R. Lacombe, Sifflement de diaphragmes en conduit soumis à un écoulement subsonique turbulent (whistling generated by ducted diaphragm at subsonic regimes), Université du Maine, 2011 (Ph.D. thesis).
[44] B. Karthik, S. Chakravarthy, R. Sujith, Mechanism of pipe-tone excitation by flow through an orifice in a duct, Int. J. Aeroacoust. 7 (3–4) (2008) 321–348.
[45] A. Hirschberg, J. Bruggeman, A. Wijnands, N. Smits, The “Whistler Nozzle” and horn as aero-acoustic sound sources in pipe systems, Acoustica 68 (1989) 157–160.

ANNEXE

B

ÉTUDE DES RAYONNEMENTS ACOUSTIQUES OBSERVÉS DANS LA CONFIGURATION CONFINÉE (ARTICLE SOUMIS AU JSV (2019))

Experimental investigation of the noise radiated by a ducted air flow discharge though diaphragms and perforated plates.

P. Laffay (Corresponding Author)[1,]

Safran Aircraft Engines, 77500 Moissy-Cramayel, France and Université de Lyon, École Centrale de Lyon and LMFA UMR CNRS 5509, F-69134 Écully, France

S. Moreau

Université de Lyon, École Centrale de Lyon and LMFA UMR CNRS 5509, F-69134 Écully, France

M.C. Jacob

Université de Lyon, École Centrale de Lyon and LMFA UMR CNRS 5509, F-69134 Écully, France

J. Regnard

Safran Aircraft Engines, 77500 Moissy-Cramayel, France

Abstract

An experimental investigation of the noise radiated by a ducted high pressure flow discharge through diaphragms and perforated plates is carried out for a large range of subsonic and supersonic operating conditions (nozzle pressure ratio (NPR) from 1 to 3.6). A parametric study of the geometrical parameters is also conducted to characterize their influence on the acoustic radiation. This covers configurations from single diaphragms to multi-perforated plates with variable hole diameters and arrangements that are placed inside a cylindrical duct. Compared with the free discharge analysed in a first part of the study (perforated plates placed directly at the output of the duct) [1], the discharge in a duct, closer to the practical applications, generates strong acoustic modifications. First of all, the broadband noise is disturbed by strong oscillations due to the acoustic propagation in the output duct (longitudinal resonances and duct modes). The jet mixing noise is also strongly modified by the duct: below the duct cut-off frequency (when only the plane mode propagates), the power varies approximately as the sixth power of the velocity which is typical of a dipolar source. The other mixing noise characteristics are also modified: the maximum amplitude appears for a constant Helmholtz number and not a constant Strouhal number. Finally, for supersonic operating points, the screech radiation appearing with diaphragms in the free configuration is suppressed when the output duct is added but new high amplitude and low frequency tones appear on the largest diaphragms and perforated plates. These tones are probably due to a coupling between normal shock oscillations and longitudinal resonances.

Keywords: Flow discharge, jet noise, confined jet, base pressure oscillations, perforated plate, diaphragm.

1. Introduction

In a large number of industrial sectors, valves are used to discharge or regulate pressurized fluid flows: for instance on steam valves in power plants or air valves in aircraft engines. A common way to decrease

Email address: paul.laffay@safrangroup.com (P. Laffay (Corresponding Author))

this pressure is to create pressure losses by passing the flow through diaphragms or perforated plates. However this pressurized flow though these elements generates high speed jets responsible for a very important acoustic radiation and even sometimes structural damages.
In an attempt to reduce the acoustic radiation of such devices, an experimental study has been carried out to identify the different acoustic sources generated when a high pressure flow is discharged though perforated plates or diaphragms. A first part of this study is focused on the noise radiated when the discharge is done in a free environment, which means that the perforated plate is placed directly at the output of the duct [2, 1]. The aim of this configuration was to analyse the different acoustic sources of the flow leaving the obstructions in a free-field configurations in order to assesses their intrinsic characteristics. As a reminder, the operating point in this study was defined by the ratio of the total pressure upstream of the perforated plate or diaphragm p_t to the ambient pressure p_a that is the Nozzle Pressure Ratio (NPR). In this first part of the study, various acoustic behaviours have been observed. For diaphragms, far-field acoustic spectra are dominated by mixing noise for all NPRs and by shock-associated noise (screech and broadband shock associated noise (BBSAN)) when the critical value of the NPR delimiting the subsonic and supersonic behaviour (NPRc = 1.89) is exceeded. For perforated plates, the mixing noise is still present but is composed of two humps. The achieved parametric study has shown that the first hump is associated to the noise of the downstream large equivalent jet resulting from the merger of all micro-jets while the second is associated with the noise of the outer micro-jets issuing from the perforations. The noise associated with supersonic phenomena (screech and BBSAN) has also been observed for perforated plates only in the case of very close perforations. In this case, it behaves as a diaphragm. Finally, for low subsonic operating point a high frequency tonal noise component has been observed with the perforated plates as well as with the smallest diaphragm. This sound component has been attributed to the generation of vortex shedding due to the sharp edge combined with acoustic resonances.
The present article is devoted to the second part of the study. The flow discharge is now operated in a duct, that is closer configurations found in classical industrial applications (Fig. 1). The interaction of the turbulent flow issuing from the discharge though diaphragms or perforated plates with pipe walls/boundary layers as well as acoustic propagation in the duct or interactions between acoustic and aerodynamic fields, most likely modify the different acoustic sources identified in the free-field case. The objective of the present study is to analyse these modifications induced by the output pipe on the radiation of the discharge system.

One of the first studies on the noise generated by an aerodynamic source in a pipe was proposed by Davies and Ffowcs Williams [3]. They extended the analysis of Lighthill [4, 5] of the noise radiated by a finite region of turbulence into a quiet medium to that radiated in an infinitely long, straight, hard-walled pipe. In this study, they showed that for turbulent eddies that are small compared with the duct dimensions, the power radiated below the cut-off frequency (when only the plane mode propagates) evolves according to the sixth power of the flow velocity. At high frequencies however, many modes propagate and the duct no longer has a significant influence on the radiation. Similarly to the free-field case, the sound then nearly increases as the eighth power of the velocity.
In most cases encountered in duct acoustics, the aerodynamic source is induced by a change in the pipe geometry such as an elbow, a side branch, a cavity or simply a section modification (sudden expansion, a diaphragm...). A number of studies about the flow through a diaphrgam have been conducted experimentally, analytically and numerically. Indeed, depending on the operating point determined by the flow velocity or flow pressure at the section modification, different aeroacoustic mechanisms may appear. In the case of a transonic flow through sudden expansion, Anderson *et al.* [6, 7] then Meier *et al.* [8, 9] showed experimentally that the shock cells downstream of the expansion exhibit various unsteady features. Some of these are responsible for a significant acoustic radiation and may also appear in the present configuration.
The present study is divided into seven sections. In the next one, a brief description of the experimental setup is given. In section 3, a comparison between the sound radiated in free-field and ducted configurations is carried out in order to identify the acoustic modifications generated by the duct. Finally, the last parts are devoted to a detailed analysis of the different phenomena identified. Preliminary results were shown by Laffay *et al.* [10].

2. Experimental set-up

The experiment has been carried out in the supersonic open-jet wind tunnel at École Centrale Lyon (ECL). The detailed description of the anechoic room and airflow facilities are given in [1]. Compared with the set-up in the free configuration [1], an output duct with similar diameter D_d (cross-section S_d) and length $L = 8.2D_d$ is added downstream of the perforated plates. The overall geometry is then more representative of the configurations encountered in practical applications (Fig. 1). Moreover, 2 rings of 4 static pressure taps are placed in this output duct in order to analyse the mean static pressure distribution over the duct circumference. These static pressure measurements are carried out with Valydine DP-15 differential sensors associated with Nr 34 membranes allowing pressure up to 22000 Pa.

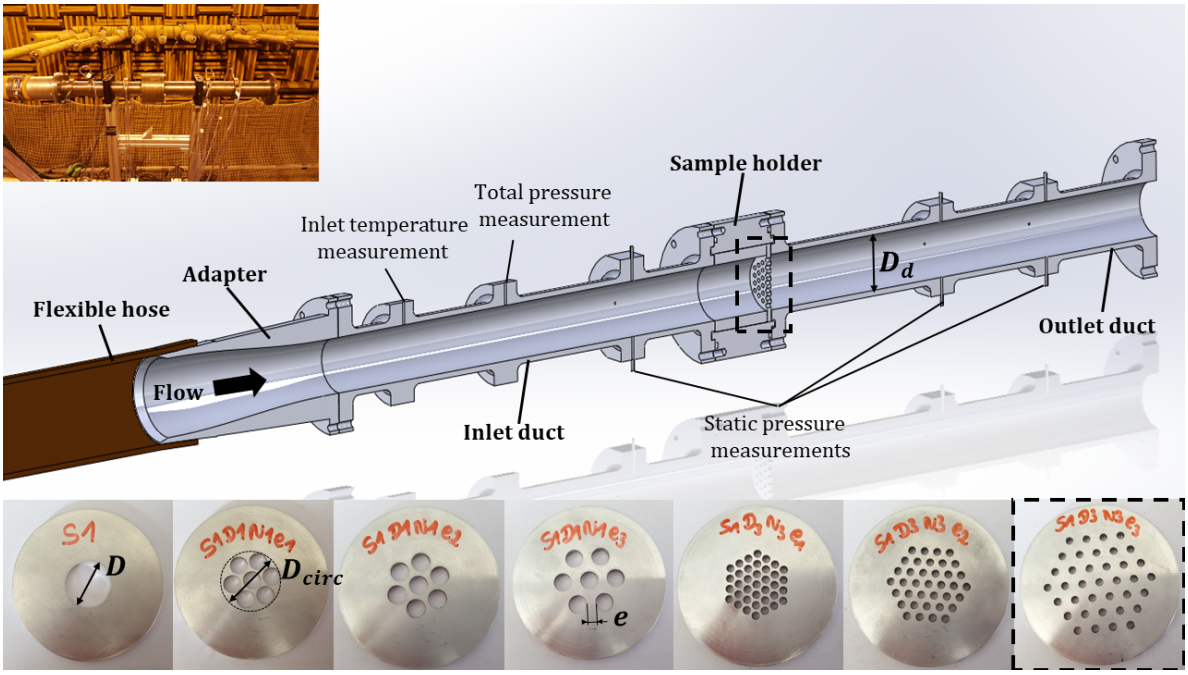


Figure 1: Experimental setup and a few plate samples tested.

Similar diaphragms and perforated plates as in the free configuration have also been tested. Characteristics of each sample are summarized in table 1. These samples are identified by the diameter D, the mutual spacing e and the number N of their perforations as well as their total area S. Finally D_{circ} gives the diameter of the circumscribed circle to all the perforations and the thickness of each plate is $0.092D_d$.

Name	N	D/D_d $\times 10^{-1}$	e/D_d $\times 10^{-1}$	S/S_d $\times 10^{-1}$	D_{circ}/D_d $\times 10^{-1}$
S1	1	4.31	-	1.86	-
S1D1N1e1	7	1.63	0.20	1.86	5.29
S1D1N1e2	7	1.63	0.41	1.86	5.70
S1D1N1e3	7	1.63	0.82	1.86	6.52
S1D2N2e1	19	0.99	0.20	1.86	5.75
S1D2N2e2	19	0.99	0.41	1.86	6.57
S1D2N2e3	19	0.99	0.82	1.86	8.20
S1D3N3e1	37	0.71	0.20	1.86	6.18
S1D3N3e2	37	0.71	0.41	1.86	7.41
S1D3N3e3	37	0.71	0.82	1.86	9.86
S2	1	2.61	-	0.68	-
S2D2N1e1	7	0.99	0.20	0.68	3.37
S3	1	6.01	-	3.61	-
S3D2N3e1	37	0.99	0.20	3.61	8.14
S4D4N4e4	351	0.31	0.06	3.29	1.00

Table 1: Geometric description of the tested diaphragms and perforated plates.

In order to analyse the acoustic effects of the output duct, measurements have been carried out for the same operating points than in the free configuration (NPR= 1 to 3.6 by steps of 0.2) and similar acoustic devices and acquisition characteritics have also been used. There are given in [1]. As a reminder, the observation angle Θ is defined with respect to the duct axis starting from the downstream direction as shown in Fig. 2.

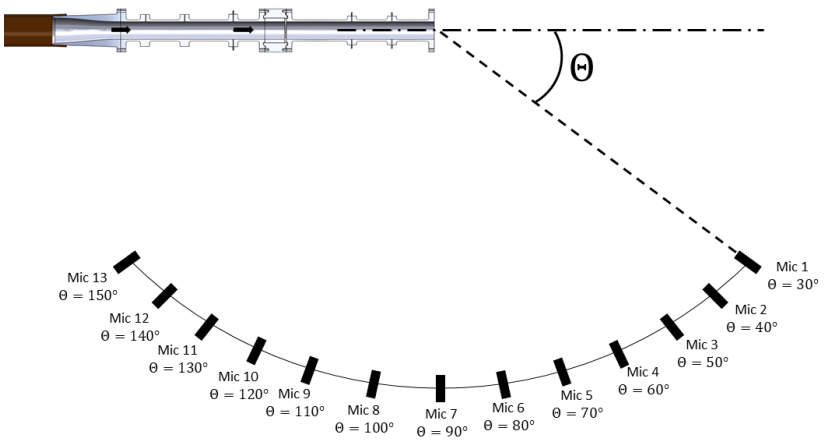


Figure 2: Position of the microphone array in the ECL large anechoic wind tunnel.

3. Far-field radiation with and without duct

The far-field acoustic radiation measurements obtained in the ducted configurations are first compared to the corresponding free-field results for various NPRs and plates in order to identify the acoustic modifications

generated by the output duct. The acoustic post-processing used for the ducted configuration is unchanged compared to the free one and is detailed in [1].

3.1. Far-field acoustic results without output duct

As discussed, in the first part of the study [2, 1], the main aeroacoustic characteristics of the diaphragms and the perforated plates have been identified in the free configuration. Figure 3 summarizes the NPR ranges at which the main aeroacoustic sources are observed.

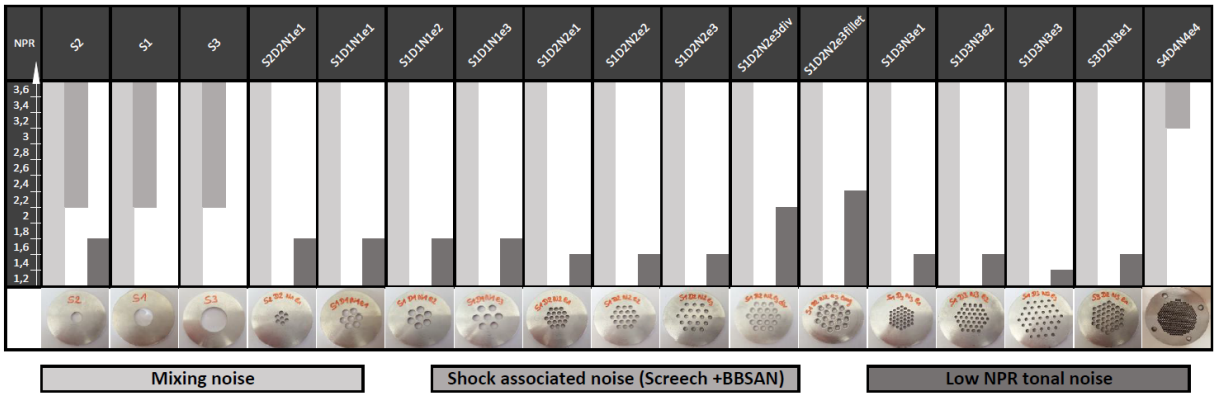


Figure 3: Summary of the different acoustic phenomena observed without the outlet duct from [1].

The shades of grey indicate the source mechanisms: mixing noise (light grey), shock associated noise (medium dark grey) and low NPR tonal noise (dark grey). The configurations are specified on the top line following Table 3. The corresponding obstructions are shown on the bottom line. The NPR are specified in the left column. As discussed in the introduction, three main different acoustic phenomena have then been identified: mixing noise, shock-associated noise and low NPR tonal noise. The mixing noise, first of all, is a broadband radiation; it results from the mixing of the flow in the jet shear layers generated by the perforations and therefore appears for all operating points and for all configurations. In the case of diaphragms, similar characteristics as the mixing noise of jets issuing from more conventional nozzles has been observed [2]. The shape of the far-field acoustic spectra agree with Tam *et al.*'s similarity spectra [11] and the dual source of the mixing noise has also been identified and discussed in [1]. In the case of the perforated plates, this mixing noise is strongly modified with two distinct humps in the acoustic spectra. The high frequency hump is due to the radiation of the small isolated jets issuing from the perforations while the low frequency one is attributed to the radiation of the merged jets that form an equivalent jet of larger diameter. These results also agree with studies on multitude nozzles [12, 13, 14, 15]. The modification of the different geometrical parameters of the perforated plates thus allows to tune the mixing noise spectrum. For supersonic regimes, shock-associated noise appears on diaphragms and on the perforated plates with very close perforations. This noise radiation which is both tonal (screech) and broadband (BBSAN), is related to the interaction of instabilities in the shear layer with the shock cells present in the jet. The screech prediction models developed for supersonic jets issuing from conventional convergent nozzles that are not fully expanded show a good agreement with the results obtained in the diaphragm cases. Finally, a tonal noise component has also been observed at low NPR's in the majority of the perforated plates as well as on the smallest diaphragm. This tone is possibly associated with a feedback loop between instabilities in the flow due to sharp edges and acoustic field.

3.2. Far-field acoustic results with output duct

In order to investigate the effects of the output duct, the far-field acoustic spectra with and without output duct are now compared in Figs. 4 and 6 for the same configurations, various NPR's and for microphones at $\Theta = 30°$ and $90°$ respectively.

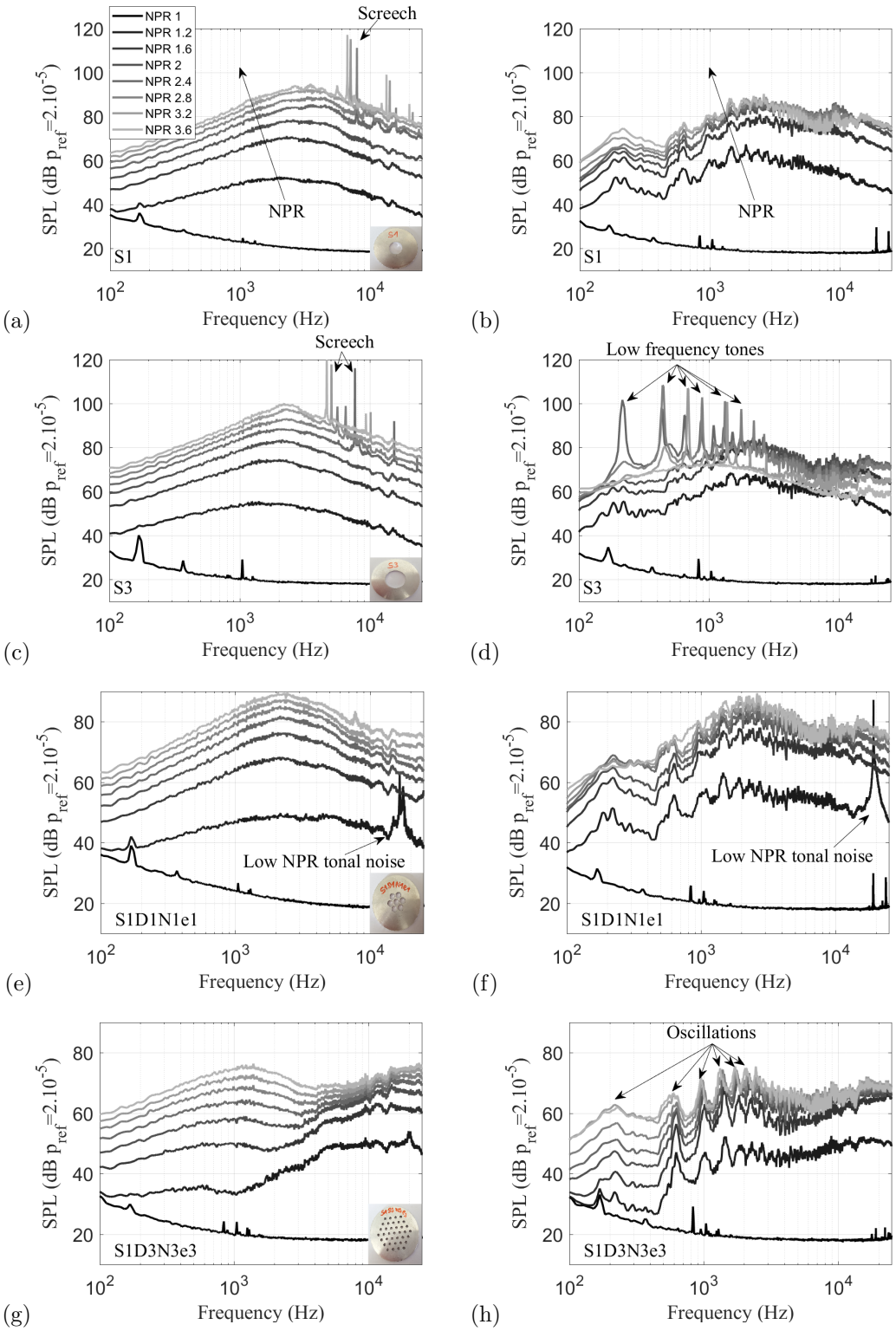


Figure 4: Comparison of the far-field acoustic spectra for the configurations without (left) and with (right) output duct at $\Theta = 30°$ for perforated plates and diaphragms: (a),(b) S1, (c),(d) S3, (e),(f) S1D1N1e1 and (g),(h) S1D3N3e3.

By comparing the far-field acoustic spectra with and without output duct, strong modifications can be identified. Before tackling them, note that in both cases the background noise obtained and given by NPR= 1 (null pressure differential between both sides of the plate generating no flow) is far below all measured configurations. First of all, for the two diaphragms S1 and S3, the shock-associated noise at $\Theta = 30°$ (screech characterized by the high frequency tones in Figs. 4 (a) and (c)) completely disappears with the addition of the duct (Figs 4 (b) and (d)). This suggests that the duct disrupts the establishment of the feedback loop responsible for the screech. The broadband noise is also strongly modified with more or less pronounced oscillations at low and mid frequencies (highlighted by arrows in Fig. 4 (h)) on all spectra. The latter are probably caused by duct modes. Moreover, the broadband noise level also seems to be modified: the low operating point levels are increased while the high ones are decreased. The oscillations will be studied in Sec. 4 and the level variation in Sec. 6. For the diaphragm S3, in addition to these modifications, strong low frequency tones appear from NPR= 2.2 to 3.4. Since these tones appear at a particular supersonic NPR and their frequencies do not match those of the duct modes as the oscillations in the other configurations do, they are rather due to an aerodynamic mechanism, which is likely to be non-linear. Therefore in an attempt to validate this assumption, the bicoherence ($b(f_1, f_2)$) is plotted in Fig. 5 for configurations S1 and S3 at NPR 2.4. This signal processing tool allows finding the non-linear interaction in a signal. It is given by the equation:

$$b(f_1, f_2) = \frac{|\sum_n F_n(f_1)F_n(f_2)F_n^*(f_1+f_2)|}{\sqrt{\sum_n |F_n(f_1)|^2|F_n(f_2)|^2|F_n^*(f_1+f_2)|^2}}, \tag{1}$$

where F denotes the Fourier transform and * the complex conjugate whereas n refers to the original time sample. Like the coherence, the bicoherence is bounded between 0 and 1. A bicoherence equal to 1 for two frequencies f_1 and f_2 means that the frequency f_3=$f_1 + f_2$ is generated by a non-linear interaction between the first two frequencies. In other words, this third frequency is not created by a new source.

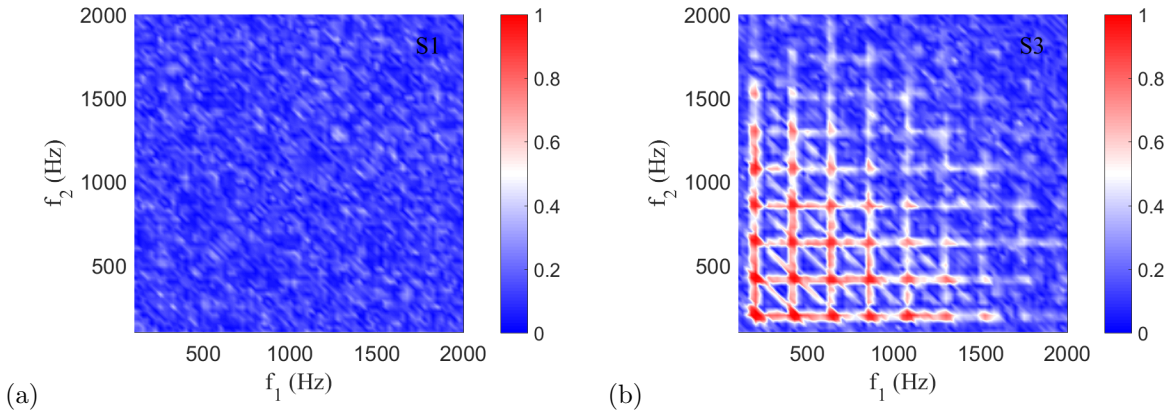


Figure 5: Bicoherence at NPR= 2.4, $\Theta = 90°$ for: (a) S1 and (b) S3.

Very different results can be observed between the diaphragms S1 and S3 confirming the assumption of two distinct behaviors. For S1, the bicoherence is vanishing for all frequencies. There is thus no non-linear interaction, which is consistent with the assumption that oscillations in the spectra are due to the acoustic duct modes as discussed in Sec. 4. For the diaphragm S3 however, a bicoherence equal to 1 appears for each frequency of the high level peaks shown in Fig. 4 (d). There is strong non-linear interactions between the different tones. This suggests a new single noise source. Moreover, peaks also appear around 440 Hz, 880 Hz etc for this configuration. These frequencies are not expected from the duct modes (see Sec. 4) which confirm that these tones are generated by a new aeroacoustic source. This source will be studied in Sec. 7. In fact, for the diaphragm S3, the oscillations associated with the propagation in the duct are less pronounced than for smaller diaphragms (*e.g.* S1) and seem to mainly emerge at low NPR. This can be

explain by an increase of the flow rate in the output duct due to the larger diaphragm which generates a modification of the acoustic propagation as observed by Ingard and Singhal [16].
For perforated plates now, still at $\Theta = 30°$ (Figs. 4 (e) to (h)), similar phenomena as for diaphragms can be observed on the broadband noise: oscillations appear on all spectra with the addition of the duct and their amplitudes relative to the background spectra are modified (increase at low NPR and decrease at high). These oscillations also seem to be affected by the plate geometry. Indeed, oscillation amplitude are increased when the perforation size decreases for a constant cross-section (Sec. 4). Finally, even if the phenomenon is less pronounced, the two humps characteristic of the perforated plate mixing noise shown in Laffay *et al.* [2, 1] are still present when the output duct is added. Indeed, for perforated plates with largely spaced perforations (Figs. 4 (g) and (h)), a significant increase of the high frequency range appears that is probably due to a later merging of the small jets issuing from the perforations. In fact, the only acoustic behaviour which doesn't seem to be strongly modified by the output duct is the tonal noise at low NPR as shown in Figs. 4 (e) and (f). This radiation will not be analysed in the present study.

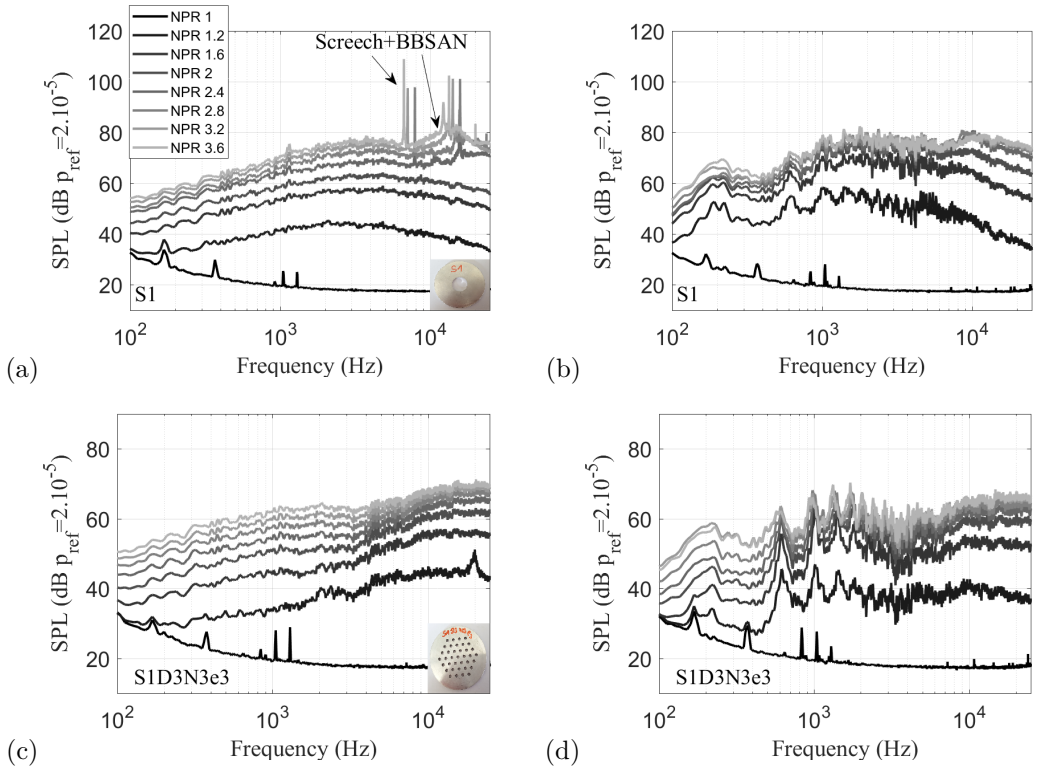


Figure 6: Comparison of the far field acoustic spectra for the configurations without (left) and with (right) output duct at $\Theta = 90°$ for perforated plate and diaphragm: (a),(b) S1, (c),(d) S1D3N3e3.

For $\Theta = 90°$ (Fig. 6), similar trends can be observed. For diaphragm S1 (Figs. 6 (a) and (b)), the screech (high frequency tones at supersonic operating points) is associated with the broadband shock associated noise (high frequency hump) characteristic of imperfectly expanded jet radiation in the sideline direction [17, 18, 19]. This radiation also seems to be strongly altered by the addition of the outlet duct. Only a slight hump seems to subsist. Moreover, the broadband spectra without duct is wider than in the downstream direction (Fig. 4 (a)) which is characteristic of the jet mixing noise and the radiation of the small scale turbulence in this direction [20, 21]. Again this phenomenon is less pronounced when the outlet duct is added despite a slight decrease of the maximum amplitude compared with the downstream direction as expected by the mixing noise double source theory. Similar conclusions hold for the mixing noise generated by the perforated

plate S1D3N3e3 in Figs 6 (c) and (d).

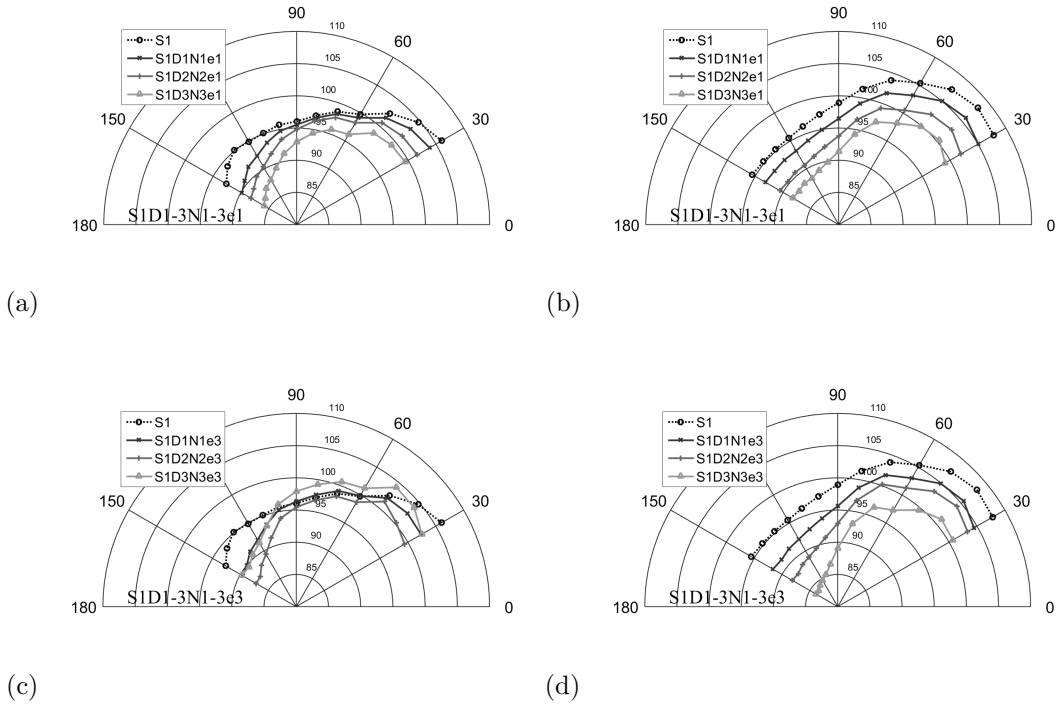


Figure 7: Comparison of the OASPL directivity as a function of Θ at NPR= 2 for perforated plates with different perforation diameter and number but constant perforation spacing and cross-section; (a),(c) are the free-field configurations and (b),(d) the ducted ones.

The previous comparisons have been performed for two angular positions. Fig. 7 now compares the overall directivity of the radiated noise obtained with perforated plates and a diaphragm with similar cross-section for the free and ducted configurations at NPR= 2. For this intermediate NPR, the noise radiated in the ducted configuration is globally louder than for the free one in particular in the downstream direction. Remember however that the level difference between the configurations varies as a function of the operating point as shown in Figs. 4 and 6, the trend will be then reversed for high supersonic NPRs. Moreover, the plate geometry seems to have a more significant effect on the radiated noise compared to the free configuration. The reduction of the perforation diameter associated with the increase of the perforation number in order to conserve a constant cross-section significantly reduces the sound level between 100 and 40000 Hz in all studied directions.
To summarize, the different acoustic behaviours as well as the operating points at which each regime appears are presented in Fig. 8, to be compared to the free-field case shown in Fig. 3.

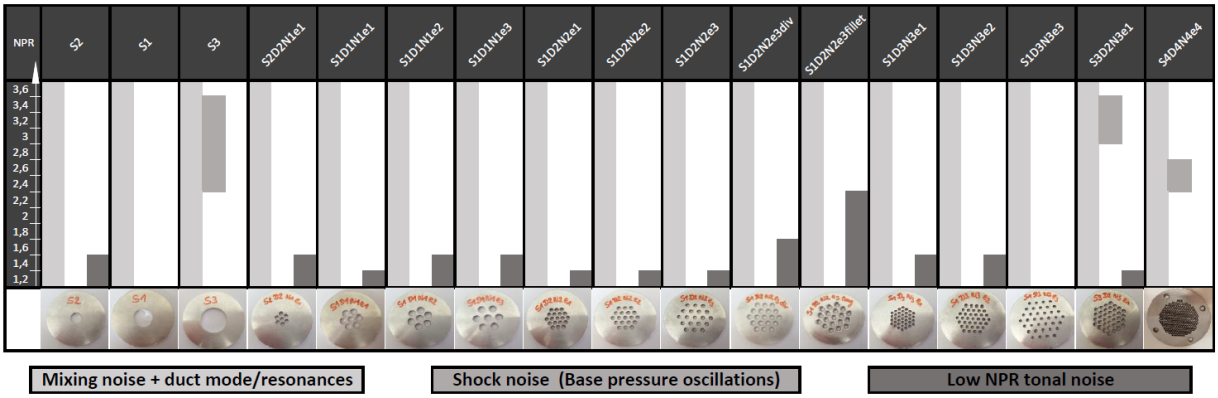


Figure 8: Summary of the different acoustic phenomena observed with the outlet duct.

The shades of grey indicate the source mechanisms: mixing noise (light grey), shock associated noise (medium dark grey) and low NPR tonal noise (dark grey). The configurations are specified on the top line following Table 8. The corresponding obstructions are shown on the bottom line. The NPR are specified in the left column. The main modification generated by the addition of the output duct is the apparition of oscillations in all spectra. Their origin is examined in the following section.

4. Study of propagation effects

4.1. Identification of the propagation effects

As seen in the spectra in Fig. 4, adding an output duct generates oscillations that can emerge up to 15 dB above the broadband component typically for diaphragms and perforated plates with small cross-sections (Fig. 9 (a)). In this section, the origin of these oscillations will be studied based on an analytic analysis of the acoustic propagation in the output duct. This kind of problem has been extensively studied in aeroacoustics for example in the context of sound propagation in turboengine ducts [22].

In the case of a simple duct geometry like a cylinder, the acoustic field inside the duct can be expressed analytically. At first, a zero mean flow will be considered in the duct.

The acoustic pressure p inside an infinite hard-walled cylindrical, without mean flow and any source, can be determined from the following Helmholtz equation:

$$\nabla^2 p + k_0 p = 0. \tag{2}$$

In this expression $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$ is the free-field wave number and ∇^2 is the Laplacian operator. In cylindrical coordinates the latter is:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \tag{3}$$

where x is the duct axial direction, r the radial direction and ϕ the azimuthal direction. A solution of this equation can be expressed as an infinite sum of elementary waves called modes that are given by the following expression [23, 24]:

$$p(x, r, \phi) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=1}^{+\infty} \left(A_{m\mu} e^{ik_x^{m\mu} x} + B_{m\mu} e^{-ik_x^{m\mu} x} \right) U_{m\mu}(r) e^{-im\phi}. \tag{4}$$

where m and μ are the mode orders in the azimuthal and radial directions respectively. $A_{m\mu}$ and $B_{m\mu}$ are the complex modal amplitudes, $k_x^{m\mu}$ the axial modal wave number that may be real or imaginary and $U_{m\mu}$ the normalized mode which is expressed as:

$$U_{m\mu}(r) = N_{m\mu} J_m(k_r^{m\mu} r), \tag{5}$$

where $J_m(k_r^{m\mu}r)$ is the Bessel function of the first kind, $k_r^{m\mu}$ the radial modal wave number and $N_{m\mu}$ is the normalization coefficient calculated from $\int_0^R N_{m\mu}^2 J_m(k_r^{m\mu}r)^2 r dr = 1$, R being the duct radius. $N_{m\mu}$ is then equal to:

$$N_{m\mu} = \frac{\sqrt{2}}{J_m(k_r^{m\mu}R)\sqrt{R^2 - \left(\frac{m}{k_r^{m\mu}}\right)^2}}. \tag{6}$$

The different wave numbers are further linked by the dispersion equation:

$$k_0^2 = (k_r^{m\mu})^2 + (k_x^{m\mu})^2. \tag{7}$$

Moreover, the boundary condition on the hard duct wall (vanishing radial velocity) writes:

$$\frac{\partial p}{\partial r}(x, r = R, \phi) = 0, \tag{8}$$

leading to:

$$J'_m(k_r^{m\mu}R) = 0. \tag{9}$$

The radial modal wave number is then: $k_r^{m\mu} = \chi_{m\mu}/R$ with $\chi_{m\mu}$ the μ-th zero of the derivative of the Bessel function of the first kind J'_m. The axial wave number may thus be written as follows:

$$k_x^{m\mu} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\chi_{m\mu}}{R}\right)^2}. \tag{10}$$

For the plane mode ($m = 0, \mu = 1$) and $\chi_{01} = 0$, the term under the square root is for any frequency positive and the mode always propagates. For all the other modes however, the propagation is only possible for frequencies higher than the cut-on frequency f_c (cut-on modes). Below this frequency, the modes are damped (cut-off) and their intensity decreases exponentially. The cut-on frequency is then given by:

$$k_0^2 - \frac{\chi_{m\mu}^2}{R^2} > 0 \quad \Rightarrow \quad f_{c,m\mu} = \frac{\chi_{m\mu} c_0}{2\pi R}. \tag{11}$$

The first two modes that become propagative are the azimuthal modes $(1,1)$ and $(2,1)$ respectively, and $\chi_{1,1} = 1.84$, $\chi_{2,1} = 3.05$. By considering a mean ambient temperature $T_0 = 298$ K during all the measurements, the speed of sound in the ambient condition is $c_0 = 346$ m/s. The cut-on frequency of the first two azimuthal modes are then $f_{c_{1,1}} = 4136$ Hz and $f_{c_{2,1}} = 6855$ Hz for the present duct dimensions. These frequencies are represented by the black solid lines in Fig. 9 and coincide with the jumps in the spectra quite well. Moreover note that the jump intensity decreases when the diaphragm diameter or the NPR, and thus the flow velocity in the output duct, increase. The non-uniformity of the flow in the outlet duct most likely perturbs the appearance of the first azimuthal modes at their cut-on frequencies. However, the oscillations appearing at lower frequencies cannot be explained by these duct modes. For these lower frequencies, only the plane mode propagates in the duct, and the acoustic pressure can then be expressed as:

$$p(x) = \left(A_{01}e^{ik_0 x} + B_{01}e^{-ik_0 x}\right) U_{01}, \tag{12}$$

where $U_{01} = \frac{\sqrt{2}}{R}$. In such conditions, longitudinal resonances may appear due to the fact that the perforated plate acts as a hard wall, that is, a velocity node, whereas the open end is approximately equivalent to a pressure node. The resulting quarter-wave resonance frequencies are given by:

$$f_{r,n} = (2n-1)\frac{c_0}{4L}, \tag{13}$$

where n a positive integer.
Numerous studies have moreover shown that this relationship does not predict perfectly the longitudtnal resonance frequencies observed experimentally. Indeed, for real geometries, it is necessary to take into

account a correction of the duct length δ due to the finite cross-section which generates a slight deformation of the plane mode as it becomes slightly spherical. The reflection of the wave is then no longer located exactly at the exit of the duct but slightly further downstream. For an unflanged duct with no mean flow, the correction is $\delta \simeq 0.61R$ [25, 16, 24]. By considering the corrected length of the present output duct $L' = L+\delta$, the first resonance frequencies are summarized in Tab. 2 and are represented by the black dashed lines in Fig. 9.

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$f_{r,n}$ (Hz)	208.5	625.4	1042.3	1459.2	1876.2	2293.1	2710.0	3126.9	3543.8	3960.8

Table 2: Resonant frequencies for the present geometry without flow.

A very good agreement can be observed between the predicted frequencies and oscillations appearing in the experimental spectra. Therefore the low frequency oscillations can be explained by longitudinal resonances generated in the output duct. Again, the increase of the diaphragm diameter or the NPR and thus the flow velocity in the output duct reduce the oscillation intensity. The increase of the flow in the output duct also disrupts the resonance establishment.

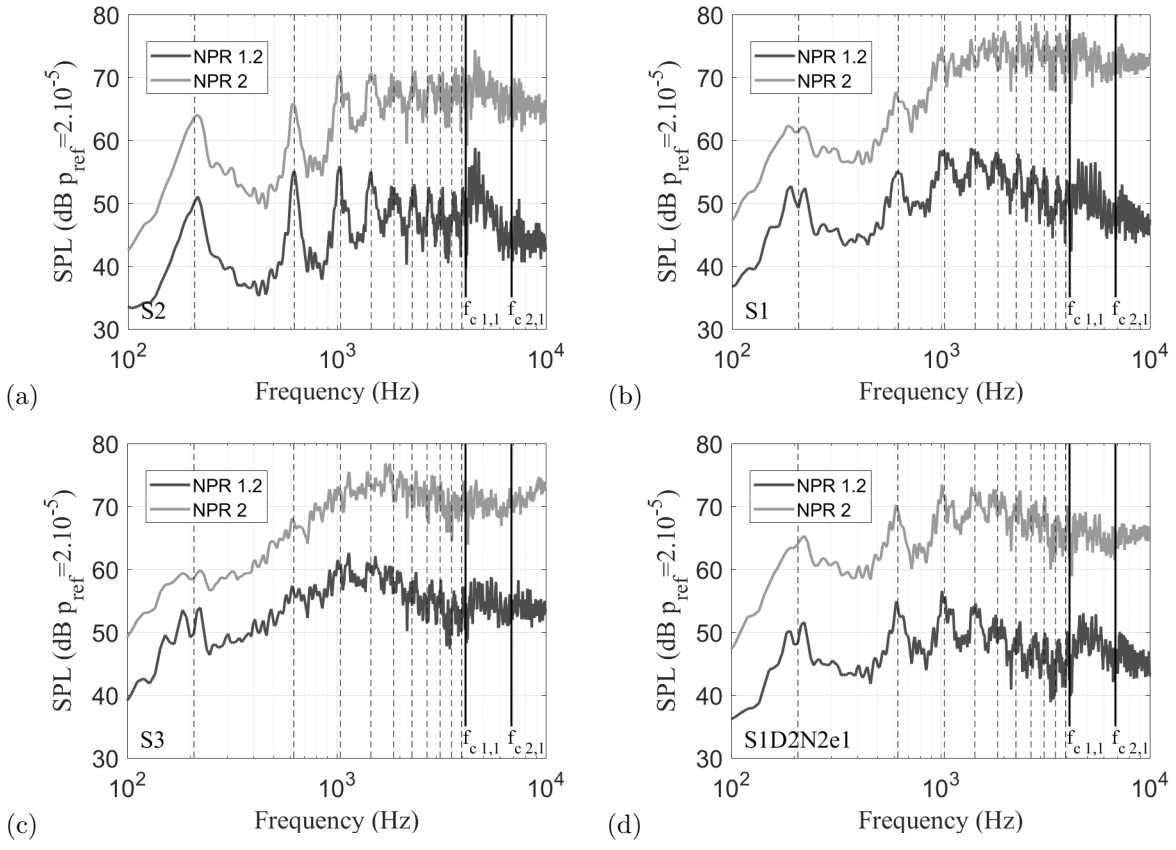


Figure 9: Far-field acoustic spectra for $\theta = 90°$ and NPR= 1.2 and 2 for diaphragms and perforated plate: (a) S2, (b) S1, (c) S3 and (d) S1D2N2e1.

4.2. Effect of the flow velocity on the acoustic resonance frequencies

As mentioned previously, the increase of the flow in the outlet duct seems to reduces the resonance intensity. We now focus on the effect of the flow on the resonance frequencies. First of all, by considering a similar development as in the previous section, it is possible to determine the cut-on frequency of the different acoustic modes as well as of the longitudinal resonances frequencies with a uniform mean flow in the duct [23, 24]. Considering M_x the Mach number of this axial mean flow, the cut-on frequencies of the different modes become:

$$f_{c,m\mu} = \frac{\chi_{m\mu} c_0}{2\pi R}\sqrt{1 - M_x^2} \tag{14}$$

and the longitudinal resonance frequencies yield:

$$f_{r,n} = (2n-1)(1 - M_x^2)\frac{c_0}{4L'}. \tag{15}$$

Based on these two relationhips, the flow velocity should thus have an effect on the resonance frequencies. Moreover it should be noted that according to Ingard and Singhal [16], the duct length correction with mean flow can be expressed by: $\delta \simeq 0.61R(1 - M_x^2)$. For the present application, M_x is obtained from the mean velocity measured at the duct output given in Fig. 10 (a) for the diaphragm S1. In order to analyze the flow effect, the lower measured sound pressure spectrum is fitted to a second order polynomial following a least square approach, for frequencies below the duct cut-off (< 4000 Hz) frequency as shown on Fig. 10 (b). This allows to smooth out the oscillations: thus the difference between the actual pressure and polynomial fit (Δ_{res}) highlights the low frequency resonances as plotted in Fig. 10 (c), where a map of Δ_{res} is plotted against frequency and NPR. The longitudinal resonance frequencies both with and without flow are also indicated by dashed and solid black lines respectively. In this map, the best prediction of the resonance frequencies for all the operating points is obtained by considering a zero flow in the output duct. Indeed the shift of the resonance frequencies toward the low frequency expected when the flow velocity increases is not observed experimentally. The flow induced by the jet issuing from the diaphragm doesn't seem to have a significant effect on the resonance frequencies. The acoustic wave propagates in the whole duct cross-section but the attenuation of this wave in the zones where the flow shearing and thus the turbulence are intense is most likely important as observed by Ingard and Singhal [16]. Thus, the acoustic resonances mainly subsist in the boundary layers or dead zones where the flow is quite low, which probably explains the low effect of the jet flow intensity on the resonance frequency.

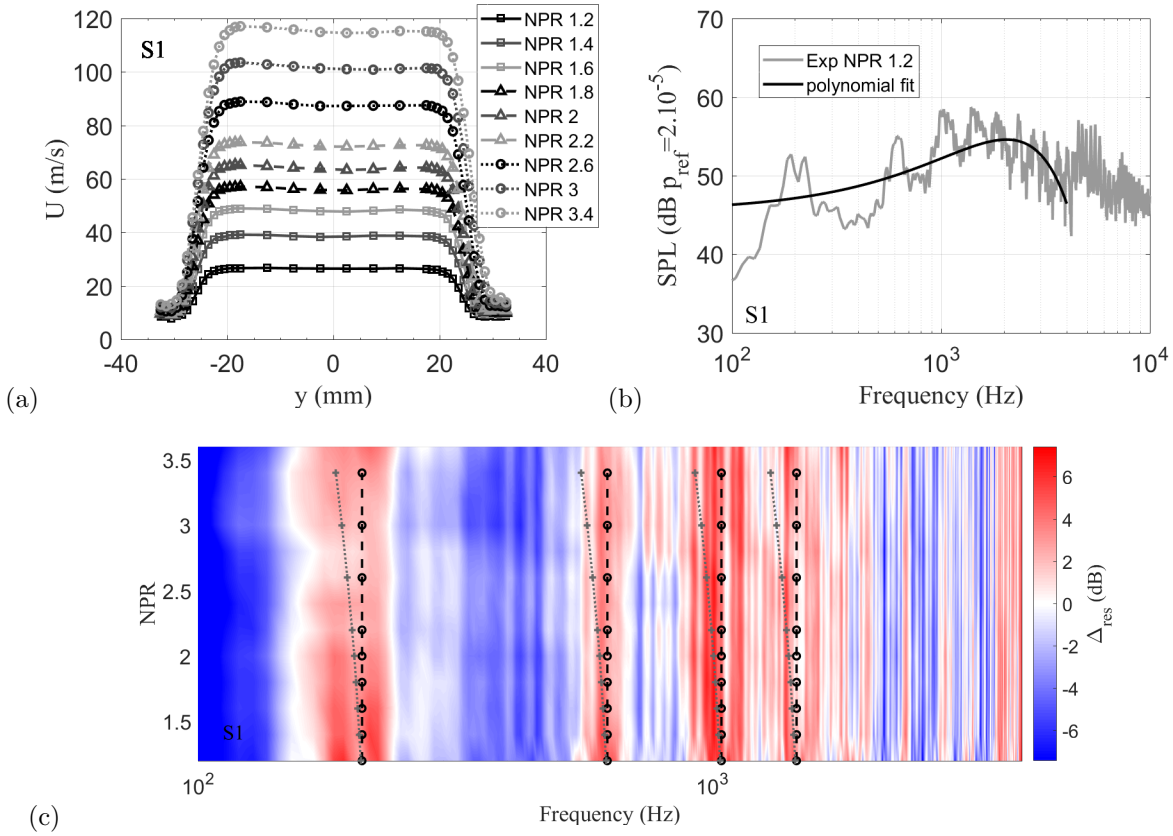


Figure 10: (a)Velocity profile at the output of the duct for S1. (b) Comparison of the calculated second order polynomial fit and the far-field acoustic spectra for S1, $\theta = 90°$ and NPR= 1.2. (c) Map of Δ_{res} as a function of the NPR for S1; the dashed thick black and thin grey lines indicate the predicted longitudinal resonance frequencies with and without mean flow respectively.

4.3. Effect of the observation angle on the acoustic resonances

A similar analysis is now achieved for a constant NPR but by varying the observation angle Θ in Fig 11. No significant change in the resonance frequencies as well as in their intensities can be observed as Θ varies. Thus the conclusions drawn for the $\Theta = 90°$ case hold for all the observation angles considered in this study.

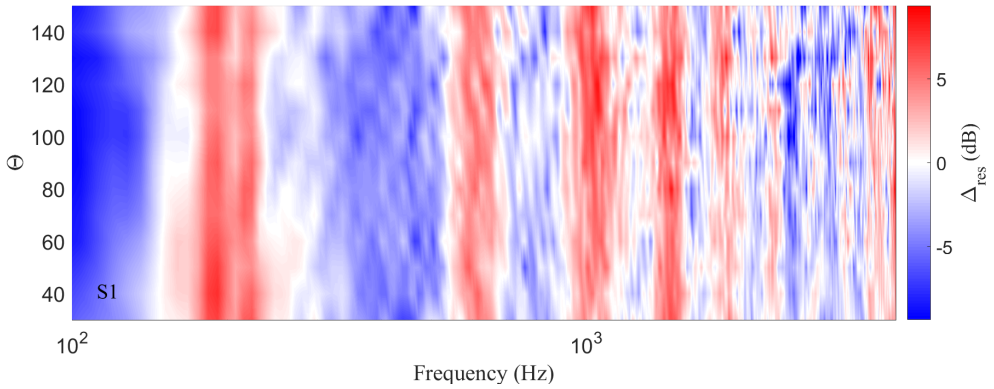


Figure 11: Map of Δ_{res} as a function of the observation angle Θ for S1 and $NPR = 1.2$.

4.4. Effect of the perforated plate geometry on the acoustic resonances

The effect of the perforated plate geometry on the resonance intensity is now studied. For this analysis, perforated plates with constant over-all cross-sections have been considered in order to conserve comparable mass flow rates through the plates. The resonances frequencies have been previously calculated assuming the perforated plate to reflect sound waves as a hard wall. However, sound waves impinging on the perforated plate are likely to be partly transmitted to the upstream side. The perforated plate would then have a finite impedance that would reduce the resonance intensity compared to the hard wall. Indeed, it can be easily understood that a less reflective plate will generate less intense resonances. Several studies have been conducted to try to determine the impedance of perforated plates as a function of the geometry [26, 27, 28]. In particular, they show that the perforation diameter may have an effect on the plate impedance for a constant overall cross-section.

In order to analyse the effect of the plate geometry on the resonance intensity in the present application, Fig. 12 shows the far-field acoustic spectra for different perforated plates with constant cross-section but different perforation numbers N, diameters D and spacings e for $\Theta = 90°$ and NPR= 1.4. From left to right, the perforation spacing increases while from top to bottom, the perforation diameter decreases and the perforation number increases in order to conserve a constant cross-section. When e increases for a constant D and N, the resonance intensity seems to increase for all configurations. In fact the maximum amplitude of the resonance seems to be approximately conserved while the broadband noise is reduced leading to a relative increase of this resonance intensity. The quality factor of the resonant system thus seems to be conserved. Similarly, when N increases and D decreases for a constant e, a relative increase of the resonance intensity can also be observed.

Note that the perforated plate geometry also modifies the flow field which has an impact on the resonances. Further aerodynamic investigations are thus necessary to attribute the modification of the resonance intensity to the variation of the plate impedance or to flow effects.

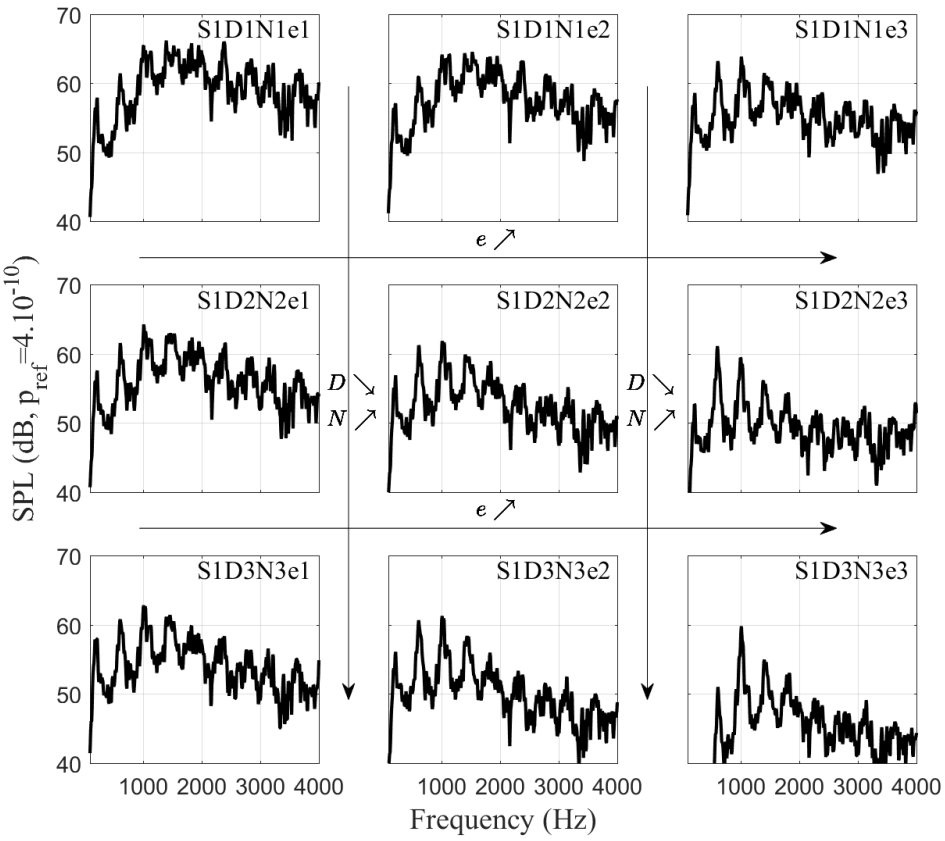


Figure 12: Far field acoustic spectra for perforated plates with constant cross-section at $\Theta = 90°$ and NPR= 1.4.

Now that the effects of the acoustic propagation in the duct have been clearly identified, they can be modelled as in [10]. However such a model would not precisely predict all the acoustic modifications for each configurations and operating points. Therefore it would be interesting to try to separate the propagation effects induced by the geometry from the noise sources generated by the flow in order to analyse other noise mechanisms such as the mixing noise. The following section is devoted to such a decomposition.

5. Decomposition of the source and propagation effects

As mentioned previously, in order to study the broadband noise generated by the mixing of the flow downstream of the perforated plates and diaphragms, it would be interesting to separate it from the sound propagation in the duct identified in Sec. 4 (oscillations and jumps) from the measured acoustic spectra. Indeed as shown in Fig. 4, the interaction of the different jets with the duct boundary layers as well as the acoustic field in the duct seems to modify the mixing noise significantly. It is thus not possible to analyze the acoustic propagation effects on the one hand, and the mixing noise based on free-field observations studied in [1] on the other hand. To try to separate this mixing noise from the propagation effects, a solution might be to apply the methodology suggested by Stephens and Morris [29] and generalized by Pasco and Moreau [30] for low speed ducted fans. In these applications, the global noise of the whole system is not only generated by the rotor itself (the acoustic source) but is also combined with the acoustic disturbances induced by the surfaces surrounding the source like the fan scroll. In order to dissociate these two contributions, the radiated sound has been described as the product of a source function evolving according to a power law

depending on the characteristic flow velocity for a given Strouhal number and a transfer function accounting for all the propagation effects. The departure of the measured sound power level from the power law for a given Strouhal number is then attributed to perturbations caused by acoustic propagation in the presence of the surrounding surfaces. A similar technique has also been proposed by Zhang *et al.* [31] for confined turbulent jets. In the latter study, a decomposition in two terms of the dimensionless sound spectra (E) is also considered but any functional shape of the source function is allowed. However, these authors assume that no feedback mechanism takes place between the flow and the acoustic fields so that both functions are completely independent. The source function only depends on the Strouhal and Reynolds numbers ($F(St, Re)$) for a fixed geometry and microphone position while the acoustic transfer function of the system is only dependent on the Helmholtz number ($G(He)$). In a logarithmic form, the sound spectra E reads:

$$10\log(E) = 10\log(F(St, Re)) + 10\log(G(He)). \tag{16}$$

By plotting the dimensionless sound spectra as a function of the Strouhal and Reynolds Numbers for various discrete Helmholtz numbers, parallel surfaces are obtained. From the level difference between the surfaces (Δ) of constant He_i, the relative amplitude of the acoustic function can then be inferred: $\Delta = 10\log(G(He_2)) - 10\log(G(He_1))$. Setting $G(He_{min}) = 0$, the complete acoustic function G is calculated and F can be retrieved from Eq. (16).
The main limitation of this technique lies in the assumption that the two functions are independent. Indeed, as it can be seen in Figs. 4 (b),(d),(f) and (h), the oscillations associated with the propagation in the output duct vary in amplitude as a function of the NPR and thus of the flow velocity. The acoustic transfer function then also depends on the flow velocity and the Reynolds number.

In the present study, the more general technique proposed by Stephens and Morris [29] and Pasco and Moreau [30] for ducted fans is applied, and the limitations of this technique are also discussed. In the present application the source function Φ is derived from Lighthill's equation and thus includes all aeroacoustic sources due to the flow (the mixing noise of the jet). The inhomogeneous Helmholtz equation associated with the present problem is thus:

$$\nabla^2 p + k_0^2 p = -\Phi. \tag{17}$$

This Helmholtz equation can be solved using a Green's function approach where the Green's function $g(r, r_0)$ is defined by:

$$\nabla^2 g(r, r_0) + k_0^2 g(r, r_0) = -\delta(r - r_0), \tag{18}$$

and with the boundary conditions tailored to the system. The coordinates r and r_0 are respectively the observer and source positions. After applying the divergence theorem and the boundary conditions to the integral over the flow region of Eq. (17)$\times g(r, r_0)-$Eq. (18)$\times p(r_0)$, the acoustic pressure at an observer position r can be written as:

$$p(r) = \iiint_V \Phi(r_0) g(r, r_0) dV_0. \tag{19}$$

As done by Zhang *et al.* [31], the observer being far from the source region, the retarded time effects between the source and observer due to the source motions are neglected and the Green's function is assumed to be expressed as the product of two sources:

$$g(r, r_0) = g_{r_0}(r_0) g_r(r), \tag{20}$$

where $g_r(r)$ accounts for the sound propagation from immediately outside the source region to the observer (the acoustic transfer function of the system) and $g_{r_0}(r_0)$ accounts for the sound generation processes described by the source term Φ. Moreover, we assume that g_r can also be decomposed into the product of $H(r)$ which account for the propagation effects of the duct, directivity effects included (the acoustic transfer function of the duct), and $g_{ff} \approx \frac{e^{ik|r|}}{4\pi|r|}$, the free-field propagation from the duct exit to the observer. The far-field acoustic pressure then becomes:

$$p(r) = g_{ff}(r) H(r) \iiint_V \Phi(r_0) g_{r_0}(r_0) dV_0. \tag{21}$$

The autospectrum of the far-field acoustic pressure Π at the observer position is thus expressed as follows:

$$\Pi = |p(r)|^2 = |g_{ff}(r)|^2 |H(r)|^2 \iiint_{V_2} \iiint_{V_1} \Phi(r_{0_1}) \Phi^*(r_{0_2}) g_{r_0}(r_{0_1}) g^*_{r_0}(r_{0_2}) dV_{0_1} dV_{0_2}. \tag{22}$$

Consequently, Π is given by the product of a function Ψ dependent on the source position r_0 and an acoustic transfer function Γ only dependent on the observer position defined by r: $\Pi = \Psi\Gamma$. As in [29, 30], it is now assumed that Ψ can be written as:

$$\Psi = \iiint_{V_2} \iiint_{V_1} \Phi(r_{0_1}) \Phi^*(r_{0_2}) g_{r_0}(r_{0_1}) g^*_{r_0}(r_{0_2}) dV_{0_1} dV_{0_2} = \Psi_0(St) M_j^{n(St)}, \tag{23}$$

where M_j is the jet Mach number, St the Strouhal number based on the jet diameter and n a real number. For free-field jets, the coefficient n is usually between 7 and 9 (quadrupole sources). Eq. (23) then yields

$$\log(\Psi(St, M_j)) = \log(\Psi_0(St)) + n(St) \log(M_j). \tag{24}$$

For a given Strouhal number, $\log(\Psi)$ should then evolve according to a straight line as a function of $\log(M_j)$. The logarithm of Π can thus be written as:

$$\log(\Pi) = \log(\Psi_0(St)) + n(St) \log(M_j) + \log(|g_{ff}(r)|^2) + \log(|H(r)|^2). \tag{25}$$

The measurements made for various operating points are now used to determine the power law function of the jet Mach number of the source for a given Strouhal by linear regression. The deviations from this power law in the frequency domain are thus attributed to the propagation effects. In the present case, only low supersonic regimes are investigated. Therefore, both subsonic and supersonic NPRs are compared with the same power law [32, 21, 33]. Assuming the flow to be isentropic, the jet Mach number M_j is derived from the NPR according to:

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[NPR^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]}, \tag{26}$$

where γ is the air heat capacity ratio. The Strouhal number is calculated based on the perforation diameter D.

The decomposition algorithm is applied to the diaphragm S1 as well as to the perforated plate S1D3N3e3 in Figs. 13 and 14 for $\Theta = 90°$ and $30°$ respectively. Figs. 13(a) and 14(a) are devoted to S1 whereas Figs. 13(b) and 14(b) display the results obtained with S1D3N3e3. For each case, the sound pressure level measured by the microphone, the acoustic transfer function of the duct H and the acoustic source associated with the mixing noise Ψ are plotted from top to bottom respectively. As expected, for both angles, the acoustic transfer function contains all the oscillations that appeared when the output duct was added to the free jet configuration [1] and that have been identified as longitudianl resonances and duct modes in Sec. 4. The longitudinal resonances and two first azymutal modes are indicated by the black dashed and solid lines respectively in Figs. 14 and 13. This is consistant with the modelling reported in [10]. The source spectra Ψ are now smoother and some characteristics observed on the mixing noise in the case without outlet duct [2, 1] can already be recognised. For instance, a perforated plate with widely spaced perforations (S1D3N3e3) increases the high frequency sound due to a delayed merger of the micro-jets with respect to the diaphragm or closer spaced perforations [1]. Note however that some oscillations persist in the source spectrum of S1D3N3e3, which are mainly due to the limited number of NPR available for the regression, but also to the intense resonances found in this case which can generate a local modification of the calculated power law.

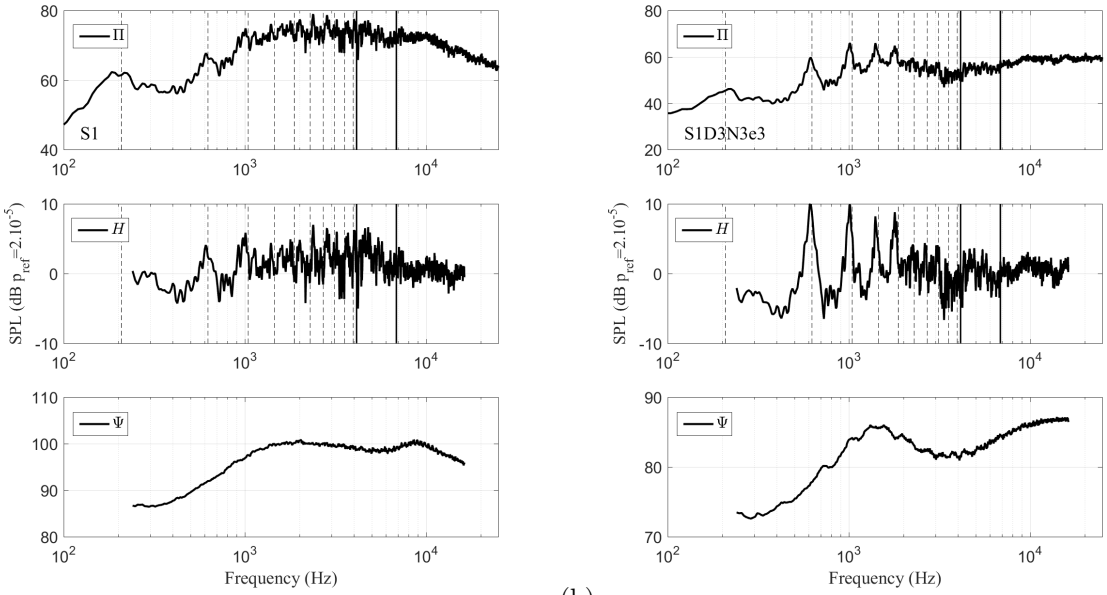


Figure 13: Source decomposition [29, 30] applied to: (a) diaphragm S1, and (b) perforated plate S1D3N3e3 for NPR= 2 and $\Theta = 90°$.

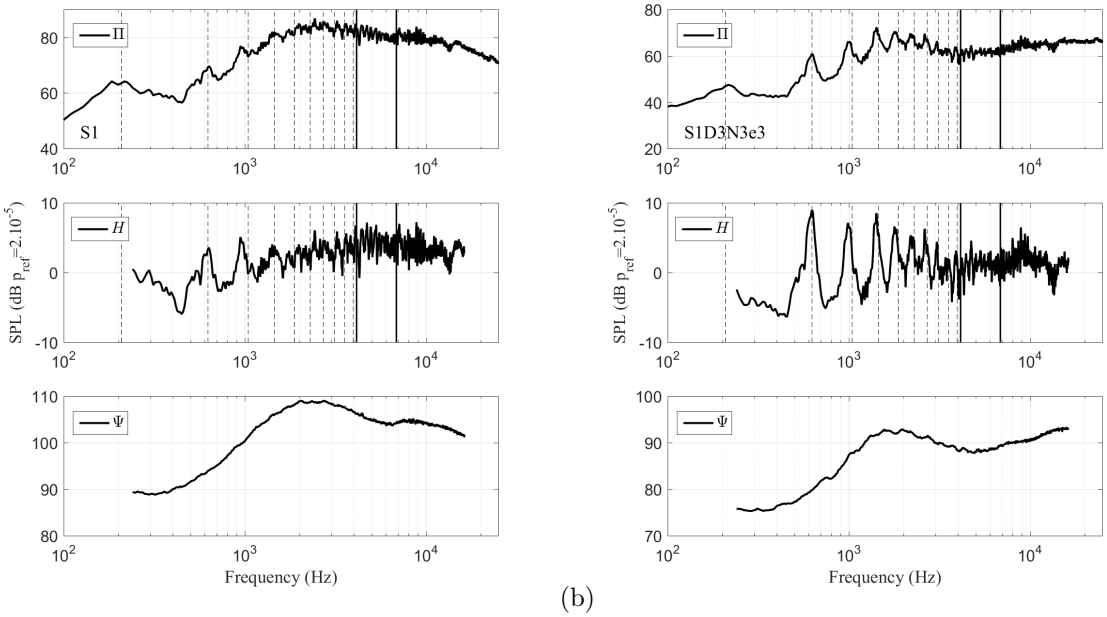


Figure 14: Source decomposition [29, 30] applied to: (a) diaphragm S1, and (b) perforated plate S1D3N3e3 for NPR= 2 and $\Theta = 30°$.

Once the duct contribution is separated from the noise source itself, the mixing noise generated by the discharge though the plates in this confined configuration can be analysed.

6. Study of the mixing noise

6.1. Overall results

Without duct [2, 1], the mixing noise generated by the flow through a diaphragm was first shown to have very similar characteristics (spectral shapes, characteristic frequencies, levels) to those of a jet issuing from more conventional nozzles. For the perforated plate case however, the mixing noise was composed of two humps associated with distinct zones of the jet development. To briefly summarize the main findings in [2, 1], the high frequency hump has been associated with the radiation of the micro-jets issuing from the perforations while the low frequency hump is attributed to the mixing of the large equivalent jet formed downstream of the merger of all micro-jets. Based on these results, it is possible to adapt the mixing noise of the perforated plates by favouring or not the rapid mixing of the micro-jets. For example, in the case of a perforated plate with widely spaced perforations, the mixing of the micro-jets is delayed with respect to configurations with closer perforations and the associated radiation therefore enhances the high frequency noise and reduces the low frequency noise.

By now adding a duct downstream of the perforated plates or diaphragms, the interaction of the jet shear layers with the duct walls or with the acoustic field is likely to modify the mixing noise. Indeed, according to Laffite [34] , the potential core for a confined jet is longer than that of an equivalent free jet. The turbulence development also stretches over a much longer distance and the mean velocity on the jet axis increases. This author also observed a strong modification of the radiated far-field noise with a smaller power law exponent and a modified maximum amplitude frequency.

In order to compare the mixing noise for the two present configurations (with and without duct), the far-field propagation term g_{ff} in the decomposition algorithm is not accounted for.

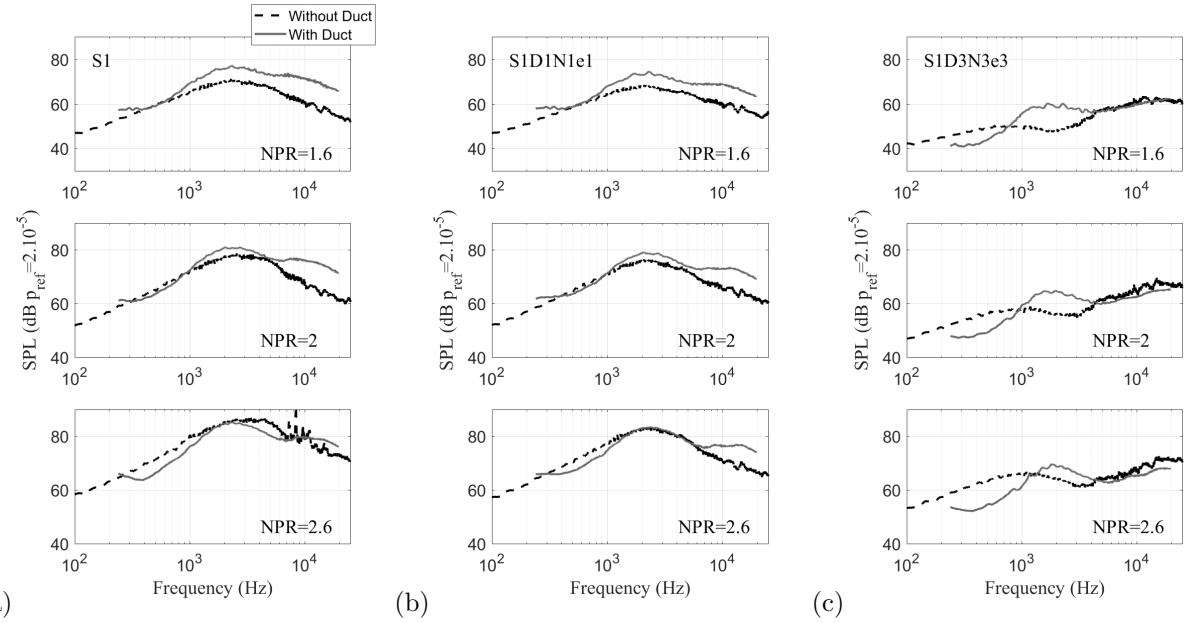


Figure 15: Comparison of the mixing noise with and without duct at $\theta = 30°$ for: (a) diaphragm S1, (b) perforated plates S1D1N1e1 and (c) S1D3N3e3.

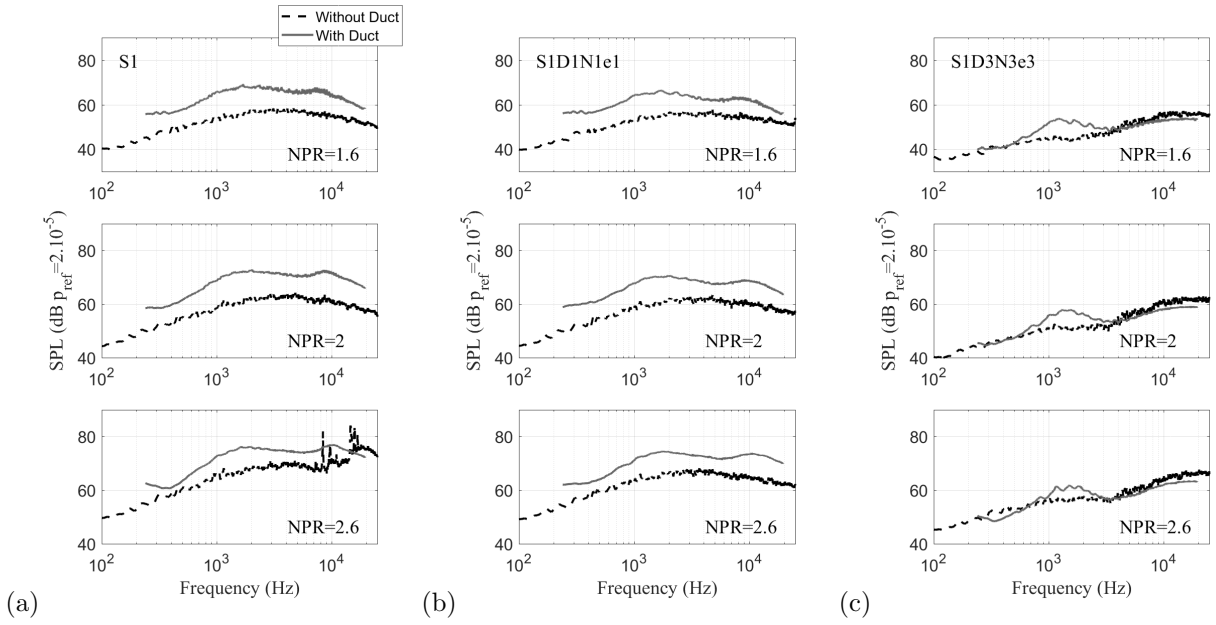


Figure 16: Comparison of the mixing noise with and without duct at $\theta = 90°$ for: (a) diaphragm S1, (b) perforated plates S1D1N1e1 and (c) S1D3N3e3.

Figures 15 and 16 compare the mixing noise obtained at $\Theta = 30°$ and $90°$ respectively in the configuration without duct (WOD) and with duct (WD) for two perforated plates and the associated diaphragm as well as three operating points. The three plates geometries have the same geometrical cross-section.
First, for the three configurations at $\Theta = 30°$ (Fig. 15), the sound level significantly increases when the output duct is added for NPR= 1.4. With increasing NPRs, this sound amplification gradually weakens down to an attenuation for NPR= 2.6. The evolution of the radiated sound power level as a function of the operating point thus seems to be modified by the duct. For S1 and S1D1N1e1, the spectral shapes remain relatively similar in both configurations despite a slight increase of the high frequencies as well as a decrease of the low frequencies when the duct is added. For the perforated plate S1D3N3e3 composed of small spaced perforations however, the spectra are strongly modified in particular for low and medium frequencies. Indeed for this case, the high frequency hump seems well preserved when adding the outlet duct while the low frequency hump is shifted towards higher frequencies. Because of this shift, the low frequencies are then strongly decreased. For the three geometries, the maximum amplitude of the low-frequency hump is seen to appear approximately at $f = 2000$ Hz for NPR= 1.4. This suggests that a common dimension seems to drive the frequency positioning of this low frequency hump for the three geometries. This common dimension might be the duct diameter which governs the diameter of the output jet.
Then,for $\Theta = 90°$ now (Fig. 16), the acoustic gap between the two configurations is more important for plates S1 and S1D1N1e1 even if it is also reduced when the NPR increases. As noted in Sec. 3, the widening of the spectra, typical of the jet mixing noise when turning from downstream to sideline directions, is less pronounced in the ducted configuration. For plate S1D3N3e3, similar observations as for $\Theta = 30°$ can be made. Finally for the three plates, the maximum amplitude of the low frequency hump occurs at a slightly lower frequency on the sideline directions ($\Theta = 90°$) compared with the downstream direction in the ducted configuration. For the free jet, the shift is opposite which is in aggreement with jet mixing noise theory [20, 33, 21].

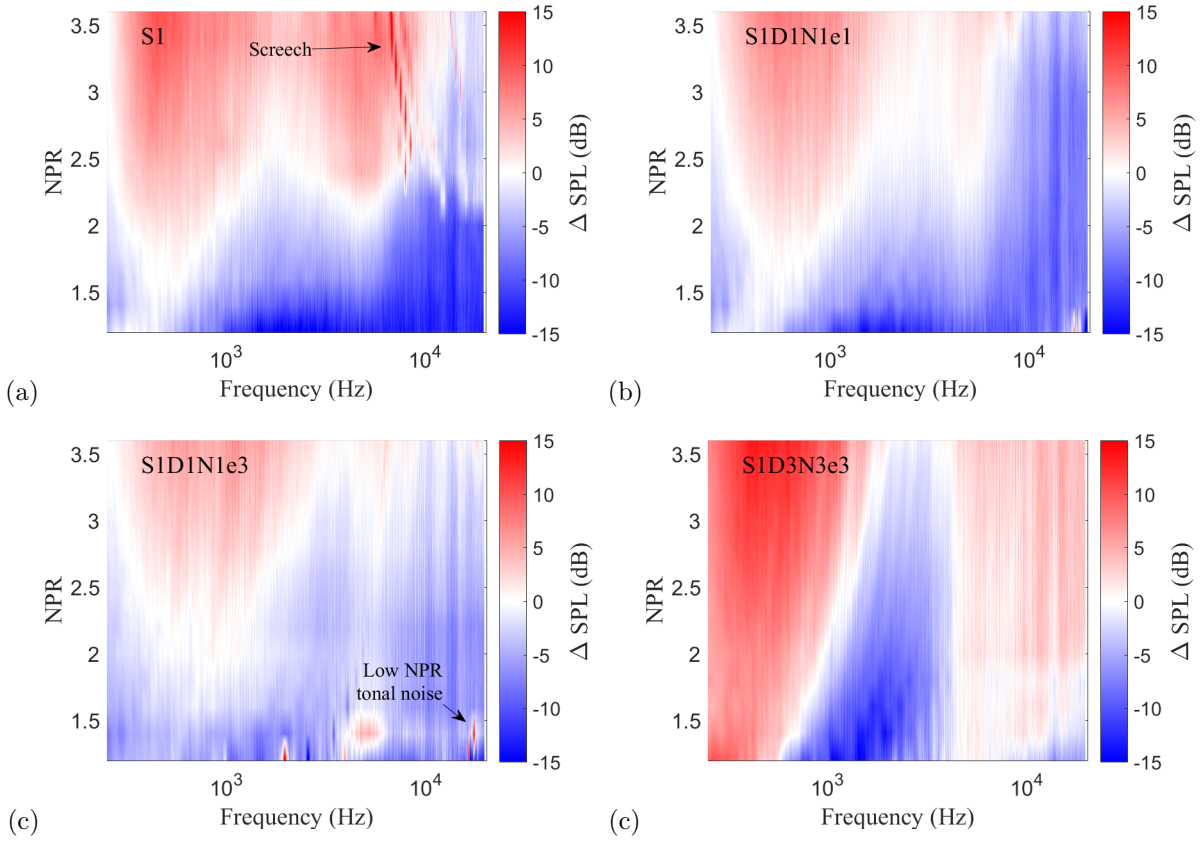


Figure 17: Map of the difference of the noise radiated between WOD and WD configurations at $\theta = 30°$ for: (a) S1, (b) S1D1N1e1, (c) S1D1N1e3 and (d) S1D3N3e3.

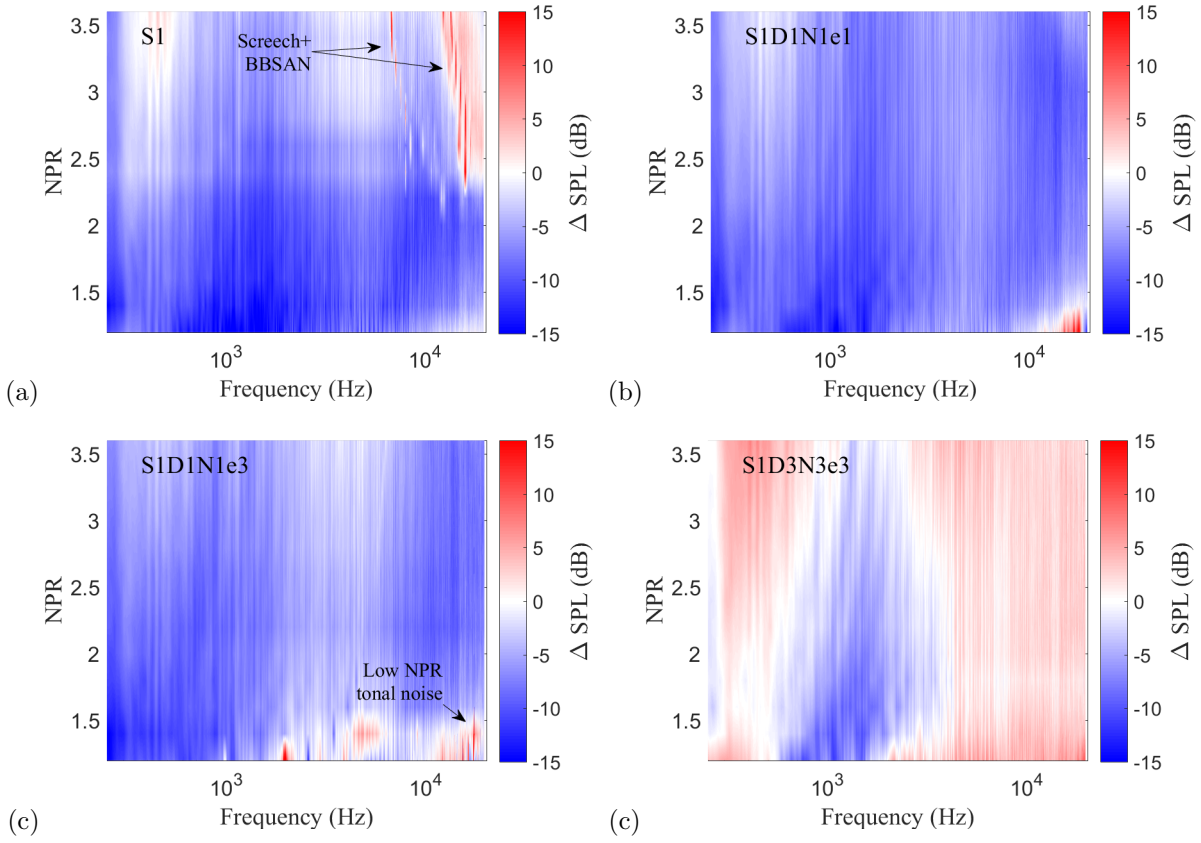


Figure 18: Map of the difference of the noise radiated between WOD and WD configurations at $\theta = 90°$ for: (a) S1, (b) S1D1N1e1, (c) S1D1N1e3 and (d) S1D3N3e3.

To complete the comparison of the acoustic radiation with and without output duct, the maps in Figs. 17 and 18 give the difference ΔSPL of the noise level radiated by the two configurations as a function of the frequency and the operating point for $\Theta = 30°$ and $90°$ respectively. The difference is writes:

$$\Delta SPL = 10 \log \left(Spp_{WOD} / Spp_{WD} \right), \tag{27}$$

where Spp_{WOD} is the Power Spectral Density (PSD) of the acoustic signal measured in the case WOD and Spp_{WD} the PSD of the source in the case WD, obtained from the decomposition algorithm. The red zones thus give the regimes and frequencies for which the configuration WD radiates less than the configuration WOD.

In the downstream direction ($\theta = 30°$), as seen on the previous spectra, for S1 and S1D1N1e1, the configuration WD radiates less than WOD for the lowest NPR. This difference decreases and vanishes for NPR$\simeq$ 2.5. For higher NPR, the configuration WD is less noisy in particular for low and medium frequencies. The high frequency are however always amplified by the duct. Similar results are obtained for perforated plates S1D1N1e3 but with a slightly lower noise reduction for high NPRs. Finally for S1D3N3e3, the noise is significantly reduced by the duct at low and high frequencies for all NPRs whereas it is amplified at medium frequencies as seen on Fig. 17(c). Note that the high frequency tones appearing for diaphragm S1 for supersonic NPRs (NPR$\geqslant$ 2.4) are due to the screech noise associated with the shock identified in the flow in the WOD configuration.

For $\Theta = 90°$, as seen in Fig. 16, the noise in the ducted configuration is significantly increased for all NPRs and all S1, S1D1N1e1 and S1D1N1e3. For the diaphragm S1 at supersonic operating points, the screech is

associated with broadband shock associated noise (BBSAN). For S1D3N3e3, similar results as in the downstream direction are observed: the noise is reduced at low and high frequencies in the ducted configuration while it is amplified at medium frequencies.
In the following subsection, a more precise analysis of the mixing noise from the diaphragms and perforated plates in the presence of the outlet duct is carried out.

6.2. Diaphragms

First of all, we are interested in the diaphragm cases since they are the most commonly used in industry to discharge or expand a pressurized fluid. It has been observed in the previous comparisons that the addition of the output duct modifies the broadband noise level as well as the shape of the spectra. In order to further study this broadband noise, the source function Φ extracted from the decomposition algorithm for the diaphragm S1 at different NPRs is plotted as a function of the Helmholtz number $He = \frac{fD_d}{c_0}$ based on the output duct diameter D_d and sound speed c_0 at the ambient condition in Figs. 19 (a) and (b) for $\Theta = 90°$ and $30°$ respectively. Modifications of the mixing noise can be observed compared to the free jet [1]. Indeed, the mixing noise generated by a free jet is characterized by a single hump which tends to decrease in amplitude and become wider in the downstream directions. This modification of the mixing noise spectra is associated with the dominant radiation of large coherent turbulent structures in the downstream directions and of the fine scale turbulence in the sideline directions. Moreover, for the free jet, the maximum amplitude of the mixing noise is characterized by a fairly constant Strouhal number St based on the jet diameter and velocity approximately equal to 0.2 and 0.3 respectively in the downstream and sideline directions [33, 35, 21, 36]. Although it is less pronounced than in the free jet configuration (Fig. 15 (a)), the shape of the mixing noise spectrum is also modified in the ducted case between $\Theta = 30°$ and $90°$. However the Helmholtz number of the maximum amplitude does not depend on the NPR: its value is typically about 0.25 at $90°$ and 0.33 at $30°$, whereas the associated Strouhal number is of course not constant. In addition a second hump can be recognized at a constant Strouhal number $St \simeq 0.55$ for $\Theta = 90°$ and $30°$ as shown in Figs. 19(c) and (d).

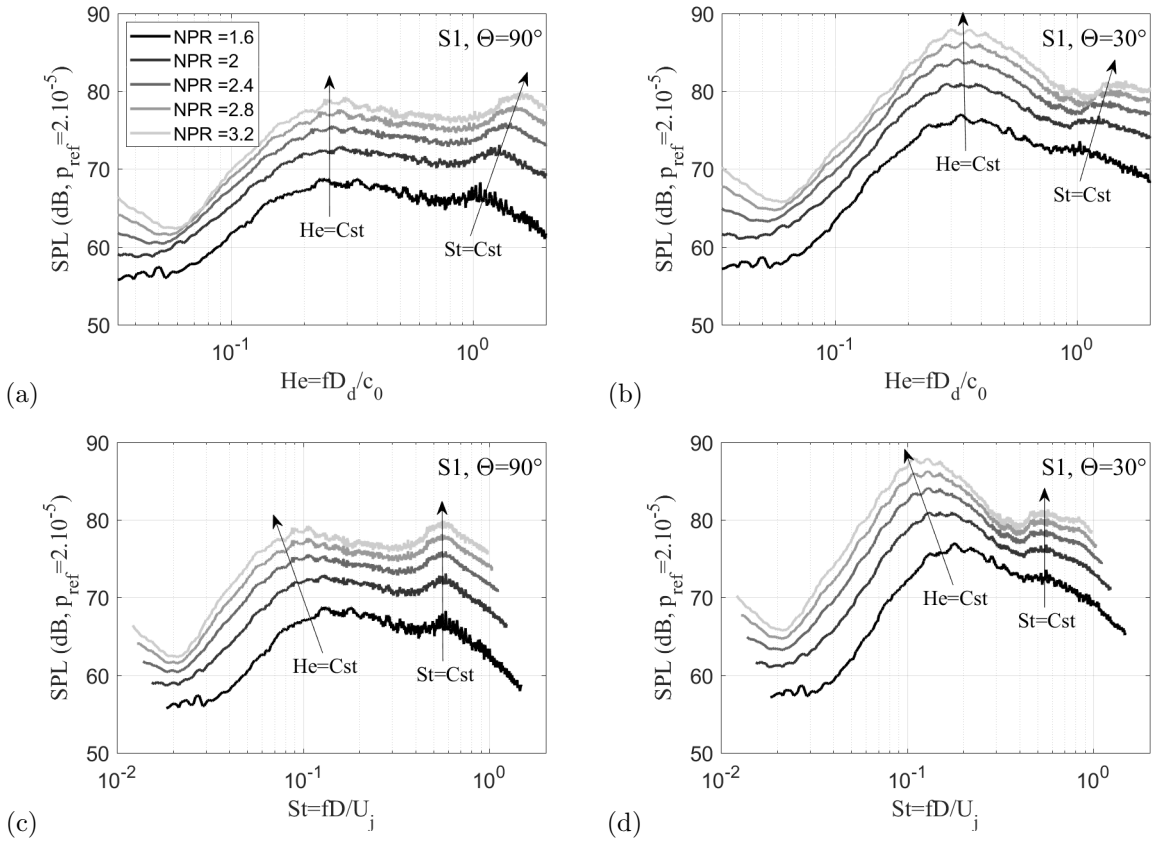


Figure 19: (a), (b) Extracted broadband noise as a function of He for diaphragm S1 at $\Theta = 90°$ and 30° respectively. (c), (d) Extracted broadband noise as a function of St for diaphragm S1 at $\Theta = 90°$ and 30° respectively.

The baseline spectra without decomposition presented in Fig 20 (a), show that the high frequency hump appears for all operating points whereas it can not be distinguished for the subsonic NPR (= 1.6) obtained with the S2 diaphragm (Fig 20 (b)). Obviously several phenomena contribute to this hump. Among these are: broadband shock associated noise (BBSAN), influence of the duct onto the shock cells and propagation effects (duct modes). The decomposition algorithm smooths this hump for supersonic regimes. The slight jump that can be observed at high frequency on the baseline spectra for subsonic NPRs is most likely related to the apparition of the second azimuthal acoustic mode (see Sec. 4) that has not been completely removed by the decomposition algorithm.

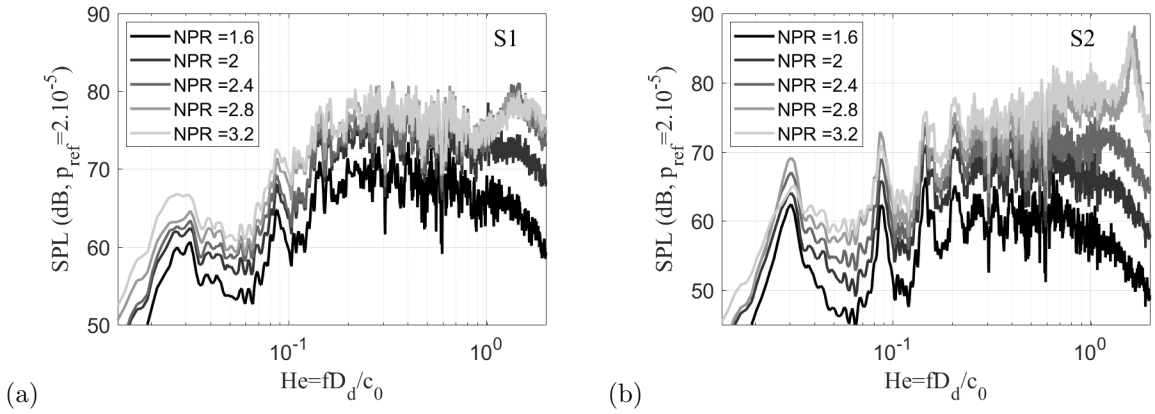


Figure 20: (a), (b): Baseline spectra as a function of He at $\Theta = 90°$ for diaphragms S1 and S2 respectively.

As shown by Lighthill [4], free jet noise evolves according to the eighth power of the jet velocity which is typical of a quadrupolar source (in fact experimental evidence shows that the evolution is closer to U_j^9 in the downtream direction and to $U_j^{7.5}$ in the sideline direction bevause of convection effects [33, 32, 1]). However Davies and Ffowcs-Williams [3] showed that at low frequency, when only the plane mode propagates, a ducted turbulent region rather radiates according to a sixth power law (dipolar source) while at higher frequencies (several passing modes), the duct has less effect on the radiated noise and Lighthill's power law is recovered. This result could explain the variation of the noise level as a function of the NPR and the observation angle between the ducted and free configurations seen in Figs. 15 and 16. In order to determine the power law in the ducted configuration, the maximum amplitude of the leower frequency hump (hereafter referred to as the main hump) is plotted in Fig. 21 for the diaphragm S1 as a function of the perfectly expanded Mach number (Eq. 26). For this diaphragm, the maximum amplitude of the main hump appears at a lower frequency than the cut-on frequency of the first azimutal mode ($f_{c_{1,1}} = 4136$ Hz), which means than only the plane mode propagates. In both directions (30° and 90°) an evolution according to a fifth power law is observed which corresponds to a non-compact dipole and is consistent with Davies and Ffowcs Williams's finding when only the plane mode propagates in the ducted configuration. Note that this power law is determined for a constant frequency or Helmholtz number and not for a constant Strouhal number. This result can also explain the noise level gap between the two configurations observed in Figs. 15 (a) and 16 (a) as a function of the NPR and observation angle. Indeed, for diaphagm S1 and $\Theta = 30°$ the power law of the main hump varies from Uj^9 in the free configuration [1] to U_j^5 in the ducted one, while for $\Theta = 90°$, it varies from $U_j^{7.5}$ to U_j^5.

A similar analysis is now achieved for the smallest diaphragm S2 in Fig. 22. Two humps can be observed as for S1. The maximum amplitude of the low frequency hump does not vary with frequency when the NPR increases. Again it does not appear for a constant Strouhal number based on the jet velocity as it does for the free jet but for a constant Helmholtz number based on duct diameter ($He \simeq 0.28$ at 90° and 0.34 at 30°). For this diaphragm as well, a high frequency, constant Strouhal hump appears around $St \sim 0.35$) at supersonic NPRs in the far-field spectra(Fig. 20 (b)) and Fig 22 (broadband noise extractions). This hump is probably due to several contributions (BBSAN and duct propagation effects); however, the aerodynamic flow duct interactions are likely to be much weaker in this case that in the S1 case, since the diameter of the diaphragm S2 is almost 4 times smaller than the duct diameter.

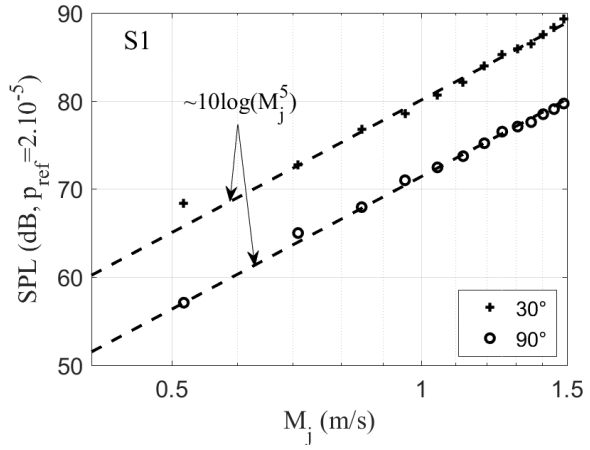


Figure 21: Evolution of the amplitude of the maximum of the low-frequency hump as a function of the operating point for diaphragm S1.

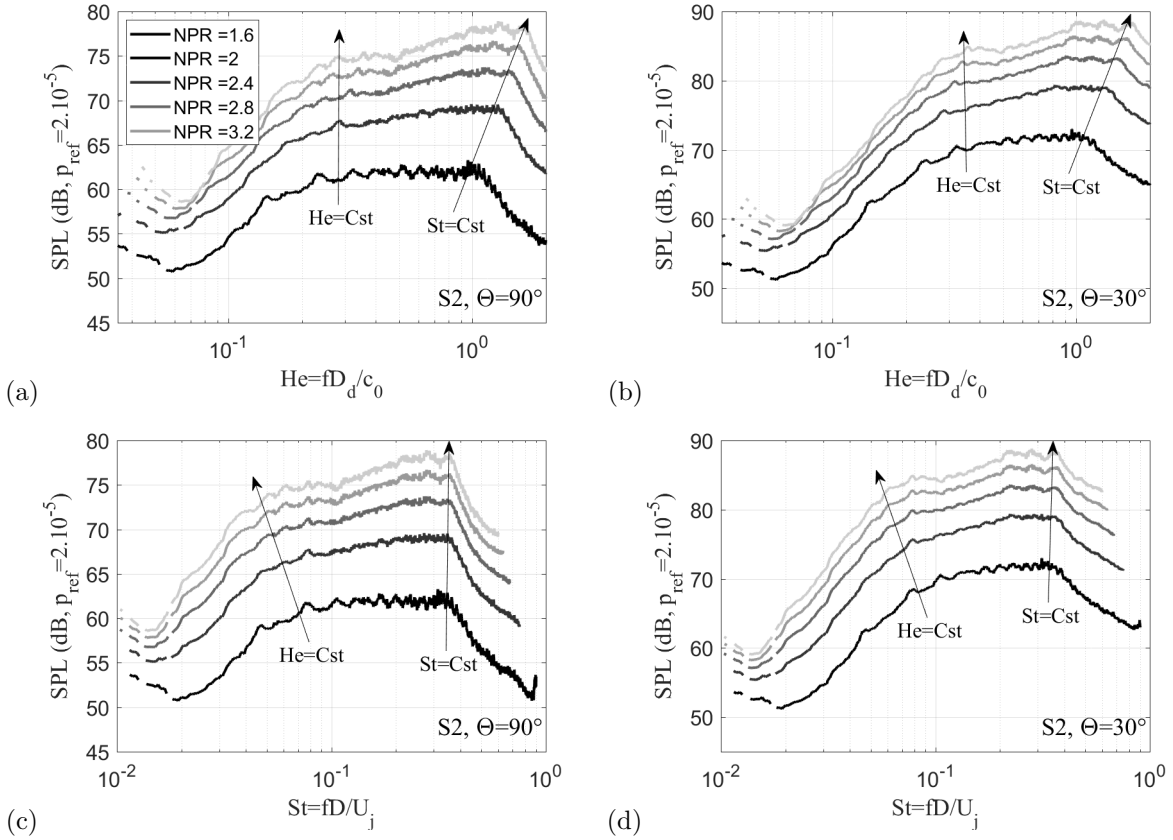


Figure 22: (a), (b) Extracted broadband noise as a function of He for diaphragm S2 at $\Theta = 90°$ and 30° respectively. (c), (d) Extracted broadband noise as a function of St for diaphragm S2 at $\Theta = 90°$ and 30° respectively.

Fig. 23 shows the maximum amplitude of the low frequency hump. As for the $S1$ diaphragm, this hump

also appears below the cut-on frequency of the first azimutal mode so that only the plane mode propagates. The amplitude grows with the 6.5th power of the perfectly expanded Mach number, which again is consistent with the prediction of Davies and Ffowcs Williams [3].

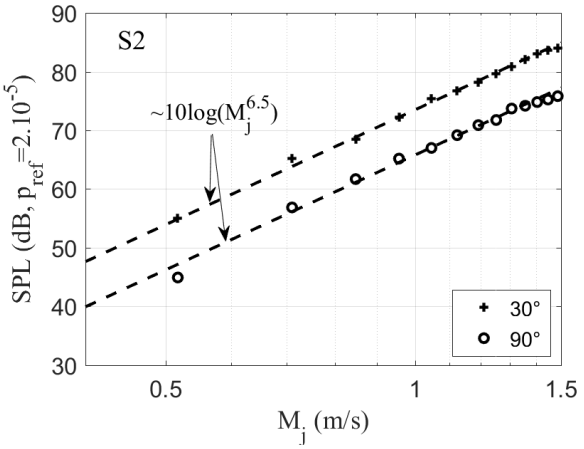


Figure 23: Evolution of the maximum amplitude of the low frequency hump as a function of the operating point for diaphragm S2.

6.3. Perforated plates

Fig. 24 shows the broadband noise spectra for S1D1N1e1 and S1D2N2e3 at different operating points and at $\Theta = 30°$ and 90°. As in the free case [1], the dual hump characteristic of the perforated plate mixing noise appears. Indeed, unlike the diaphragm cases, the high frequency hump clearly appears for all NPRs and is thus not caused by shock noise, as shown in Fig. 4. However the variation of the hump level and frequency range are a little bit different compared with the free configuration. Indeed, as for the diaphragms, the frequency at which the low frequency hump maximum amplitude appears does not significantly depend on the NPR ($\Theta = 30°$: $He \simeq 0.34$ for S1D1N1e1 and 0.29 for S1D3N3e3) while the maximum of the high frequency hump is obtained for an approximately constant Strouhal number based on the perfectly expanded jet velocity and perforation diameter ($St \simeq 0.22$ for S1D1N1e1 and 0.23 for S1D3N3e3). The latter result is consistent with the assumption that the high frequency hump is generated by the mixing of the small jets exiting from the perforations of the plate.

As was done in the WOD case [1], the evolution of the far-field sound as a function of perforated plate geometry is studied in Fig. 25 for NPR= 2 and $\Theta = 30°$. All the perforated plates presented in these spectra have the same geometrical cross-section but various perforation diameters and spacings.
On Figs. 25 (a) and (c) the mixing noise for perforated plates with similar cross-section S, perforation diameter D and number N but different perforation spacing e is plotted against the helmholtz number. Again, significant modifications can be observed in the ducted configuration compared with the free one. In the free jet configuration, it was found that increasing e (Fig 6 in[1]) increases the amplitude of the high frequency hump (merging hump) and reduces the amplitude and the frequency of the low frequency hump (post-merging hump). Indeed, as explained in [1], this is due to the fact that the small jets behave more as independent small jets if their spacing increases whereas their merger is shifted downstream; therefore the resulting large jet is wider and its mixing weaker when the perforations spacing increases. In the present ducted configuration, the low frequency hump is considerably reduced. This decrease is even more important when the diameter of the perforations is reduced (S1D3N3e1-3). The ratio e/D therefore seems to be the important parameter determining the level of the low frequency hump. In order to validate this assumption, the evolution of the amplitude of the low frequency hump maximum (SPL_{max}) is plotted as a function of e/D in Fig. 26 (a) for all tested perforated plates with similar geometrical cross-section S1 and for different

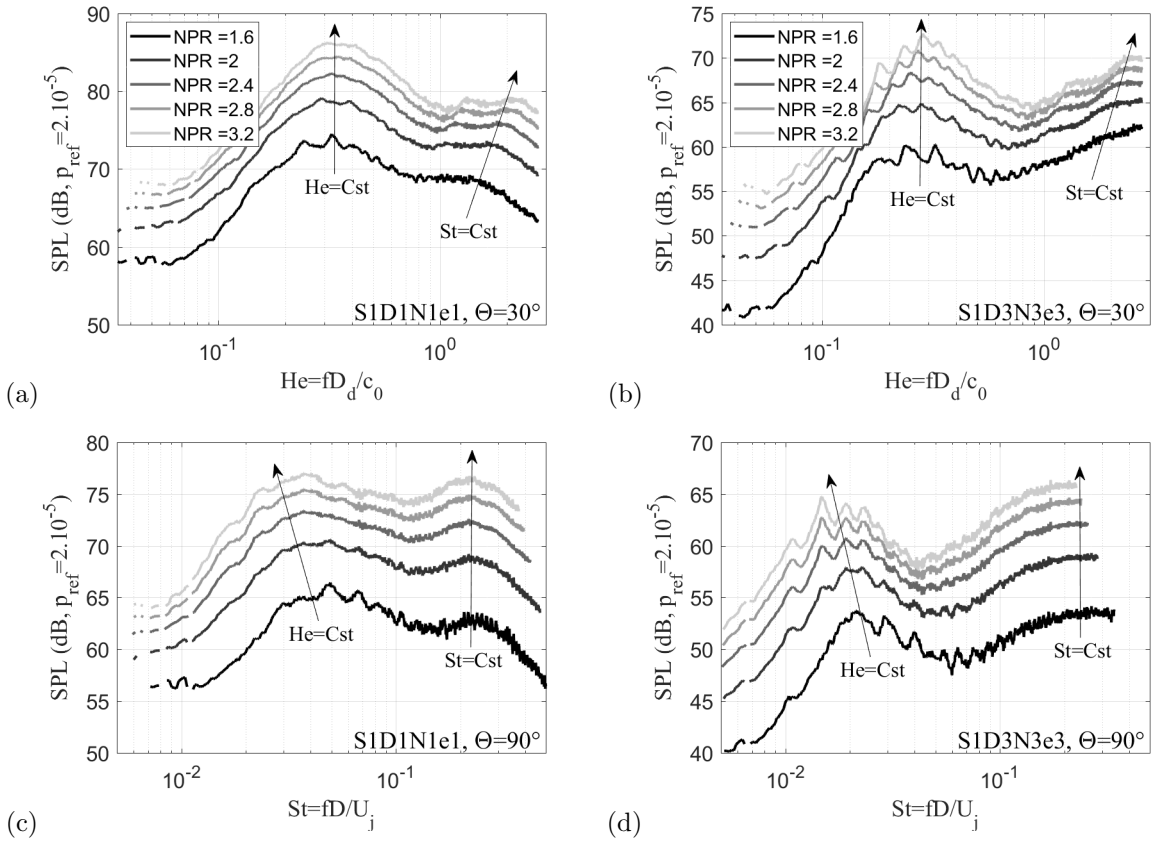


Figure 24: Extracted broadband noise as a function of He at $\Theta = 30°$ for perforated plates S1D1N1e1 (a) and S1D3N3e3 (b). Extracted broadband noise as a function of St at $\Theta = 90°$ for perforated plates S1D1N1e1 (c) and S1D3N3e3 (d).

NPRs. The maximum amplitude of the low frequency hump varies linearly with the ratio e/D for all NPRs. The slope is approximately -14.3 dB per unit e/D for the configurations with an overall cross-section S1. The y-intercept however increases with the operation point (NPR). Its evolution in Fig. 26 (b) follows a power law of M_j given by: $10\log(KM_j^{6.5})$ with $K = 7.1 \times 10^7$ for the present configurations. The Mach number exponent 6.5 yielding the acoustic level of the low frequency hump is again consistent with the work of Davies and Ffowcs Williams [3]. Indeed, for the present duct geometry, this hump appears below the first azimuthal duct mode (see Sec. 4). Note that this power law is defined for a constant Helmholtz number but not a constant Strouhal number. Finally by combining these two results, it is possible to determine a global empirical law predicting the maximum amplitude of the low frequency hump for all the present perforated plates with cross-section S1 and all operating points at $\Theta = 30°$. To do so, the maximum amplitude of the low frequency hump is normalized by the previously determined power law (SPL_{norm}) *i.e.*: $SPL_{norm} = SPL_{max} - 10\log(KM_j^{6.5})$. The results are synthesized on Fig. 26 (c) into a single linear normalized maximum amplitude according to the following law:

$$SPL_{norm}(dB) = -14.3e/D. \tag{28}$$

Still increasing the perforation spacing for a constant diameter (Figs 25(a) and (c), we can also notice that unlike in the WOD case [1], the frequency of the maximum of the low frequency hump does not vary. This suggests that a constant dimension governs this positioning for the perforated plates S1D1N1e1-3 but also S1D3N3e1-3. The geometrical parameters of these plates being very different (diameter, perforation spacing), it can be expected that the common dimension is the size of the outlet duct. Indeed, the output

duct will limit the development of the downstream jet formed by the merger of all the micro-jets and that is responsible for the low frequency hump as in the free configuration [1]. The high frequency hump however is less affected by the increase of the perforation spacing as shown on Fig. 25 (a) and (c). For perforated plates S1D1N1e1-3, the level of this hump is maintained while for S1D3N3e1-3, only a slight reduction can be observed. The flow mixing at the exit of the perforated plates is significantly influenced by the duct as it bounds the mixing within the duct section.

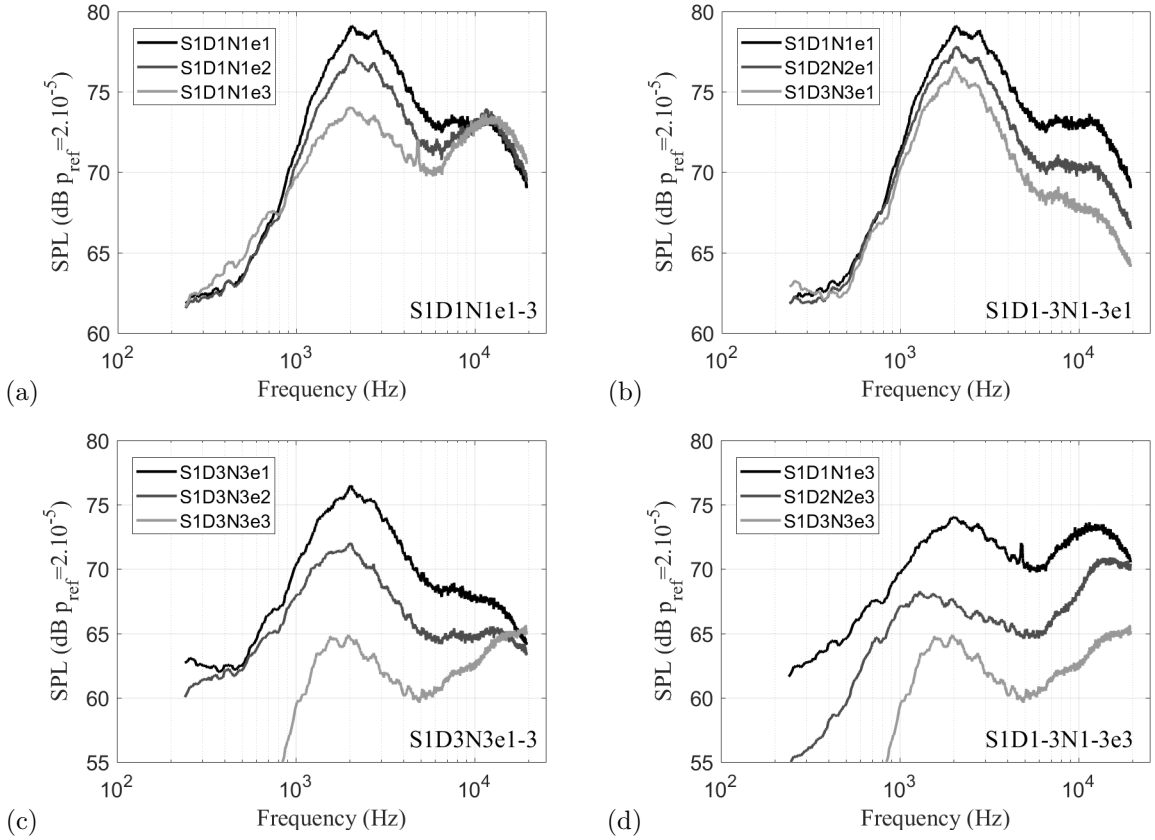


Figure 25: Extracted broadband noise as a function of perforated plate geometric parameters at $\Theta = 30°$ and NPR= 2 for: (a),(c): perforated plates with different perforation spacing, S1D1N1e1-3 and S1D3N3e1-3 respectively; (b), (d): perforated plates with different perforation diameter and number, S1D1-3N1-3e1 and S1D1-3N1-3e3 respectively.

By now decreasing the perforation diameter D and increasing the perforation number N (to maintain a constant cross-section) for a constant perforation spacing e (Figs 25 (b) and (d)), a reduction of the two hump levels can again be observed but this time in a uniform way for both humps. In fact, the reduction of D and the increase of N for a constant e only reduces the overall level of the radiated spectrum.

At first glance, for the above mentioned reasons, the peak frequency of the low frequency hump remains fairly constant, except for S1D2N2e3 that is shifted to lower frequencies. So far, no explanation has been found for this particular shift that requires additional flow measurements and visualizations. As for the high frequency hump, two behaviours can be observed depending on the spacing. For large spacings ($e3$), the peak frequency of the high frequency hump decreases when the perforation diameter increases, which is consistent with jet noise theory applied to each individual perforation. Conversely, for small spacing ($e1$), the peak frequency remains fairly constant when the perforation diameter varies, which is surprising as it apparently contradicts classical jet noise results. Although no firm scenario has been found to explain this observation, it is very likely that the shear layers of neighbouring "jetlets" interact strongly enough to

rule out the isolated jet mixing mechanisms: thus the frequency would rather scale with $e1$ than with the jetlet diameters $D(1..3)$ when the spacing is very small compared to the diameters. Thus the frequency dependence of the high frequency hump would be a governed by the parameter e/D.

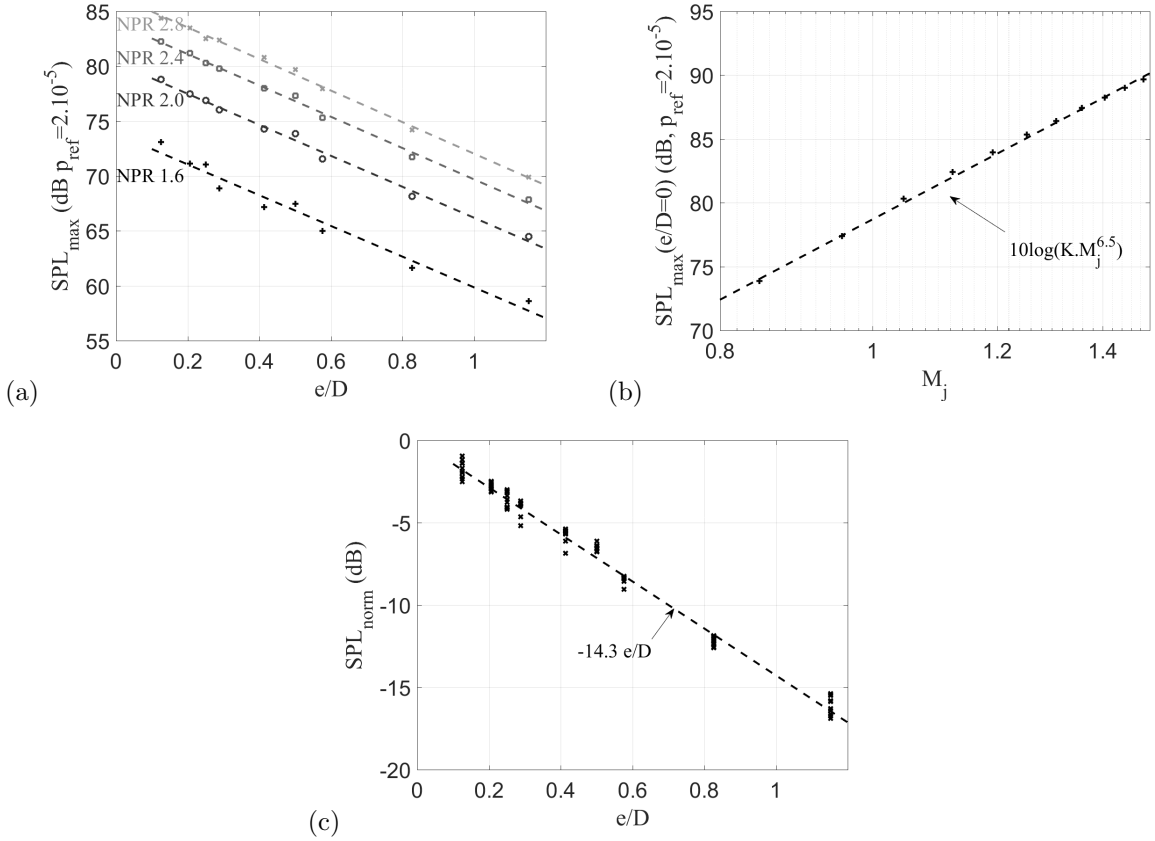


Figure 26: (a) Evolution of the low frequency hump maximum amplitude as a function of the ratio e/D for all perforated plates with cross-section S1. (b): Evolution of the low frequency hump maximum amplitude as a function of the perfectly expanded Mach number for all perforated plates with cross-section S1. (c) Global evolution of the maximum amplitude of the low frequency hump normalized by the perfectly expanded Mach number as a function of the ratio e/D for all perforated plates with cross-section S1.

The above described comparisons of constant cross-section perforated plates show a variety of radiated sound levels. Therefore the aerodynamic performance of these various perforated plates is analysed in order to find out if the observed sound level reductions are only due to a modification of the mixing or if they may also be due to a flow rate reduction. In order to study the mass flow rate q_m, the velocity profile across the output duct exit is plotted in Fig. 27 for three perforated plates with constant geometrical cross section and constant spacing. These velocity profiles have been measured using a Pitot tube associated with a Micromanometer Furness FCO510. The velocity profiles obtained with the three perforated plates are quite similar except for a slight asymmetry of the profile for S1D3N3e1. Assuming now an axisymmetric velocity profile over the output duct, it is possible to calculate the mass flow rate for these three perforated plates by integrating the previous velocity profiles with the following relationship:

$$q_m = \rho_\infty \pi \int_{-R}^{R} U(r) r dr, \tag{29}$$

where ρ_∞ is the ambient air density. For NPR= 2, the calculated mass flow rates are then 0.1659 kg/s, 0.1643 kg/s and 0.1670 kg/s for S1D1N1e1, S1D2N2e1 and S1D3N3e1 respectively. The differences in the

calculated mass flow rate being less than 1% of the average one, it can be concluded that the aerodynamic performances are too small to significantly influence the radiated sound level. Thanks to these results, it therefore seems interesting for a given mass-flow rate to increase the ratio e/D in order to reduce mixing noise sound level.

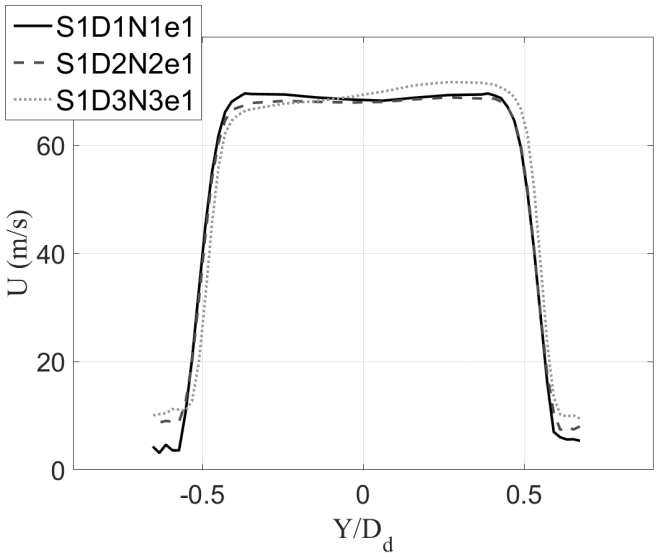


Figure 27: Comparison of the mean velocity profile at NPR= 2 for perforated plates S1D1N1e1, S1D2N2e1 and S1D3N3e1.

7. Study of the shock noise

Finally, the last radiation that remains to be studied is the strong low frequency tones appearing at supersonic operating points for the largest diaphragm (Fig. 15 (d)) and perforated plates. For these configurations, the far-field acoustic spectra are not strongly influenced by oscillations caused by acoustic propagation in the duct and therefore can be analysed directly.
The bicoherence study (Fig. 5) showed that the tonal noise that appear on diaphragm S3 for $2.4 \leq NPR \leq 3.4$ as well as on perforated plates S3D2N3e1 ($3 \leq NPR \leq 3.4$) and S4D4N4e ($2.4 \leq NPR \leq 2.6$) is not generated by the same phenomena as the oscillations previously studied (acoustic resonances).
Several studies have already been conducted both numerically and experimentally on the aeroacoustic phenomena that appear when a transonic flow passes through a sudden duct section expansion [8, 9, 6, 7, 37]. As a function of the NPR, they have shown the emergence of different regimes that may be responsible for a significant acoustic radiation. Similar phenomena can occur in the present configurations.

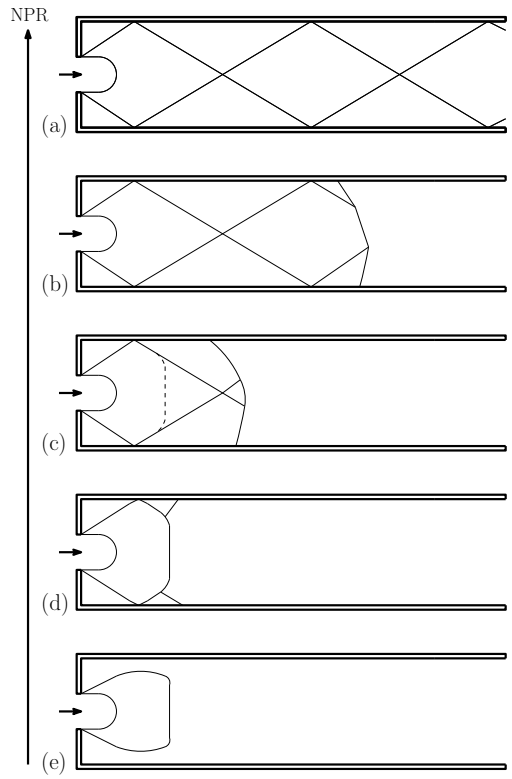


Figure 28: Sketch of the different aerodynamic regimes appearing downtream of a sudden section expansion in the case of a rectangular duct according to Anderson *et al.* [7].

In the case of a duct with a rectangular cross-section, Anderson *et al.* [7] observed for the highest NPR, the appearance of a series of oblique shock cells along the entire length of the output duct following the sudden expansion (Fig. 28 (a)). This flow pattern is stable. As the NPR decreases, this oblique shock pattern is shortens and the downstream end of the shock cells comes closer to the plate. The behaviour then becomes unstable due to the distortion of the shock-wave pattern, thus generating random pressure oscillations at the outlet of the duct (Fig. 28 (b)). By further reducing the NPR, the flow becomes again unstaible as it transitions from oblique shocks to a single normal shock (Fig. 28 (c)). Indeed during a cycle of this oscillating regime, the shock structure swithces between oblique and normal patterns. When the NPR is reduced again, the regime becomes stable with a single normal shock at the exit of the expansion (Fig. 28 (d)). This shock reaches the walls of the outlet duct so that, in the same way as for the previous cases, supersonic flow regions are attached to the duct walls and no acoustic disturbance can reach the upstream corners. However, if the pressure ratio is futher reduced, the intensity of the normal shock decreases and the shock no longer reaches the duct walls (Fig. 28 (e)). As a result, the flow becomes subsonic in the duct boundary layers and upstream of the shock between the core flow boundaries and the walls, allowing acoustic waves to travel in the upstream direction to the perforated plate. Since the normal shock oscillates, strong pressure oscillations can appear at the corners of the expansion that are no longer dead zones and generate an unstable regime called "base pressure oscillations". This regime can also appear in the case of a cylindrical duct [6, 7]. The self-exciting mechanism of these base pressure oscillations is irregular but can sometimes be locked on the longitudinal resonance frequencies of the outlet duct creating a strong coupling and generating powerful sound waves. This might explain the strong tones that appear for the diaphragm S3 as well as for the perforated plates S3D2N3e1 and S4D4N4a4 at high NPRs which compare with the lower NPRs of [7].
This phenomenon has also been addressed numerically by Emmert *et al.* [37] who showed that the funda-

mental frequency of this noise mechanism is locked on the first longitudinal resonance of the output duct while other radiated frequencies are harmonics of this fundamental frequency. As in Sec. 4, this first longitudinal frequency can be approximated by considering a 1D open-ended duct of length $L' = L + \delta$. Again, no flow will be considered in the outlet duct for this prediction. A comparison between the tones measured experimentally and the predicted frequencies is given in Fig. 29. The calculated fundamental frequency is given by the black solid lines and harmonics by the black dash lines.

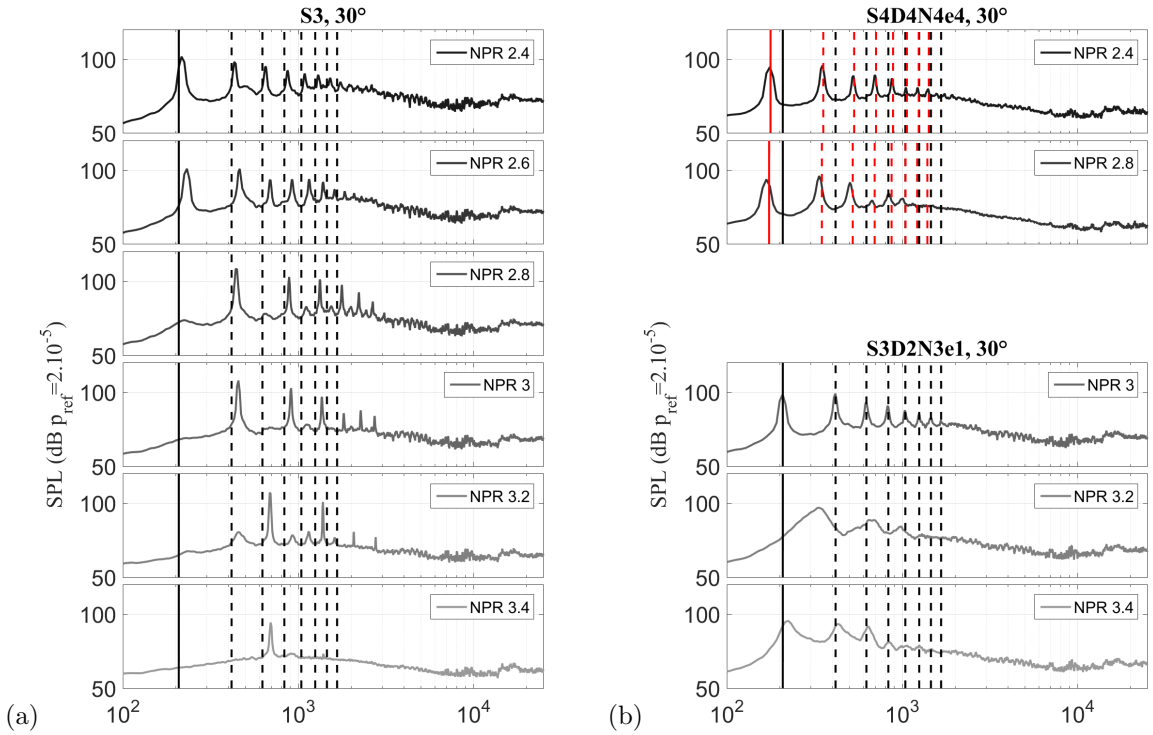


Figure 29: Comparison of the far-field acoustic measurements with the predicted frequencies of the base pressure oscillations at $\Theta = 30°$ for: (a) diaphagm S1 and (b) perforated plates S4D4N4e4 and S3D2N3e1.

A good agreement can be observed between the predicted frequencies and the measured tones in particular for the diaphragm and the perforated plate with cross section S3. Minor differences appear depending on the operating point. This suggests that the frequency locking of the coupling strongly depends on the aerodynamic field in the duct. For the perforated plate S4D4N4e4, considerable differences between the prediction and tones can be noted. These differences can be explained by the size of this plate. Indeed as given in Tab. 1, the diameter of the perforation circumscribed circle for this perforated plate is equal to the diameter of the output duct which means that the mean flow is almost uniform in the whole section of the output duct and the boundary layers are very thin. Therefore, the mean flow should possibly be accounted for in this configuration. By considering a perfectly expanded jet, the mean Mach number of the jet exiting from the perforated plate is again approximated from the NPR by using the isentropic relation, Eq. (26). By now assuming the density and sound speed to be constant throughout the flow, the mean Mach number in the output duct M_x can be derived from the conservation of mass:

$$M_x = \frac{S}{S_d} M_j. \tag{30}$$

For S4D4N4a4, the corrected fundamental frequency by considering a mean flow is shown by the red line and the harmonics by the red dash lines in Fig.29 (b). This correction shifts the prediction to lower frequencies,

thus providing an accurate estimate of the resonance frequencies. This shows that when the perforated plate or diaphragm size is almost equal to the output duct, the dead zones of the flow are small and the waves propagate through the core flow. The prediction of the longitudinal resonance frequencies must therefore take into account this mean flow. However, this approach provides poorer results for smaller cross-section as those of the S3 based plates, which can be explained by the fact that the flow is not anymore uniform across the duct.
Moreover, for diaphragm S3, when the NPR increases only one harmonic out of two or three contributes to the sound and the fundamental frequency is not detectable in the far-field spectrum. A similar phenomenon as the overblowing observed for wind instruments might explain this a behaviour.

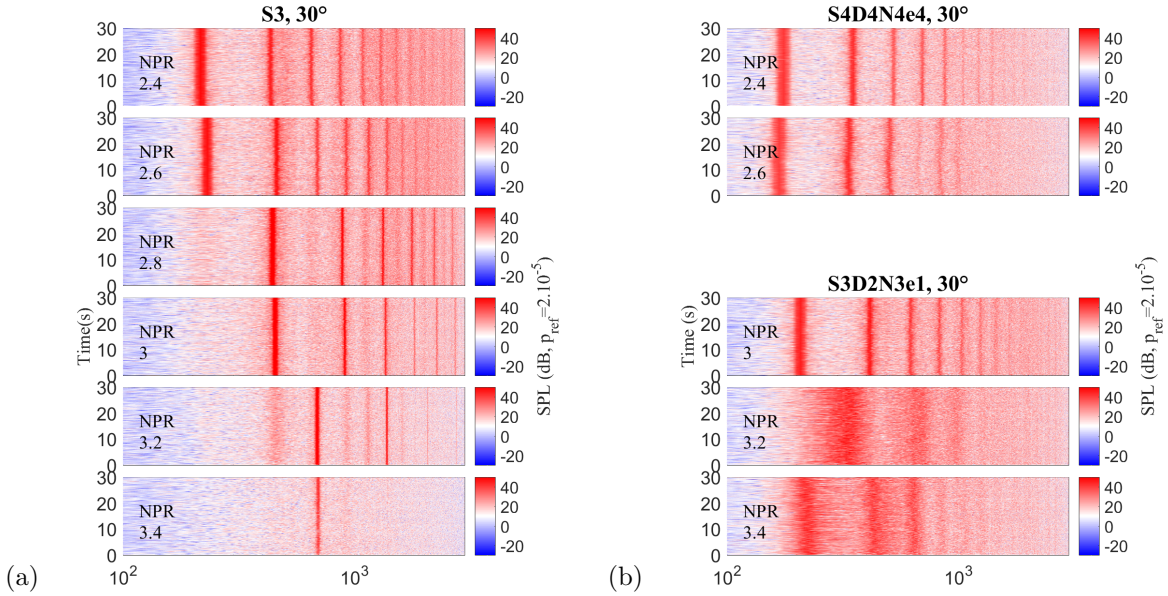


Figure 30: Spectrograms of the acoustic signal for the base pressure oscillations regime at $\Theta = 30°$ for: (a) diaphagm S1 and (b) perforated plates S4D4N4e4 and S3D2N3e1.

In order to analyse the temporal stability of this radiation, the spectrogram is plotted for each configuration in Fig. 30. Over the entire acoustic signal (30 s) a perfect stability of the phenomenon can be observed. It seems then that when the operating point is fixed and stable, the first longitudinal resonances seem to be very stable despite the strong sensitivity of this phenomenon to the flow field in the output duct.

Spectra obtained for the three configurations are plotted on Fig.31 at high NPR. All tones as well as oscillations due to the longitudinal resonances are totally suppressed. According to the regimes introduced in Fig 28, it can be inferred that the normal shock has an increased intensity and reaches the duct walls. Supersonic regions are then attached to the duct walls and the longitudinal resonances can no longer be established in the entire duct length, suppressing the oscillations and tones in the spectra.

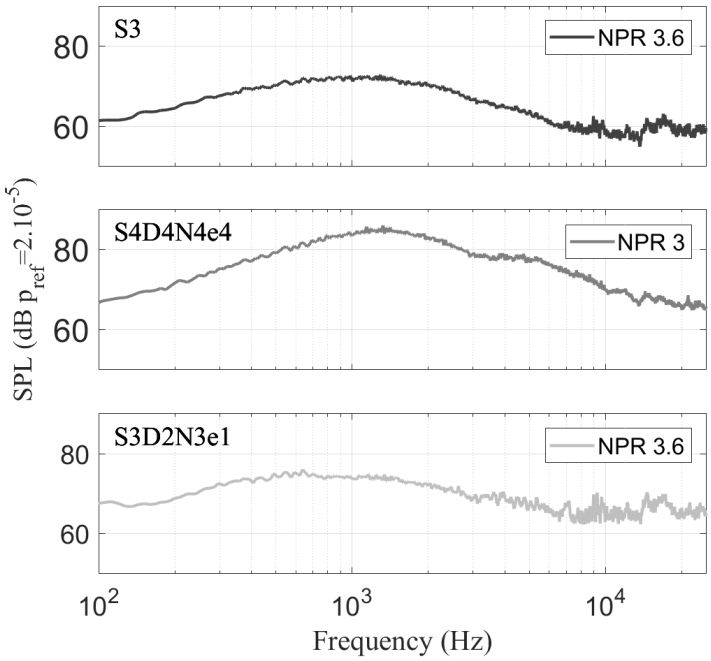


Figure 31: Far-field acoustic spectra when at high NPR in the downstream direction $\Theta = 30°$ for S3, S4D4N4e4 and S3D2N3e1. There are no longitudinal modes in these regimes.

8. Conclusion

An experimental study of the noise generated by a ducted air flow discharge through diaphragms and perforated plates has been conducted. Compared to the noise radiated by the same discharge in a free environment [2, 1], the discharge in a duct significantly modifies the sound generation and propagation.
First, the sound propagation in the output duct is responsible for various oscilaltions and jumps in the spectra due to longitudinal resonances and duct modes respectively. The flow intensity is shown to have a significant effect onto the resonance intensities but not clearly onto their frequencies. The mixing noise caused by the shear layers of the jets issuing from the perforated plates is also strongly modified. Indeed the level of the mixing noise depends on the NPR beacause the power law is modified when only the plane mode propagates though the output duct (dipolar source [3]). The frequency characteristics of the mixing noise are also modified. For both perforated plates and diaphragms the maximum amplitude of the dominant hump (low frequency one) appears at a constant Helmholtz number based on the output duct diameter and not a constant Strouhal number as in the free configuration. For perforated plates, the level of this main hump is shown to vary linearly with the ratio of the perforation spacing to the perforation diameter. Conversely, the high frequency hump level is less affected by the modification of the perforation spacing compared with the free-field cases. The maximum of this hump has a constant Strouhal number ($St \simeq 0.2$). For diaphragms, at supersonic operating points, the screech radiation observed in the free-field case is suppressed but broadband shock associated noise remains in the high frequency range.
In addition, strong low frequency tones are found at high NPRs for the diaphragms and perforated plates with the largest cross-sections. These tones are related to a coupling between oscillations of the normal shock generated by the imperfectly expanded jet issuing from the plates and longitudinal acoustic resonances.
Finally an application of the decomposition technique proposed by Stephens and Morris [29] and extended by Pasco and Moreau [30] has been applied to the confined jets encountered in the present study, which

has allowed to successfully separate the oscillations due to the duct propagation effects from aerodynamic source, the mixing noise which is mainly the jet mixing noise in the present case.

Acknowledgements

This work was performed within the framework of the Labex CeLyA of the Université de Lyon, within the programme "Investissements d'Avenir" (ANR-10- LABX-0060/ANR-11-IDEX-0007) operated by the French National Research Agency (ANR) and is also supported by the industrial Chair ADOPSYS co-financed by Safran Aircraft Engines and the ANR (ANR-13-CHIN-0001-01). Authors also acknowledge Prof M. Roger and Dr Y. Pasco for fruitful discussions.

[1] P. Laffay, S. Moreau, M. Jacob, J. Regnard, Experimental study of the noise radiated by an air flow discharge through diaphragms and perforated plates, J. Sound Vib. 434 (2018) 144–165.
[2] P. Laffay, M. Jacob, S. Moreau, J. Regnard, Experimental investigation of transient bleed vavlve noise, in: 23nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Denver, CO, USA, 2017.
[3] H. Davies, J. F. Williams, Aerodynamic sound generation in a pipe, J. Fluid Mech. 32 (4) (1968) 765–778.
[4] M. Lighthill, On sound generated aerodynamically. I. General theory, Proceedings of the Royal Society of London 211 (1107) (1952) 564–587.
[5] M. Lighthill, On the sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound, Proceedings of the Royal Socieaty of London 222 (1148) (1954) 1–32.
[6] J. Anderson, T. Williams, Base pressure and noise produced by the abrupt expansion of air in a cylindrical duct, J. Mechanical Engineering Science 10 (3) (1968) 262–268.
[7] J. Anderson, W. Jungowski, W. Hiller, G. Meier, Flow oscillation in a duct with a rectangular cross-section, J. Fluid Mech. 79 (4) (1977) 769–784.
[8] G. Meier, G. Grabitz, W. Jungowski, K. Witczak, J. Anderson, Oscillations of the supersonic flow downstream of an abrupt increase in duct cross section, AIAA Journal 18 (4) (1980) 394–395.
[9] G. Meier, P. Szumowski, W. Selerowicz, Self-excited oscillations in internal transonic flows, Prog. Aerospace Sci. 27 (1990) 145–200.
[10] P. Laffay, M. Jacob, S. Moreau, J. Regnard, Experimental investigation of the acoustic role of the output duct in the discharge of a high pressure flow through diaphagms and perforated plates, in: 24nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, USA, 2018.
[11] C. Tam, M. Golebiowski, J. Seiner, On the two Components of Turbulent Mixing Noise from Supersonic Jets, in: 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, State Collage, PA, USA, 1996.
[12] J. Atvars, C. Wright, C. Simcox, Supersonic jet noise suppression with multitube nozzle/ejectors, in: 2nd AIAA Aeroacoustics Conference, Hampton, VA, USA, 1975.
[13] J. Atvars, G. Paynter, D. Walker, C. Wintermeyer, Development of acoustically lined ejector technology for multitube jet noise suppressor nozzles by model and engine tests over a wide range of jet pressure ratios and temperatures, NASA Contractor Report NASA CR-2382 (1974) 1–338.
[14] D. Regan, W. Meecham, Multitube turbojet noise-suppression studies using crosscorrelation techniques, J. Acous. Soc. Am. 63 (6) (1978) 1753–1767.
[15] W. Meecham, D. Regan, Cross-correlation of noise produced inside a hot turbojet exhaust with and without suppression, in: 2nd AIAA Aeroacoustics Conference, Hampton, VA, USA, 1975.
[16] U. Ingard, V. Singhal, Effect of flow on the acoustic resonances of an open-ended duct, J. Acous. Soc. Am. 58 (4) (1975) 788–793.
[17] M. Harper-Bourne, M. Fisher, The noise from shock waves in supersonic jets, AGARD CP 131 19 (1973) 1–14.
[18] C. Tam, H. Tanna, Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles, J. Sound Vib. 81 (3) (1982) 337–358.
[19] C. Tam, J. Seiner, J. Yu, Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones, J. Sound Vib. 110 (2) (1986) 309–321.
[20] C. Bogey, C. Bailly, An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure fields of subsonic jets, J. Fluid. Mech. 583 (2007) 71–97.
[21] C. Tam, K. Viswanathan, K. Ahuja, J. Panda, The sources of jet noise: experimental evidence, J. Fluid. Mech. 615 (2008) 253–292.
[22] Y. Druon, Étude de la propagation guidée et du rayonnment acoustiques par les conduits d'jection de turboracteur (Study of the acoustic propagation and radiation from turbomachinery exhaust ducts analytical and numerical modelling), Ph.D. thesis, École Centrale de Lyon (2006).
[23] S. Rienstra, A. Hirshberg, An introduction to acoustics, in: Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, Netherlands, 2004.
[24] S. Rienstra, A. Hirshberg, Fundamentals of duct acoustics, in: Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, Netherlands, 2009.
[25] H. Levine, J. Schwinger, On the radiation of sound from an unflanged circular pipe, Physical review 73 (4) (1948) 383–406.
[26] V. Phong, D. Papamoschou, Acoustic transmission loss of perforated plates, in: 33rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, CO, USA, 2012.
[27] K. Chen, Study on the acoustic transmission loss of a rigid perfroated screen, Applied acoustics 47 (4) (1996) 303–318.
[28] T. Melling, The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels, J. Sound Vib. 29 (1) (1973) 1–65.
[29] S. Stephens, S. Morris, A method for quantifying the acoustic transfer function of a ducted rotor, J. Sound Vib. 313 (2008) 97–112.
[30] Y. Pasco, S. Moreau, Sound radiation of a smoke-removal fan, in: Fan 2018, Darmstadt, Germany, April 2018.
[31] Z. Zhang, L. Mongeau, S. Frankel, Broadband sound generation by confined turbulent jets, Journal of the Acoustical Society of America 112 (2) (2002) 677–689.
[32] H. Tanna, An experimenatl study of jet mixing noise part 1: Turbulence mixing noise, J. Sound Vib. 50 (3) (1977) 405–428.
[33] C. Bogey, S. Barré, V. Fleury, C. Bailly, D. Juvé, Experimental study of the spectral properties of near-field and far-field jet noise, Int. J. of Aeroacoustics 6 (2) (2007) 73–92.
[34] A. Lafitte, Prédiction de l'aéroacoustique de jets subsoniques confinés à l'aide d'une méthode stochastique de génération de la turbulence (Prediction of confined jet noise relying on a stochastic turbulence generation method), Ph.D. thesis,

École Centrale de Lyon (2012).
[35] C. Bailly, C. Bogey, O. Marsden, T. Castelain, Subsonic and supersonic jet mixing noise, VKI Lecture Series 2016-04 (2016) 1–62.
[36] J. Panda, R. Seasholtz, Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise, J. Fluid. Mech. 550 (2002) 91–130.
[37] T. Emmert, P. Lafon, C. Bailly, Numerical study of self-induced transonic flow oscillations behind a sudden duct enlargement, Physics of fluids 21.

ANNEXE

C

ÉTUDE DU BRUIT TONAL SUBSONIQUE

Dans cette annexe, on s'intéresse au bruit tonal apparaissant sur les plus petits diaphragmes S0 et S2 ainsi que sur la majorité des plaques perforées aux plus bas points de fonctionnement subsoniques. Cette composante de bruit a été observée pour les deux configurations libre et confinée. Afin de tenter d'analyser la source de ce rayonnement, des mesures acoustiques et Schlieren supplémentaires ont été réalisées pour la configuration S0 à des NPR allant de 1.1 à 1.7 par pas de 0.1. En considérant des conditions ambiantes similaires à celles utilisées pour le Tab. 2.3, on obtient pour chaque point de fonctionnement les grandeurs parfaitement détendues données dans le Tab. C.1. Il est ainsi possible de noter pour ces différents points de fonctionnement, des nombres de Reynolds inférieurs à 2×10^5 pouvant donc favoriser l'apparition d'instabilités laminaires dans le jet. On s'intéresse dans un premier temps à l'analyse acoustique.

NPR	1.10	1.20	1.30	1.40	1.50	1.60	1.7
M_j	0.37	0.52	0.62	0.71	0.79	0.85	0.90
T_j (K)	290	283	276	271	265	261	256
U_j (m/s)	127	174	208	234	256	274	290
Re_{j_D} ($\times 10^5$)	0.66	0.95	1.18	1.38	1.56	1.72	1.88

TABLE C.1 – Grandeurs parfaitement détendues associées aux NPR étudiés pour l'analyse du bruit tonal subsonique sur S0. On fait alors l'hypothèse que $P_{amb} = 98$kPa, $T_t = 25°$C soit 298 K.

C.1 Étude acoustique

Tout d'abord, on trace sur la Fig. C.1 les spectres en champs lointain obtenus pour l'ensemble des points de fonctionnement précédemment cités aux angles d'observation $\Theta = 30°$ et $\Theta = 90°$. On remarque alors pour l'ensemble de ces régimes, l'apparition du bruit tonal composé d'une raie haute fréquence accompagnée pour la majorité des cas de son harmonique supérieure. Pour NPR= 1.7, la raie haute fréquence émerge néanmoins du rayonnement à large bande uniquement de quelques dB annonçant la disparition progressive du bruit tonal telle qu'observée dans les chapitres précédents. Pour les deux angles d'observation, la fréquence de cette raie semble de plus augmenter simultanément avec le point de fonctionnement. Cela sous-entend donc un lien étroit entre son mécanisme source et la vitesse de l'écoulement.

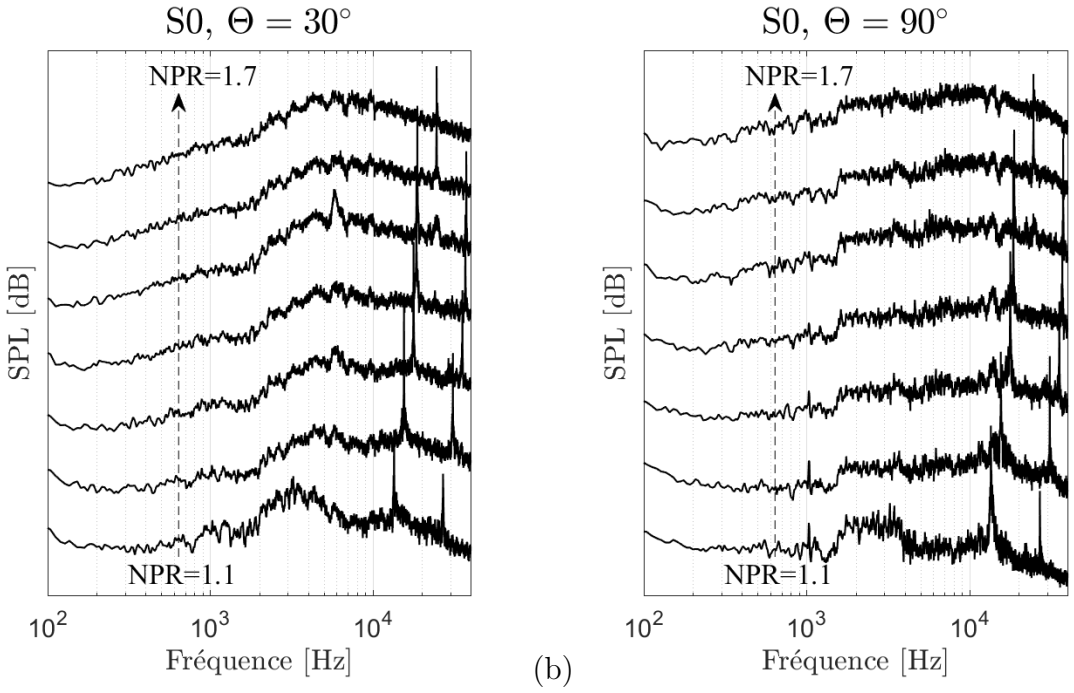


FIGURE C.1 – Spectre en champ lointain en fonction du NPR pour la configuration S0 aux angles polaires : (a) $\Theta = 30°$ et (b) $\Theta = 90°$.

Pour aller plus loin dans l'analyse acoustique, on s'intéresse maintenant à sa directivité. Pour ce faire, on trace sur la Fig. C.2 (b) l'évolution du niveau acoustique global (OASPL) pour la configuration S0 à NPR= 1.6 en fonction de l'angle d'observation pour les deux plages fréquentielles données sur la Fig. C.2 (a). La première plage d'analyse est représentée en noire et correspond aux fréquences $[100 - 23000/26000 - 40000]$ Hz. Celle-ci permet d'analyser la directivité de la composante à large bande du rayonnement. La seconde plage, correspondant aux fréquences $[23000 - 26000]$ Hz est donnée en rouge et permet d'étudier de manière indépendante la directivité du bruit tonal. On constate alors sur la Fig.C.2 (b) que la directivité du bruit à large bande, donnée en noire, est similaire à celle observée sur les diaphragmes à NPR= 1.8 (cf Chap. 4). Ce résultat est tout à fait cohérent étant donné que c'est le bruit de mélange qui est responsable de cette composante. En revanche, la directivité du bruit tonal est assez différente. Le rayon-

nement domine en effet fortement sur les plus faibles angles ($< 90°$) avec des maximas aux alentours de 50° et 70° puis diminue entre 90° à 130°. Le niveau tend finalement à ré-augmenter au delà de cet angle.

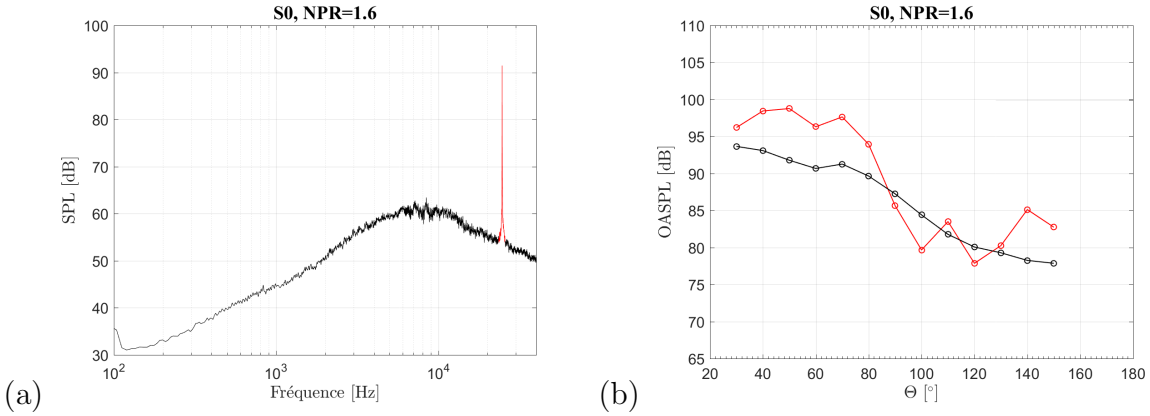


FIGURE C.2 – Spectre en champ lointain à $\Theta = 30°$ la configuration S0 à NPR= 1.8. Les couleurs noires et rouges donnent les plages fréquentielles considérées pour l'analyse de la directivité respectivement de la composante à large bande et du bruit tonal. (b) Évolution du niveau acoustique en fonction de l'angle d'observation pour la composante à large bande (courbe noire) et pour le rayonnement tonal (courbe rouge) pour la configuration S0 à NPR= 1.8.

Afin d'analyser maintenant l'évolution du bruit tonal en fonction du point de fonctionnement, on reporte sur la Fig. C.3 (a), les fréquences du pic principal en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement (donnée dans le Tab. C.1) et les compare aux lois identifiées dans l'annexe A. Ces dernières ont été obtenues empiriquement à partir de l'analyse de la fréquence du bruit tonal pour l'ensemble des plaques perforées étudiées dans la thèse. Tel qu'observé précédemment, on peut alors noter une croissance de la fréquence de la raie principale lorsque le point de fonctionnement augmente. En effet, on note un assez bon accord entre les lois précédentes et les mesures expérimentales pour S0 traduisant une évolution de cette fréquence suivant la racine carrée de la vitesse de l'écoulement. Par ailleurs, il est également possible d'observer l'apparition d'un saut fréquentiel entre les NPR= 1.5 et 1.6 résultant probablement d'une modification du mode de rayonnement. Les effets aérodynamiques de ce changement de mode seront étudiés dans la suite. Afin de caractériser plus en détail le lien entre la fréquence du bruit tonal et la vitesse de l'écoulement, on trace sur la Fig. C.3 (b) l'évolution du nombre de Strouhal de la raie principale, basé sur l'épaisseur du diaphragme *ep* en fonction de la vitesse moyenne parfaitement détendue. on observe alors pour l'ensemble des régimes un St_{ep} environ égal à 0.4 comparable à celui observé par Alenius [1, 2] (0.43) dans le cas d'un diaphragme placé en conduit.

C.2 Étude aérodynamique

Les mesures acoustiques ayant montrées un lien étroit entre la vitesse de l'écoulement et la fréquence du bruit tonal, on s'intéresse dans la suite aux phénomènes aérodynamiques

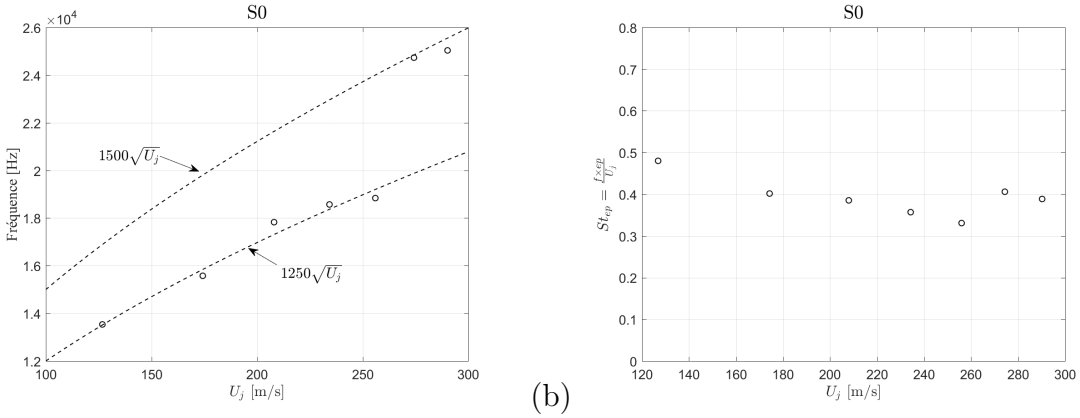


FIGURE C.3 – Évolution de la fréquence (a) et du nombre de Strouhal St_{ep} (b) du bruit tonal en fonction de la vitesse moyenne du jet parfaitement détendu.

associés à ce rayonnement. À cet effet nous comparerons dans un premier temps, à partir des mesures PIV, les statistiques de l'écoulement pour les configuration S0 à NPR= 1.6 (bruit tonal présent) et S0 à NPR= 1.8 (bruit tonal absent). Dans un second temps, nous nous appuierons sur les mesures Schlieren, résolues en temps, afin d'identifier les structures aérodynamiques associées à l'apparition du bruit tonal. Enfin, des moyennes de phase seront réalisées entre les signaux de pression acoustique et les champs PIV afin de tenter d'isoler et comprendre le mécanisme responsable de ce rayonnement.

Évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche limite

Pour débuter, on trace sur la Fig. C.4 les profils de vitesse moyens obtenus grâce aux mesures PIV pour différentes positions axiales. On constate alors que l'on retrouve une évolution de la vitesse caractéristique d'un jet simple avec notamment une décroissance progressive de la vitesse associée à un élargissement des couches de mélange vers l'aval. Contrairement au NPR= 1.8, on peut également noter l'absence de déficit de vitesse sur l'axe du jet. Cela s'explique tout simplement par un point de fonctionnement plus faible ne permettant pas l'apparition du disque de Mach à l'entrée de la perforation.

Afin de caractériser plus précisément le développement de la couche de mélange, on trace sur la Fig. C.5 l'évolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ et la compare au cas NPR= 1.8 ainsi qu'aux mesures de Castelain [20] et Fleury *et al.* [36]. En comparaison avec ces résultats, on peut noter pour NPR= 1.6 un élargissement nettement plus marqué de la couche limite. De la même manière que pour NPR= 1.8, cet élargissement augmente linéairement sur les premiers diamètres puis une cassure de pente se distingue à $x/D = 3.5$. Bien que la structure globale du champ de vitesse dans le jet à NPR= 1.6 soit similaire à celle observée dans la littérature pour les jets simples, il semble que l'épaisseur de la couche limite soit en revanche fortement augmentée. Cela peut probablement résulter de l'apparition de grosses instabilités aérodynamiques dans celle-ci dès la sortie de la perforation.

Longueur du cône potentiel

.

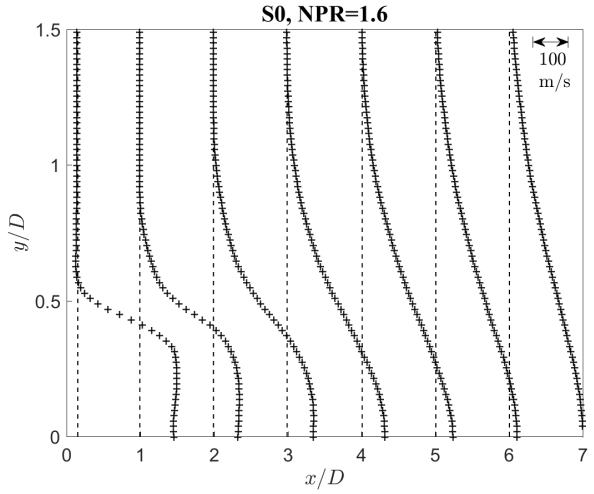


FIGURE C.4 – Profils transverses des vitesses moyennes axiales (U_x) et pour le diaphragme S0 à NPR= 1.4

À NPR= 1.6 la couche de mélange étant fortement épaissie par rapport à NPR1.8, on peut supposer que cela peut avoir pour effet de fortement modifier le champ de vitesse dans le jet et en particulier dans le cône à potentiel. Pour tenter de d'analyser cela, on trace sur la Fig. C.6 l'évolution longitudinale de la vitesse moyenne U sur l'axe du jet ($y/D = 0$) et la compare à celle obtenue à NPR= 1.8. Malgré un point de fonctionnement inférieur (NPR= 1.6), on peut alors noter que la vitesse moyenne obtenue sur l'axe à la sortie du diaphragme est supérieure à celle de NPR= 1.8. Ce résultat s'explique tout simplement par l'absence du disque de Mach à NPR= 1.6 favorisant la suppression du déficit de vitesse dans le jet. Néanmoins à NPR= 1.6, on peut également noter que la vitesse moyenne chute très brutalement à partir de $x/D = 2.5$. Ce résultat est une nouvelle fois assez inhabituel pour un jet subsonique et peur s'expliquer par la présence de grosses instabilités tourbillonnaires à la sortie de la perforation se dissipant rapidement. Cette hypothèse sera étudiée plus en détail dans la suite.

C.2.1 Champ de vitesse fluctuante

Profils radiaux des valeurs RMS

Pour maintenant caractériser la turbulence dans l'écoulement, on s'intéresse aux fluctuations de vitesse dans le jet. À cet effet, on trace sur la Fig. C.7 les profils transverses des valeurs RMS des fluctuations de vitesse axiale (u'_x) pour différents abscisses x. Tel qu'attendu pour un jet, on remarque un niveau maximum des fluctuations dans le centre de la couche de mélange. Cela résulte du fort cisaillement entre l'écoulement en mouvement issu du diaphragme et celui au repos extérieur favorisant ainsi le développement de la turbulence. De plus, comme cela a été observé grâce à l'étude des champs moyens, il est également possible de noter l'élargissement du jet et plus précisément de la couche de mélange vers l'aval. Enfin, pour $x/D = 1$ on remarque également la présence d'un second pic de fluctuation, de moindre intensité, proche de l'axe du jet. Celui-ci résulte à nouveau probablement de la présence de grosses structures tourbillonnaires à la sortie du diaphragme favorisant l'apparition d'un cisaillement supplémentaire.

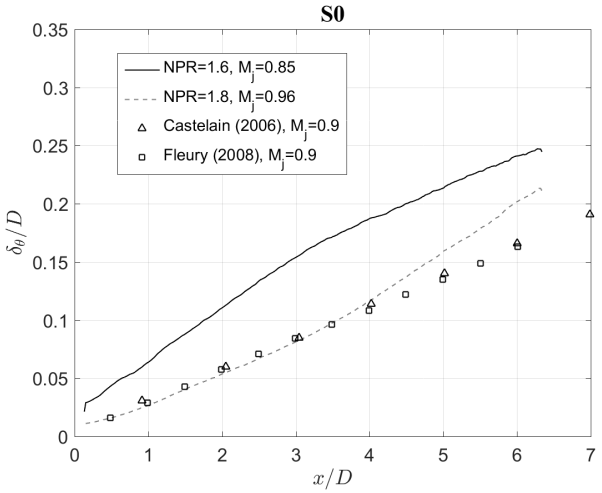


FIGURE C.5 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ pour le diaphragme S0 à NPR= 1.6 en présence du sifflement subsonique.

Évolution longitudinale des maximas des valeurs RMS

Pour comparer maintenant le niveau de ces fluctuations avec celui mesuré pour NPR= 1.8 et dans la littérature, on trace sur la Fig. C.8 l'évolution longitudinale du taux de turbulence maximum basé sur les deux composantes de la vitesse. Dans les deux cas, on peut observer un taux de turbulence nettement supérieur à celui observé à NPR= 1.8 ou dans la littérature dès la sortie du diaphragme. Celui-ci tend ensuite à diminuer vers l'aval pour se rapprocher des valeurs obtenues pour ces autres configurations. Tel que supposé précédemment, il semble que de grosses structures turbulentes soient présentes dès la sortie de la perforation à NPR= 1.6 favorisant ainsi un niveau de turbulence nettement supérieur dans la couche de mélange initiale. Rappelons néanmoins, qu'aucun lien n'a pour le moment été établi entre ces insatiabilités aérodynamiques dans la couche de mélange et le bruit tonal.

C.2.2 Calcul des échelles intégrales

Pour terminer cette étude statistique des champs de vitesse, on trace sur la Fig. C.9 l'évolution longitudinale des échelles intégrales basées sur les différentes composantes de la vitesse dans la couche de mélange ($y/D = 0.5$) et les compare aux résultats de Castelain [20] et Fleury *et al.* [36]. En s'intéressant d'abord aux échelles basées sur la vitesse axiale, on remarque que les niveaux obtenus pour S0 à NPR= 1.6 sont supérieurs à ceux de la littérature. Notons néanmoins qu'un écart de ce type a déjà été observé à NPR= 1.8 bien que celui-ci était légèrement plus faible. Dans ce dernier cas, les résultats présentaient néanmoins une pente comparable à celle obtenue par Castelain [20] et Fleury *et al.* [36]. À NPR= 1.6 en revanche, celle-ci est légèrement augmentée traduisant à la fois des structures turbulentes plus grosses dans la couche de mélange mais également une croissance légèrement plus rapide de ces dernières. Basé sur la composante radiale de la vitesse, l'échelle intégrale de la turbulence est une nouvelle fois légèrement augmentée par rapport à la littérature mais la pente de la croissance semble cette fois-ci conservée. Enfin, de la même manière que pour NPR= 1.8, $L_{yy}^{(y)}$ présente un profil très bruité qui est difficile

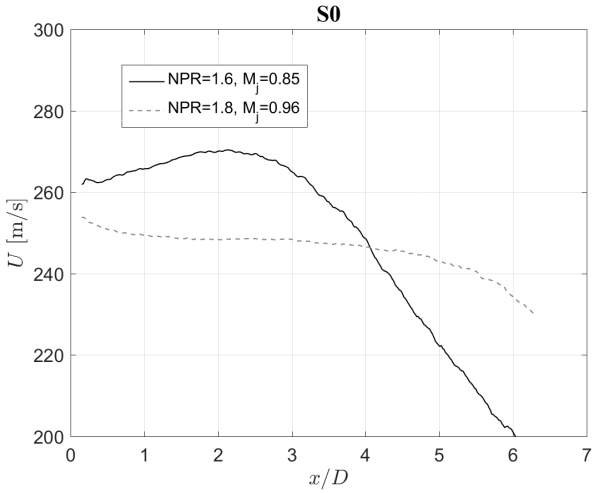


FIGURE C.6 – Profils longitudinaux des vitesses moyennes sur l'axe du jet en fonction du NPR pour S0 en présence du bruit tonal subsonique.

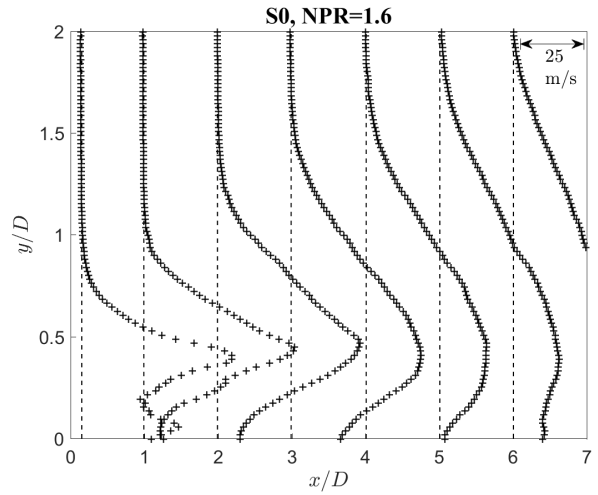


FIGURE C.7 – Profils transverses des valeurs RMS des fluctuations de vitesse axiale (u'_x) pour le diaphragme S0 aux régimes à NPR= 1.6

d'analyser.

Pour conclure, l'analyse statistique des champs de vitesse moyens et fluctuants à NPR= 1.6 montre que l'épaisseur de la couche de mélange ainsi que le niveau de la turbulence dans celle-ci sont nettement supérieurs au NPR= 1.8. Cet écart apparaît, de plus, dès la sortie du diaphragme témoignant de la probable présence de grosses structures turbulentes à cet endroit. Pour tenter de faire le lien entre ces modifications aérodynamiques et le bruit tonal, on s'appuie maintenant sur les mesures Schlieren.

C.2.3 Identification des mécanismes sources

Le bruit tonal étant de forte intensité, il est probablement possible d'établir un lien direct entre des événements aérodynamiques dans l'écoulement et ce rayonnement par le

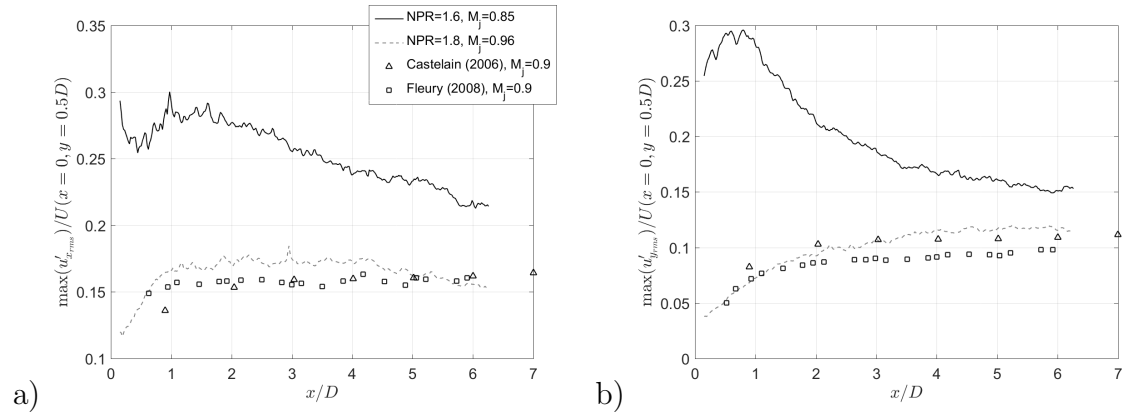


FIGURE C.8 – Évolution longitudinale taux de turbulence maximum observé sur le diaphragme S0 à NPR= 1.6 et basé sur les fluctuations : (a) u'_x et (b) u'_y.

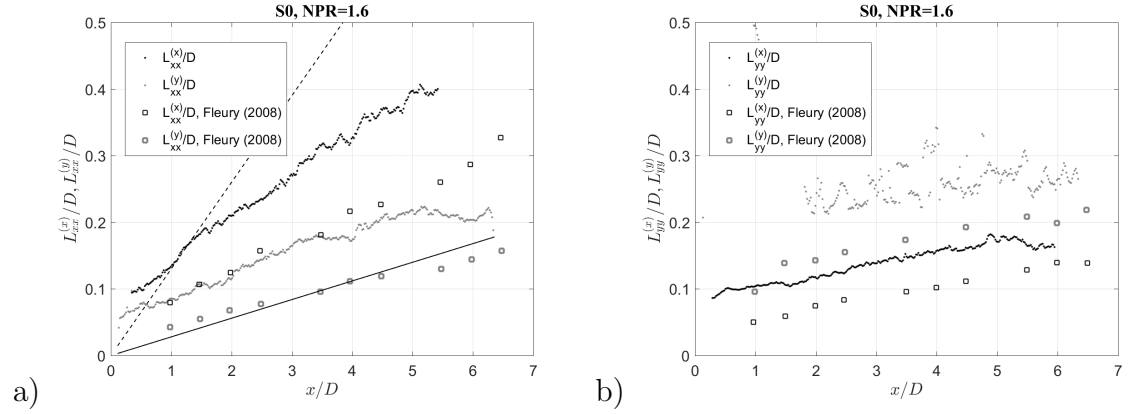


FIGURE C.9 – Évolution longitudianle des echelles intégrales dans la couche de mélange ($y/D = 0.5$) pour S0, NPR= 1.6. (a) L^x_{xx} et L^y_{xx}, —— Laurence [53] et Davies *et al.* [31], ----- Liepmann & Laufer [56] et (b) L^x_{yy} et L^y_{yy}.

biais de corrélations entre les visualisations Schlieren et les signaux de pression acoustiques. De la même manière que cela a été fait dans le Chap. 4, la Fig. C.10 présente la cartographie du niveau de corrélation maximum entre chaque pixel des images Schlieren et le signal de pression mesuré sur le microphone à $\Theta = 90°$. Notons que des résultats similaires ont été obtenus aux autres angles d'observations. Contrairement au cas NPR= 1.8, donné sur la Fig. 4.21, on remarque ici un niveau de corrélation nettement plus élevé entre les signaux acoustiques et les visualisations du gradient de densité. En effet, celui-ci atteint 0.6 sur les deux premiers diamètres, témoignant d'un lien très fort entre les événements aérodynamiques apparaissant à la sortie du diaphragme et le rayonnement acoustique en champ lointain dominé par ce bruit tonal. Rappelons néanmoins que cette forte corrélation n'implique pas que ces structures soient à l'origine du bruit tonal ; celles-ci peuvent en effet être la cause ou la conséquence de ce rayonnement.

Les niveaux de corrélation mesurées étant très élevés, les phénomènes aérodynamiques identifiés à la sortie du diaphragme émergent très probablement fortement du bruit de fond environnant dans les images Schlieren. Ces derniers peuvent donc être visualisés

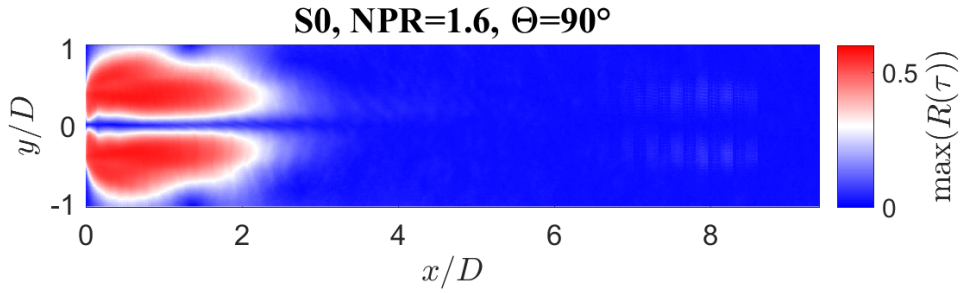


FIGURE C.10 – Cartographie du maximum de corrélation entre les champs Schlieren et le microphone situé à $\Theta = 90°$ pour S0, NPR= 1.6.

directement sur les champs instantanés comme le montre la Fig. C.11. De haut en bas, les images présentées sur cette figure correspondent à des NPR allant de 1.1 à 1.7. Pour tracer ces cartographies, l'unique traitement d'image réalisé a consisté à soustraire le champ moyen observé au cours du temps. Pour chacun des points de fonctionnement, le niveau de gris en fonction du temps au point $x = D$, et $y = 0.5D$ est reporté à droite pour un intervalle de durée de 5×10^{-4} s. Pour un NPR allant de 1.1 à 1.5, on peut alors remarquer l'apparition de gros anneaux tourbillonnaires plans à la sortie du diaphragme. Ces derniers se dissipent néanmoins très rapidement après 2 à 3 diamètres expliquant ainsi un certain nombre des résultats précédents. En effet, la présence de ces grosses structures aérodynamiques expliquent parfaitement l'augmentation de l'épaisseur de la couche de mélange ainsi que du niveau de turbulence observé précédemment à partir des mesures PIV. En s'intéressant maintenant aux fluctuations de niveau de gris données dans la couche de mélange, il est possible de déterminer la fréquence de passage des ces anneaux tourbillonnaires. Pour exemple, aux NPR= 1.2, 1.3 et 1.4, celle-ci est respectivement de 15366 Hz, 17501 Hz et 19091 Hz. Cette fréquence de passage des structures est donc comparable à celle du bruit tonal obtenue sur les microphones en champ lointain (Fig. C.3) confirmant le lien très étroit entre ces structures et le rayonnement. Les petits écarts fréquentiels que l'on peut retrouver s'expliquent par une fréquence d'échantillonnage Schlieren un peu faible pour précisément discrétiser la période de passage de ces événements. Pour NPR= 1.6 en revanche, on peut remarquer que la structure de ces perturbations aérodynamiques n'est alors plus plane comme pour les cas précédents. Celle-ci semble en effet hélicoïdale témoignant d'une modification du mode de rayonnement et confirmant l'explication donnée précédemment du décalage fréquentiel observé à partir des signaux acoustiques. Enfin pour NPR= 1.7, on peut noter que l'écoulement devient nettement moins structuré et périodique. Tel que sous entendu par la très faible émergence du bruit tonal à ce NPR, le rayonnement semble alors disparaître.

Pour tenter d'analyser un peu plus en détail ces structures et ce changement de mode, on réalise maintenant des moyennes de phase entre les champs PIV et le rayonnement acoustique en champ lointain. En effet, ce rayonnement étant suffisamment périodique et stable, il est possible de reconstruire une période complète du mécanisme en se basant sur des mesures non résolues en temps. Comme cela a été détaillé dans le Chap. 2, des mesures acoustiques ont été réalisées en simultané de l'acquisition des champs PIV ainsi que du

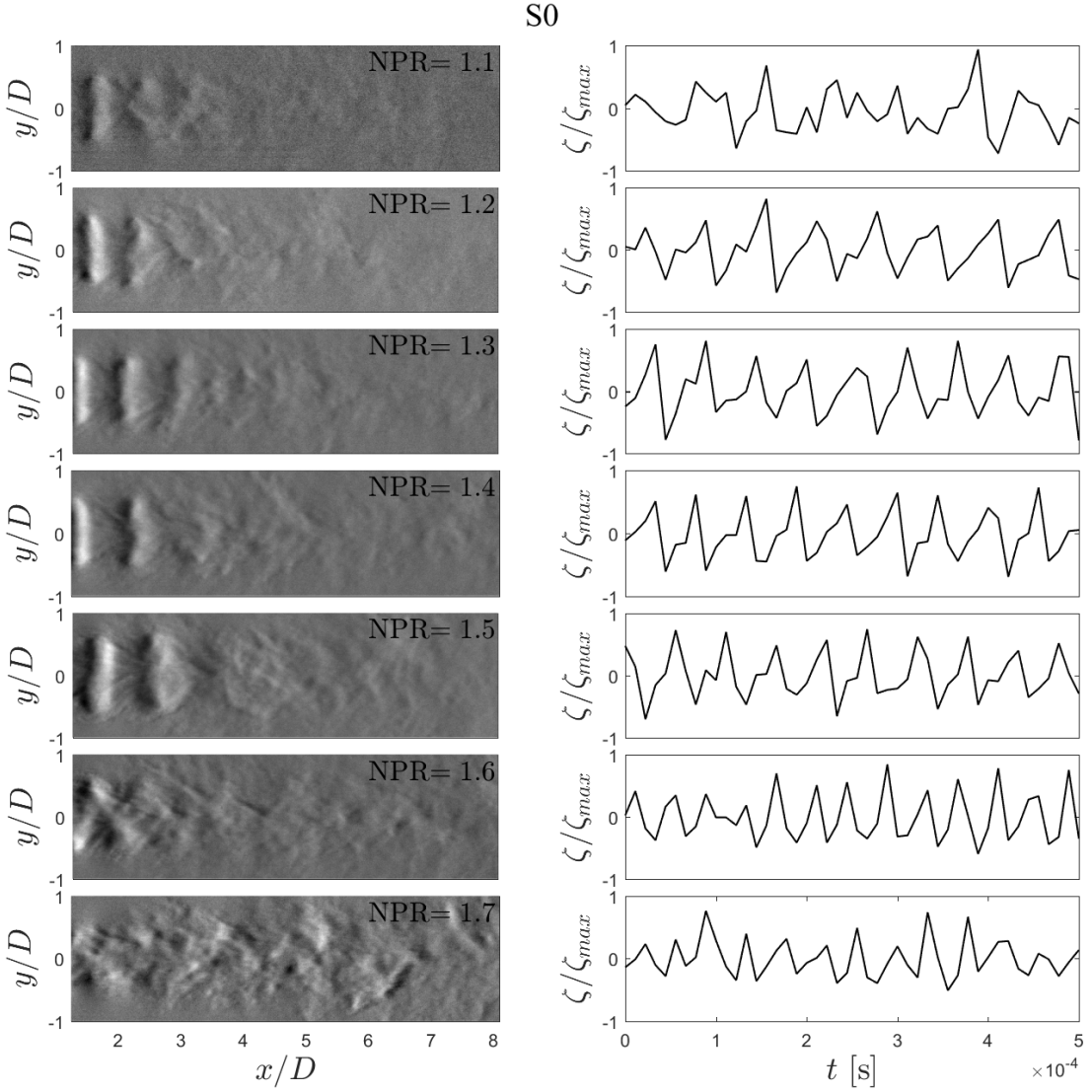


FIGURE C.11 – A gauche : champs Schlieren instantanés en présence de bruit tonal pour des NPR allant de 1.1 à 1.7. A droite : évolution temporelle du niveau de contraste relevé au point de coordonné $x = D$, $y = 0.5D$.

signal carré renvoyé par le laser. Ce dernier permet ainsi de connaître précisément le temps associé à chaque champ PIV. Pour réaliser ces moyennes de phase, le signal acoustique est donc filtré autour du bruit tonal (±500 Hz dans notre cas) afin de conserver uniquement la sinusoïde de pression associée à ce dernier. À partir du signal carré issu du laser et de la connaissance du temps de propagation entre les mécanismes aérodynamiques et les microphones, il est alors possible de déterminer la phase du bruit tonal associée à chaque champ PIV comme le montre la Fig. C.12. Sur cette dernière le signal de pression acoustique filtré est donné en noir tandis que le signal carré du laser est en gris. La droite pointillée rouge donne ainsi le temps du champ PIV d'étude et permet de déterminer sa phase dans le processus du bruit tonal. Notons qu'une petite erreur dans le temps de propagation permet quand même d'obtenir un résultat satisfaisant étant donné la

nature périodique du phénomène étudié. En moyennant maintenant les images issues d'une même phase, il est alors possible de conserver uniquement les événements aérodynamiques communs à chaque période du mécanisme et de reconstruire une période complète de celui-ci tout en "gommant" les phénomènes aérodynamiques qui n'y sont pas liés.

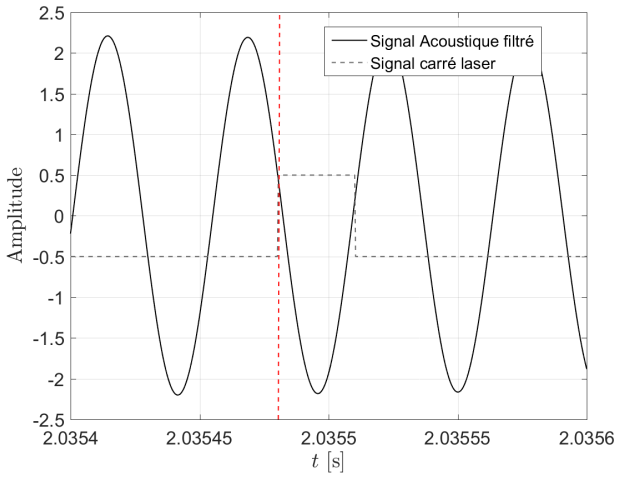


FIGURE C.12 – Détermination de la phase associée à un champ PIV. La courbe noire donne le signal de pression acoustique filtré autour du bruit tonal tandis que la grise représente le signal carré du laser.

En suivant cette méthodologie, on trace sur la Fig. C.13 les cartographies obtenues par moyenne de phase pour S0 à NPR= 1.4. La période complète du bruit tonal T_{BT} est alors divisée en 5 cartographies d'espacement temporel constant. Les cartographies de gauche sont basées sur la vitesse axiale tandis que celles de droite le sont sur la vitesse radiale. Sur ces champs, la vitesse dans le jet est donné par l'échelle de couleur allant du bleu au rouge tandis qu'à l'extérieur du jet ($y/D > 1$ ou $y/D < -1$), elle est représentée par les lignes de contour noires et grises correspondant respectivement aux vitesses 0.05 m/s et -0.05 m/s. Tout d'abord, ces moyennes de phase permettent de vérifier qu'une période complète du bruit tonal correspond à la sortie d'un anneau tourbillonnaire du diaphragme. La fréquence de sortie de ces derniers est donc bien égale à celle du bruit tonal. Par ailleurs, il est possible de vérifier la nature plane de ces structures tourbillonnaires à ce point de fonctionnement. En effet on peut observer des vitesses radiales opposées sur les deux cotés du jet dans le plan de coupe passant par son axe traduisant des sens de rotation inverses des structures. Enfin, il est également possible d'observer l'émission vers l'extérieur d'une onde lors de la sortie de la structure tourbillonnaire du diaphragme. Celle-ci semble en effet avoir pour origine l'arête aval de la perforation.

Afin d'analyser plus précisément cette onde à l'aide des moyennes de phase, on reporte sur la Fig. C.14 (b) les fluctuations de vitesse relevées à l'extérieur du jet au niveau des sondes définies Fig. C.14 (a) par les croix. Sur la Fig. C.14 (b), la courbe noire continue donne les fluctuations de vitesse radiale de la sonde de référence située à $y/D = 1.5$ tandis que les courbes pointillées dégradées grises donnent les signaux obtenues sur celles situées à $y/D = 2.5$. On peut alors confirmer la présence d'une onde à l'extérieur du jet qui tend à se dissiper en s'éloignant de la sortie du diaphragme. À partir de ces signaux, il est également possible de tenter de déterminer sa vitesse de phase en se basant sur

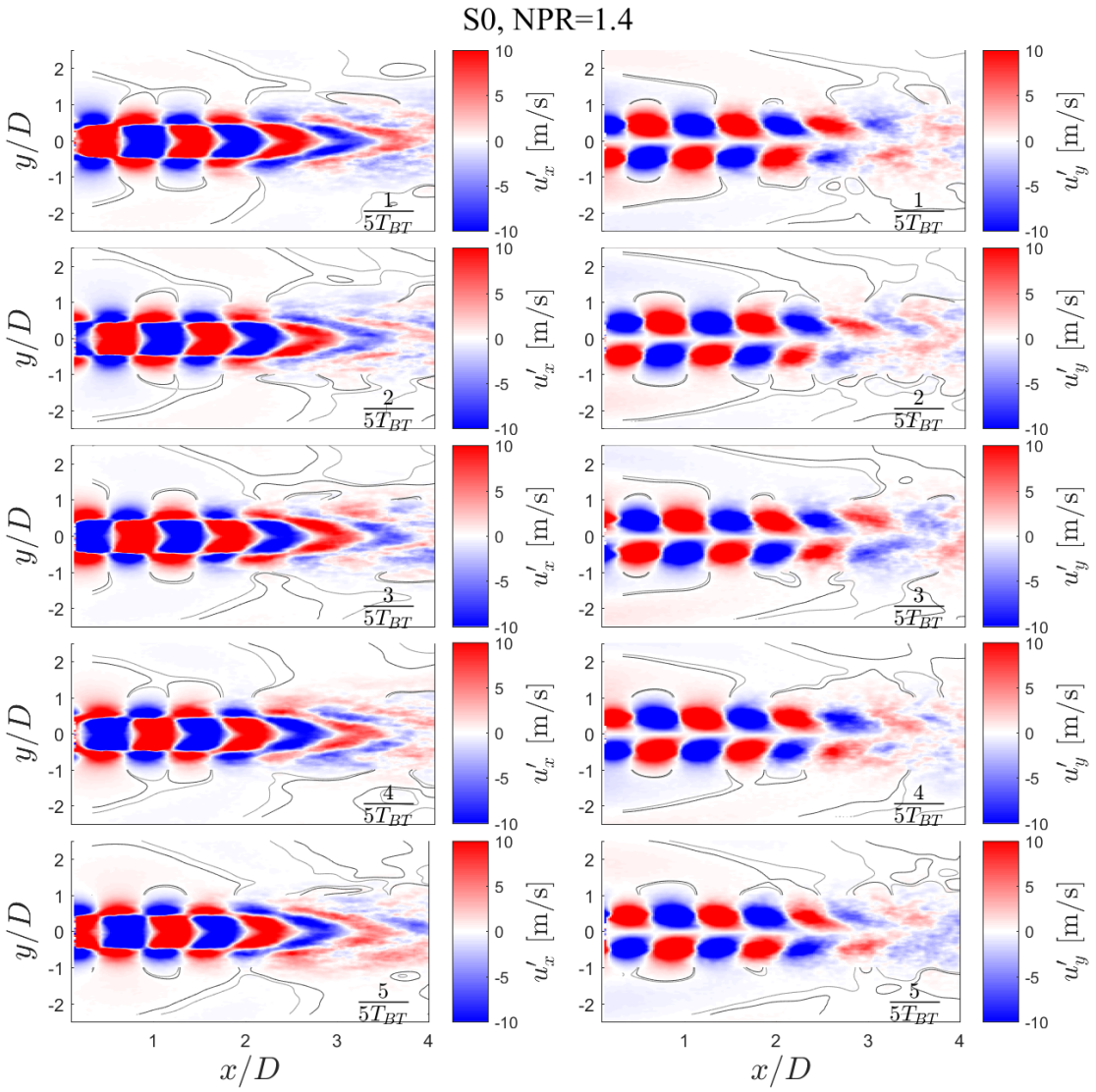


FIGURE C.13 – Moyenne de phase basée sur le bruit tonal subsonique pour la configuration S0, NPR= 1.4.

la position de chacune des sondes ainsi que sur la connaissance du temps associé aux valeurs crêtes des signaux. En considérant les 10 premières sondes les plus proches du diaphragme, pour lesquelles les fluctuations sont les plus intenses, on obtient une vitesse de phase moyenne de 415 m/s. Notons néanmoins que l'écart-type des résultats obtenus est de 80 m/s traduisant une incertitude forte. Il est néanmoins possible de noter que cette vitesse est nettement supérieure à la vitesse moyenne de l'écoulement suggérant que ces fluctuations sont induites par l'émission d'une intense onde acoustique lors de la sortie de l'anneau tourbillonnaire du diaphragme. Cette hypothèse s'accordent avec les travaux de Alenius *et al.* [1, 2] mais nécessite néanmoins d'être vérifiée par d'autres mesures.

On réitère maintenant la même opération au NPR= 1.6. Les champs Schlieren présentés précédemment ont montré, à ce point de fonctionnement, une modification de la structure des tourbillons à la sortie du diaphragme. Pour vérifier cette observation à l'aide

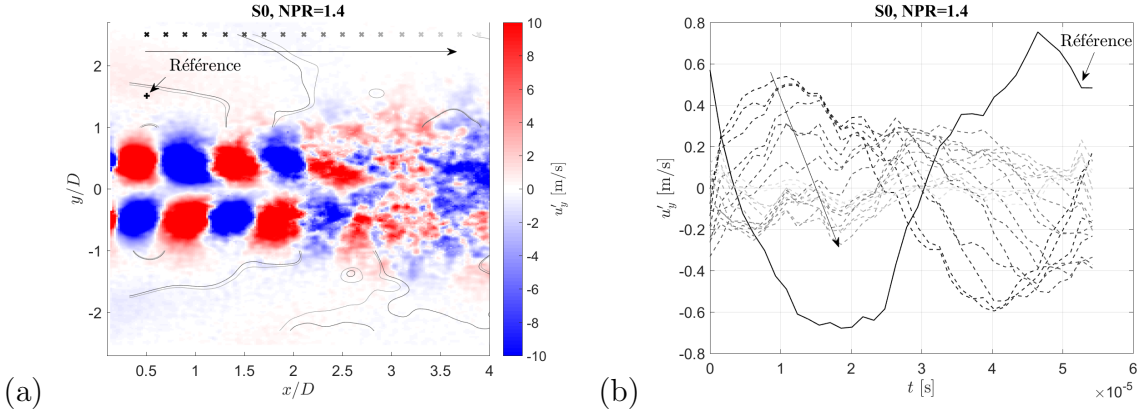


FIGURE C.14 – (a) Définition du positionnement des sondes à l'extérieur du jet. (b) Évolution temporelle des fluctuations de vitesse radiale sur les différentes sondes à l'extérieur du jet pour la configuration S0, NPR= 1.4. La courbe continue noire donne le signal de la sonde de référence tandis que les courbes pointillées dégradées grises donnent les signaux des sondes d'analyse de même couleur sur la cartographie de gauche.

des mesures PIV, on trace sur la Fig. C.15 les cartographies obtenues par moyenne de phase. Une nouvelle fois, la période complète du bruit tonal est divisée en 5 cartographies d'espacement temporel constant et les figures de gauche et droite sont respectivement basées sur les vitesses axiales et radiales. Tel qu'observé avec le Schlieren, on peut noter que la structure des tourbillons générés à ce point de fonctionnement est bien modifiée par rapport à NPR= 1.4. En effet, sur le plan de coupe passant par l'axe du jet, la vitesse radiale de part et d'autre du jet est de même signe traduisant un même sens de rotation des structures. Les tourbillons ne sont alors plus plans/en anneau mais probablement hélicoïdaux confirmant la modification du mode de rayonnement. De la même manière que pour NPR= 1.4, il est également possible de noter l'émission d'une onde à la sortie du diaphragme lors de la sortie d'une structure tourbillonnaire.

Pour conclure ces analyses aérodynamiques, la présence du bruit tonal subsonique sur le diaphragme S0 est associée à l'apparition d'intenses structures tourbillonnaires à la sortie de celui-ci. Ces structures se dissipent néanmoins très rapidement après deux diamètres mais engendrent une modification significative du développement de la couche de mélange. Le saut en fréquence observé acoustiquement lors du passage de NPR= 1.5 à 1.6 s'associe à une modification de la structure de ces tourbillons qui semblent passer d'un mode plan à hélicoïdal. Enfin, les moyennes de phase mettent en évidence l'émission d'une onde acoustique lors de la sortie de ces structures turbulentes du diaphragme. Cette dernière hypothèse nécessite néanmoins d'être validée.

C.3 Proposition d'explication

Les résultats précédents ont montré que l'émergence du bruit tonal est associée à l'apparition d'intenses structures tourbillonnaires périodiques à la sortie du diaphragme. Ces instabilités aérodynamiques semblent donc trouver leur origine à l'amont du diaphragme ou plus probablement dans la perforation. En l'absence de moyens de visualisation directs des phénomènes à l'intérieur du diaphragme, des mesures acoustiques ont été réalisées en

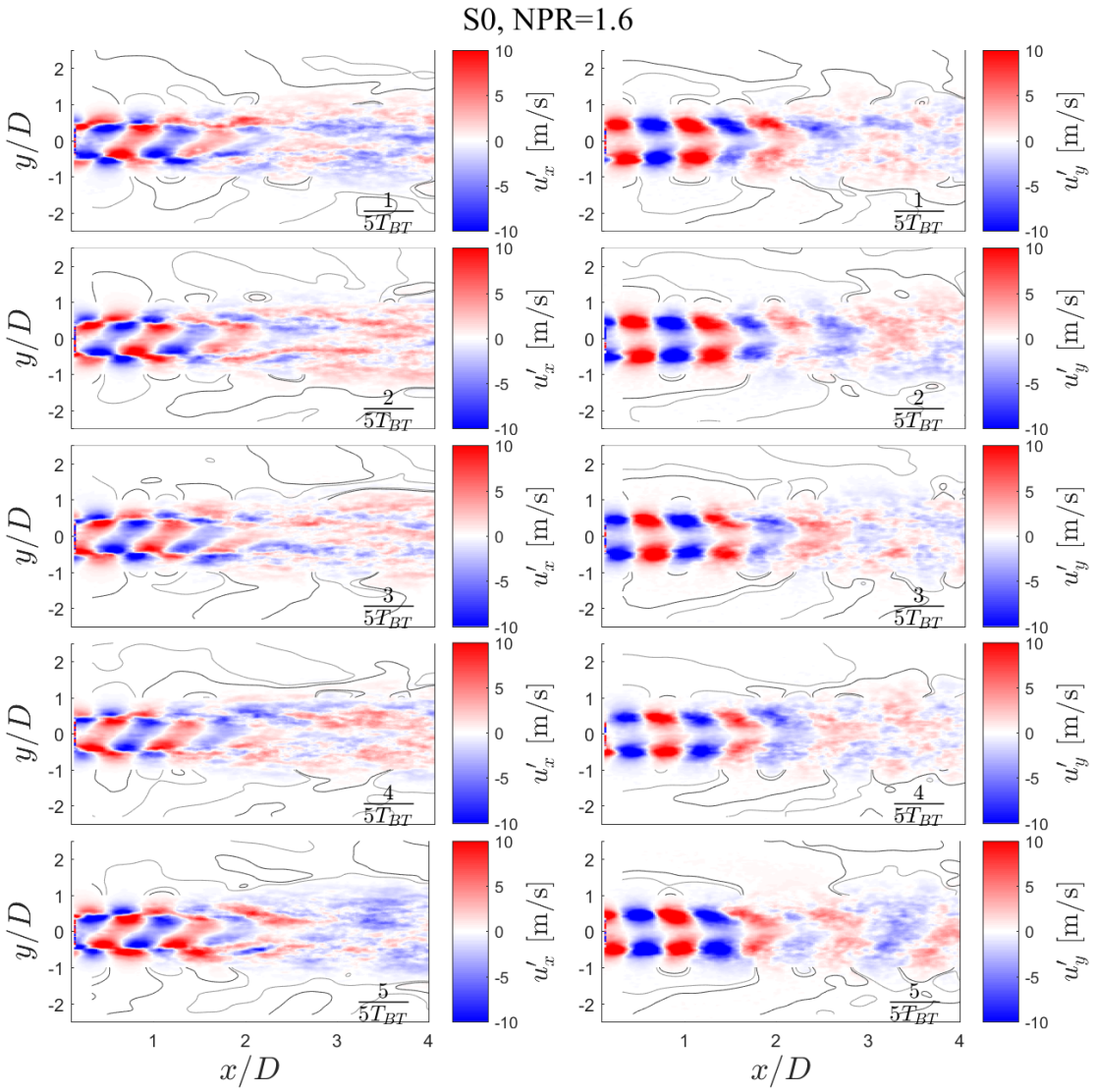


FIGURE C.15 – Moyenne de phase basée sur le bruit tonal subsonique pour la configuration S0, NPR= 1.6.

modifiant légèrement la géométrie des perforations afin de tenter de mettre en évidence des critères nécessaires à l'apparition de ce rayonnement. On peut naturellement penser que l'entrée de l'écoulement dans la perforation est assez perturbée du fait de l'arête vive et de la réduction brutale de section. On peut donc imaginer que cette zone associée à une perturbation extérieure peut être à l'origine des structures tourbillonnaires visualisées dans l'écoulement. Pour tenter de valider cette hypothèse, des mesures acoustiques ont été menées sur une plaque perforée de type S1D2N2e3 possédant des congés sur l'arête amont des perforations. Les résultats alors obtenus sont comparés à ceux de la géométrie de base sur la Fig. C.16 (a). Tel que supposé, on peut observer une disparition totale du bruit tonal subsonique lorsque le congé est ajouté traduisant l'importante de la géométrie d'entrée de la perforation dans la génération de ce rayonnement. En effet, en l'absence de ce congé, on peut imaginer que la réduction de section brutale combinée à l'arête vive fa-

vorise l'apparition d'une zone de re-circulation pouvant, lorsqu'elle est perturbée, générer les instabilités observées. Cette hypothèse nécessite des mesures complémentaires pour être validée mais est en accord avec les travaux d'Alenius [1]. Notons Par ailleurs que l'ajout de ce congé engendre également une augmentation de la bosse à basse fréquence. Cela peut s'expliquer par la suppression de cette zone de recirculation qui favorise un augmentation du débit au travers de la perforation. La quantité de mouvement globale des jets est alors augmentée tandis que la position de l'interaction des jets entre eux est inchangée. Le surplus de quantité de mouvement par rapport à la configuration sans congé est donc dissipé au niveau du gros jet équivalent formé à l'aval, augmentant la contribution de la BPM. Cette hypothèse se vérifie en mesurant le débit à travers la plaque perforée qui augmente de 22% à NPR= 1.4 lors de l'ajout de ces congés.

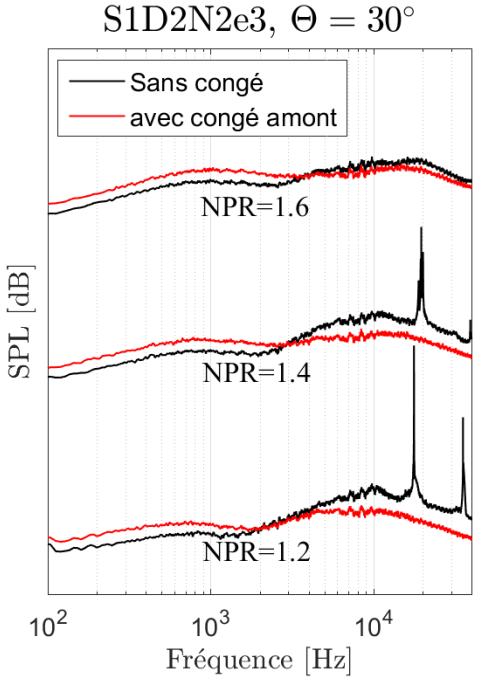


FIGURE C.16 – Comparaison des spectres en champ lointain obtenus pour la configuration S1D2N2e3 avec ou sans congés sur l'arête amont de la perforation.

En se basant donc sur les différentes observations faites précédemment ainsi sur la littérature [1, 2, 48, 115, 49], il est possible d'expliquer ce phénomène de bruit tonal par un mécanisme de sifflement de diaphragme. En effet, Alenius *et al.* [1, 2] mettent notamment en évidence à l'aide d'une simulation numérique LES, un mécanisme de bruit tonal similaire à $St_{ep} = 0.43$ dans le cas d'un diaphragme placé dans un conduit circulaire à un nombre de Mach de 0.4. Dans un premier temps, grâce au calcul de la matrice de diffusion acoustique de l'orifice, ils montrent que ce dernier amplifie le rayonnement acoustique entrant autour de $St_{ep} = 0.43$. Une partie de l'énergie acoustique incidente autour de cette fréquence est alors transmise à l'écoulement favorisant la formation et l'amplification d'instabilités aérodynamiques dans l'orifice pouvant à leur tour générer une onde acoustique lorsqu'elles sont perturbées. Lorsque ce phénomène est, de plus, couplé à un mécanisme d'instabilité naturel sur cette plage frequentielle, un sifflement de tres forte intensité apparaît. Dans [1], les résultats donnés par la simulation ont ainsi permis de mettre

en évidence un mécanisme de rétroaction : des instabilités aérodynamiques apparaissent dans le diaphragme à partir de l'arête d'entrée et s'amplifie dans la couche de cisaillement jusqu'à atteindre l'arête de sortie ou elles sont déstabilisées générant l'émission d'une impulsion acoustique. Cette dernière se propage ainsi vers l'extérieur mais également dans la perforation, dans le sens inverse de l'écoulement. Lorsque celle-ci atteint finalement la zone de séparation au niveau de l'arête d'entrée, une nouvelle structure tourbillonnaire est alors créée fermant ainsi la boucle de rétroaction. Dans cette simulation, cette rétroaction excite alors le mode plan du jet favorisant l'apparition d'instabilités aérodynamiques axisymétriques. Dans notre application, bien que la matrice de diffusion ne puisse pas être déterminée à partir des données expérimentales disponibles, ce phénomène physique est cohérent avec les différents observations faites. Les structures tourbillonnaires observées à la sortie du diaphragme sont probablement générées par ce même phénomène de rétroaction entre les arêtes d'entrée et de sortie dont la fréquence est guidée par la matrice de diffusion du diaphragme et plus précisément par les fréquences permettant une amplification aéroacoustique. La modification du mode, observée à NPR= 1.6, serait alors induite par un calage de cette rétroaction sur une plage fréquentielle d'amplification supérieure permettant ainsi l'apparition du premier mode azimutal acoustique et l'excitation de ce même mode dans le jet (tourbillons hélicoïdaux). En effet, en se basant sur la dimension du diaphragme S0, la fréquence d'apparition du premier mode azimutale acoustique est de $f_{c1,1} = 23780$ Hz en l'absence d'écoulement, soit légèrement en dessous de la fréquence du bruit tonal observée à NPR= 1.6. Notons néanmoins que le calage précis de la fréquence de ce rayonnement est probablement fixé par la position de la zone de recirculation/séparation située à l'entrée du diaphragme et dont la localisation bouge très certainement en fonction du point de fonctionnement. Cela permet d'expliquer l'émergence d'un unique mode à la fois.

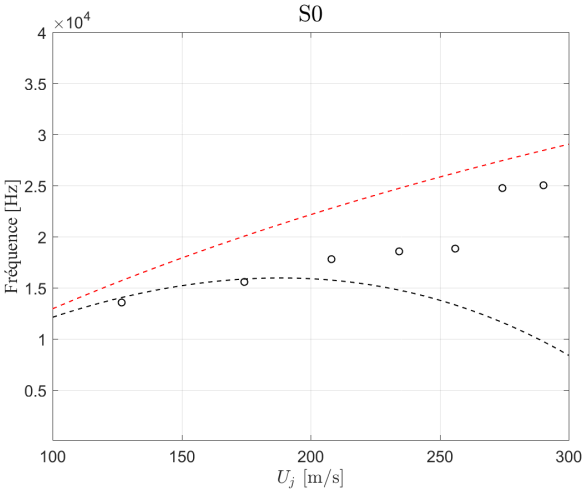


FIGURE C.17 – Comparaison des données expérimentales avec les modèles de prédiction du bruit tonal subsonique. Les courbes rouge et noire donnent respectivement les résultats obtenus par les Eqs. C.1 et C.2 tandis que les mesures sont représentées par les cercles noirs.

En se basant sur ce mécanisme, la période de la boucle de rétroaction T_{BT} est alors donnée par la somme du temps de convection des instabilités aérodynamiques entre la

zone de recirculation au niveau de l'entrée de la perforation et l'arête de sortie et le temps de remonté de l'onde acoustique de cette même distance. En supposant que cette onde acoustique remonte par les couches limites et est donc peu perturbée par l'écoulement, cette période est donnée par la relation :

$$T_{BT} = \frac{ep}{0.7U_j} + \frac{ep}{c}. \tag{C.1}$$

A contrario, on supposant que l'onde acoustique est ralentie, lors de sa remontée, par la vitesse de l'écoulement, cette période devient alors :

$$T_{BT} = \frac{ep}{0.7U_j} + \frac{ep}{c - U_j}. \tag{C.2}$$

En considérant les grandeurs associées au jet parfaitement détendu, on trace sur la Fig. C.17 l'évolution de la fréquence du bruit tonal $f_{BT} = 1/T_{BT}$ en fonction du point de fonctionnement à l'aide des deux modèles précédents. Les résultats obtenus grâce aux Eqs. C.1 et C.2 sont respectivement représentés par les courbes pointillées rouges et noires et sont comparés aux fréquences expérimentales observées sur le diaphragme S0 (cercles noirs). En supposant que l'onde acoustique remonte par les couches limites, on remarque que le modèle (courbe rouge) permet de correctement prédire la pente de la croissance fréquentielle du bruit tonal en fonction du point fonctionnement. En revanche, celui-ci surestime légèrement les valeurs obtenues expérimentalement. En considérant, cependant, une remonté de l'onde acoustique par l'écoulement, la prédiction de la fréquence pour les deux premiers points de fonctionnement expérimentaux est bonne mais celle-ci se dégrade pour les régimes suivants du fait de la forte réduction de la vitesse de l'onde acoustique dans le calcul de la fréquence. Dans la réalité, ce phénomène se compense cependant probablement par un déplacement de la zone de recirculation vers l'aval lorsque le point de fonctionnement augmente. Bien évidemment ces deux modèles ne permettent pas d'appréhender le changement de mode, et le saut fréquentiel associé, car celui-ci est probablement guidé par la matrice de diffusion de l'orifice et la fréquence d'apparition du premier mode acoustique azimutal. Malgré cela, il est possible de constater un assez bon accord entre les fréquences prédites en considérant ce phénomène de rétroaction et les mesures.
Afin de néanmoins confirmer l'ensemble de ces hypothèses, des essais expérimentaux supplémentaires sont nécessaires afin de pouvoir déterminer la matrice de diffusion associée à la géométrie mais également afin d'analyser l'écoulement dans la perforation.

C.4 Apparition du phénomène dans le cas de plaques perforées

Pour finir, les mesures acoustiques présentées dans le Chap. 3 ont montré que ce bruit tonal pouvait également apparaître dans le cas des plaques perforées, c'est à dire en présence de multiples jets parallèles. Cependant, au vu de l'explication donnée précédemment, ce phénomène nécessite une seule perforation pour pouvoir apparaître. La présence d'un bruit tonal avec une unique raie haute fréquence dans le cas des plaques perforées suggère donc l'émergence de ce rayonnement sur une seule des perforations ou encore une

mise en phase du phénomène sur les différentes perforations. Pour tenter de répondre à cette question, on trace sur la Fig. C.18 les cartographies obtenues par moyenne de phase entre le bruit tonal haute fréquence et les champs PIV pour la configuration S1D1N1e3 à NPR= 1.4. Une nouvelle fois la période complète du rayonnement est divisée en 5 intervalles temporels constants et les cartographies de gauche et droite sont respectivement basées sur les vitesses axiales et radiales. On remarque alors que les structures tourbillonnaires émergent des différentes perforations simultanément, c'est à dire en phase suggérant un mécanisme de rétroaction corrélé sur chacune d'entre elles. Notons néanmoins que les structures émanant de la perforation centrale semblent être de plus forte intensité. On peut alors supposer que les fortes instabilités aérodynamiques et acoustiques apparaissant sur le jet central peuvent engendrer de légères fluctuations du débit à l'amont, tel qu'observé par Alenius [1]. Cela peut alors avoir pour effet de perturber l'écoulement dans les perforations voisines, favorisant l'émergence du même phénomène sur ces dernières. Encore une fois, des analyses supplémentaires expérimentales ou numériques sont néanmoins nécessaires pour valider ces hypothèses.

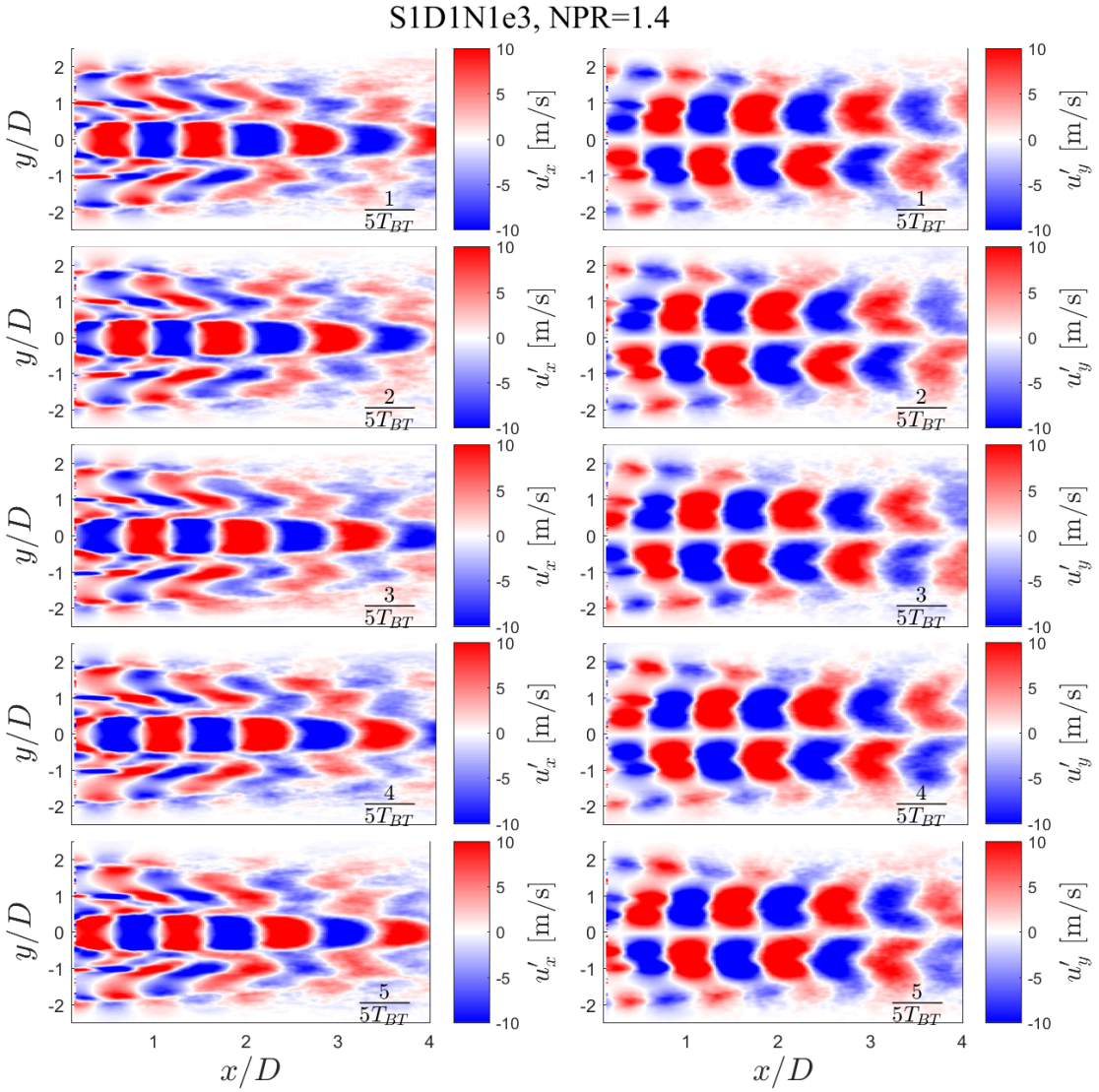


FIGURE C.18 – Moyenne de phase basée sur le bruit tonal subsonique pour la configuration S1D1N1e3, NPR= 1.4.

BIBLIOGRAPHIE

[1] E. Alenius. *Flow duct acoustics - An LES approach.* PhD thesis, KTH Royal Institute of Technology, 2012.

[2] E. Alenius, M. Âbom, and L. Fuchs. Large eddy simulations of acoustic-flow interaction at an orifice plate. *J. Sound Vib.*, 345 :162–177, 2015.

[3] J. Anderson, W. Jungowski, W. Hiller, and G. Meier. Flow oscillation in a duct with a rectangular cross-section. *J. Fluid Mech.*, 79(4) :769–784, 1977.

[4] J. Anderson and T. Williams. Base pressure and noise produced by the abrupt expansion of air in a cylindrical duct. *J. Mechanical Engineering Science*, 10(3) :262–268, 1968.

[5] B. André. *Étude expérimentale de l'effet de vol sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus (Experimental study of fhe flight effects on the shock-associated noise of underexpanded supersonic jets).* PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2012.

[6] J. Atvars, G. Paynter, D. Walker, and C. Wintermeyer. Development of acoustically lined ejector technology for multitube jet noise suppressor nozzles by model and engine tests over a wide range of jet pressure ratios and temperatures. *NASA Contractor Report*, NASA CR-2382 :1–338, 1974.

[7] J. Atvars, C. Wright, and C. Simcox. Supersonic jet noise suppression with multitube nozzle/ejectors. In *2nd AIAA Aeroacoustics Conference*, Hampton, VA, USA, 1975.

[8] C. Bailly and K. Fujii. High speed jet noise. *Mech. Engin. Rev.*, 3(1) :1–13, 2016.

[9] T. Balsa. The shielding of a convected source by an annular jet with an application to the performance of multitube suppressors. *J. Sound Vib.*, 44(2) :179–189, 1976.

[10] K. Baskaran, S. Parimalanathan, and A. Dhamanekar. Effects of passive grids on pipe and orifice jet noise. *J. Sound Vib.*, 435 :218–233, 2018.

[11] W. Bhat. Experimental Investigation of Noise Reduction from Two Parallel-Flow Jets. *AIAA Journal*, 16(11) :1160–1166, 1978.

[12] V. Blumenthal, R. Russell, and J. Streckenbach. Aircraft community noise research and development : a historical overview. *J. Acous. Soc. Am.*, 58(1) :124–143, 1975.

[13] C. Bogey and C. Bailly. Investigation of downstream and sideline subsonic jet noise using large eddy simulation. *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, 20(1) :23–40, 2006.

[14] C. Bogey and C. Bailly. An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure fields of subsonic jets. *J. Fluid. Mech.*, 583 :71–97, 2007.

[15] C. Bogey, S. Barré, V. Fleury, C. Bailly, and D. Juvé. Experimental study of the spectral properties of near-field jet noise. *Int. J. of Aeroacoustics.*, 6(2) :73–92, 2007.

[16] N. P. Breen and K. Ahuja. Jet noise source location by acoustic beamforming and nearfield sound contours - a comparison. In *23rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Denver, CO, USA, 2017.

[17] R. Camussi and G. Guj. Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows : intermittency and coherent structures. *J. Fluid. Mech.*, 348 :177–199, 1997.

[18] R. Camussi and G. Guj. Experimental analysis of intermittent coherent structures in the near field of high Re turbulent jet flow. *Physics of fluids*, 11(2) :423–431, 1999.

[19] CANSO and ACI. Managing the impacts of aviation noise. Technical report, Civil Air Navigation Services Organisation and Airports Council Iternational, 2015.

[20] T. Castelain. *Contrôle de jet par microjets impactants. Mesure de bruit rayonné et analyse aérodynamique*. PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2006.

[21] A. Cavalieri, G. Daviller, P. Comte, P. Jordan, G. Tadmor, and Y. Gervais. Using large eddy simulation to explore sound-source mechanisms in jets. *J. Sound Vib.*, 330 :4098–4113, 2011.

[22] A. Cavalieri, P. Jordan, A. Agarwal, and Y. Gervais. Jittering wave-packet models for subsonic jet noise. *J. Sound Vib.*, 330 :4474–4492, 2011.

[23] A. Cavalieri, P. Jordan, T. Colonius, and Y. Gervais. Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets. *J. Fluid. Mech.*, 704 :388–420, 2012.

[24] A. Cavalieri, D. Rodiguez, P. Jordan, T. Colonius, and Y. Gervais. Wavepackets in the velocity field of turbulent jets. *J. Fluid. Mech.*, 730 :559–592, 2013.

[25] T. Cheng and K. Lee. Numerical simulations of underexpanded supersonic jet and free shear layer using WENO schmes. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 26 :755–770, 2005.

[26] J. Christensen and J. Hald. Beamforming : Technical review. *Bruel&Kjaer*, 1 :1–54, 2004.

[27] C. Ciepluch, W. North, W. Coles, and R. Antl. Acoustic, thrust, and drag characteristics of several full-scale noise suppressors for turbojet engines. *National Advisory Committee for Aeronautics*, NACA TN 4261 :1–48, 1958.

[28] A. Cigada, F. Ripamonti, and M. Vanali. The delay sum algorithm applied to microphone array measurments : Numerical analysis and experimental validation. *Mech. Syst. and Sig. Proc.*, 21 :2645–2664, 2007.

[29] I. Coltrin, J. Blotter, R. Maynes, and K. Gee. Shock-cell structures and corresponding sound pressure levels emitted from closely spaced supersonic jet arrays. *Applied Acoustics*, 74 :1519–1526, 2013.

[30] S. Crow and F. Champagne. Ordely structure in the jet turbulence. *J. Fluid. Mech.*, 43(3) :547–591, 1971.

[31] H. Davies and J. Ffowcs Williams. Aerodynamic sound generation in a pipe. *J. Fluid Mech.*, 32(4) :765–778, 1968.

[32] K. Eldred, R. White, M. Mann, and M. Cottis. Suppression of jet noise with emphasis on the near field. *Technical Documentary Report*, 62(376) :1–235, 1963.

[33] T. Emmert, P. Lafon, and C. Bailly. Numerical study of self-induced transonic flow oscillations behind a sudden duct enlargement. *Physics of fluids*, 21, 2009.

[34] J. Ffowcs Williams. The noise from turbulence convected at high speed. *Phil. Trans. Roy. Soc. A.*, 255 :469–503, 1963.

[35] M. Fisher, M. Harper-Bourne, and S. Glegg. Jet engine noise source location : the polar correlation technique. *J. Sound Vib.*, 51(1) :23–54, 1977.

[36] V. Fleury, C. Bailly, E. Jondeau, M. Michard, and D. Juvé. Space-time correlations in two subsonic jets using dual particle image velocimetry measurements. *AIAA Journal*, 46(10) :2498–2509, 2008.

[37] C. Gerhold. Analytical Model of Jet Shielding. *AIAA Journal*, 21(5) :694–698, 1983.

[38] V. Gray, O. Gutierrez, and D. Walker. Assessment of jets as acoustic shields by comparaison of single and multitube suppressor nozzle data. *NASA Technical Memorandum*, NASA TM X-71450 :1–21, 1973.

[39] S. Grizzi and R. Camussi. Wavelet analysis of near-field pressure fluctuations generated by a subsonic jet. *J. Fluid. Mech.*, 698 :93–124, 2012.

[40] M. Harper-Bourne and M. Fisher. The noise from shock waves in supersonic jets. *AGARD CP 131*, 19 :1–14, 1973.

[41] J. Hileman, B. Thirow, E. Carballo, and M. Saminy. Large-scale structure evolution and sound emission in high-speed jets : a real-time visualization with simultaneous acoustic measurements. *J. Fluid. Mech.*, 544 :277–307, 2005.

[42] D. Huff. NASA Glenn's contributions to aircraft engine noise research. *J. Aerosp. Eng.*, 26 :218–250, 2013.

[43] U. Ingard and V. Singhal. Effect of the flow on the acoustic resonances of an open-ended duct. *J. Acous. Soc. Am.*, 58(4) :788–793, 1975.

[44] P. Jordan and T. Colonius. Wave packets and turbulent jet noise. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 45 :173–195, 2012.

[45] D. Juvé, M. Sunyach, and G. Comte-Bellot. Intermittency of the noise emission in subsonic cold jets. *J. Sound Vib.*, 71(3) :319–332, 1980.

[46] R. Kantola. Acoustic properties of heated twin jets. *J. Sound Vib.*, 79(1) :79–106, 1981.

[47] M. Kearney-Fischer, A. Sinha, and M. Samimy. Intermittent nature of subsonic jet noise. *AIAA Journal*, 51(5) :1142–1155, 2013.

[48] A. Kierkegaard, S. Allam, G. Efraimsson, and M. Abom. Simulations of whistling and the whisling potentially of an in-duct orifice with linear aeroacoustics. *J. Sound Vib.*, 331 :1084–1096, 2012.

[49] R. Lacombe. *Sifflement de dipahragmes en conduit soumis à un écoulement subsonique turbulent*. PhD thesis, Université du Maine, Le Mans, France, 2011.

[50] P. Laffay, S. Moreau, M. Jacob, and J. Regnard. Experimental study of the noise radiated by an air flow discharge through diaphragms and perforated plates. *J. Sound Vib.*, 434 :144–165, 2018.

[51] P. Laffay, S. Moreau, M. Jacob, and J. Regnard. Experimental investiagtion of the noise radiated by a ducted air flow discharge though diaphragms and perforated plates. *J. Sound Vib.*, soumis :1–49, 2019.

[52] A. Lafitte. *Prédiction de l'aéroacoustique de jets subsoniques confinés à l'aide d'une méthode stochastique de génération de la turbulence.* PhD thesis, École Centrale de Lyon, 2012.

[53] J. Laurence. Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet. *NACA*, 1292, 1957.

[54] LaVision. Flowmaster. product manual. Technical report, LaVision GmbH, Gottingen, 2017.

[55] H. Levine and J. Schwinger. On the radiation of sound from an unflanged circular pipe. *Physical review*, 73(4) :383–406, 1948.

[56] J. Liepmann. Investigations of free turbulent mixing. *NACA TN*, 1257, 1947.

[57] M. Lighthill. On sound generated aerodynamically. I. General theory. *Proceedings of the Royal Society of London*, 211(1107) :564–587, 1952.

[58] M. Lighthill. On sound generated aerodynamically. I. Turbulence as a source of sound. *Proceedings of the Royal Society of London*, 222(1148) :1–32, 1954.

[59] L. Lourenco and A. Krothapalli. On the accuracy of velocity and vorticity measurements with PIV. *Experiments in Fluids*, 18 :421–428, 1995.

[60] P. Lush. Measurements of subsonic jet noise and comparison with theory. *J. Fluid. Mech.*, 46 :477–500, 1971.

[61] R. Mani. A moving source problem relevant to jet noise. *J. Sound Vib.*, 25(2) :337–347, 1972.

[62] W. Meecham and D. Regan. Cross-correlation of noise produced inside a hot turbojet exhaust with and without suppression. In *2nd AIAA Aeroacoustics Conference*, Hampton, VA, USA, 1975.

[63] G. Meier, G. Grabitz, W. Jungowski, K. Witczak, and J. Anderson. Oscillations of the supersonic flow downstream of an abrupt increase in duct cross section. *AIAA Journal*, 18(4) :394–395, 1980.

[64] G. Meier, P. Szumowski, and W. Selerowicz. Self-excited oscillations in internal transonic flows. *Prog. Aerospace Sci.*, 27 :145–200, 1990.

[65] A. Melling. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 8 :1406–1416, 1997.

[66] B. Mercier, T. Castelain, and C. Bailly. Experimental investigation of the turbulent density–far-field sound correlations in compressible jets. *Int. J. of Aeroacoustics.*, 17(4-5) :521–540, 2018.

[67] M. Merle. Sur la fréquence des ondes émises par un jet d'air à grande vitesse. *Compte rendu de l'Académie des sciences de Paris*, 243 :490–493, 1956.

[68] A. Michalke. The instability of free shear layers. *Prog. Aeroaspace Sci.*, 12 :213–216, 1972.

[69] A. Michalke. Survey on jet instability theory. *Prog. Aeroaspace Sci.*, 21 :159–199, 1984.

[70] D. Middleton and P. Clark. Assessment and developpement of methods of acoustic performance prediction for jet noise suppressors. *UTIAS Technical Note*, 134 :1–49, 1969.

[71] P. Morris, M. Giridharan, and G. Lilley. The turbulent mixing of compressible free shear layers. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 431 :219–243, 1990.

[72] P. Morris and S. Miller. Prediction of broadband shock-assocaited noise using reynolds-averaged navier-stockes computational fluid dynamics. *AIAA Journal*, 48(12) :2931–2943, 2010.

[73] P. Nelson and C. Morfey. Aerodynamic sound production in low speed flow ducts. *J. Sound Vib.*, 79(2) :263–289, 1981.

[74] J. Nogueira, A. Lecuona, and P. Rodriguez. Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution PIV techniques. *Experiments in Fluids*, 30 :309–316, 2001.

[75] T. Norum. Screech suppression in supersonic jets. *AIAA Journal*, 21(2) :235–239, 1983.

[76] T. Padois. *Localisation de source acoustique en soufflerie anéchoique par deux techniques d'antennerie : formation de voies et retournement temporel numérique.* PhD thesis, Université de Poitiers, 2011.

[77] J. Panda. An experimental investigation of screech noise generation. *J. Fluid. Mech.*, 378 :71–96, 1999.

[78] J. Panda and R. Seasholtz. Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise. *J. Fluid. Mech.*, 550 :91–130, 2002.

[79] J. Panda, R. Seasholtz, and K. Elam. Investigation of noise sources in high-speed jets via correlation measurements. *J. Fluid. Mech.*, 537 :349–385, 2005.

[80] S. Pao and J. Seiner. Shock-associated noise in supersonic jets. *AIAA Journal*, 21(5) :687–693, 1983.

[81] C. Pérez-Arroyo, G. Daviller, G. Puigt, C. Airiau, and S. Moreau. Identification of temporal and spatial signatures of broadband shock-associated noise. *Shock Waves*, 29(1) :117–134, 2019.

[82] M. Ponton and J. Seiner. The effects of nozzle exit lip thickness on plume resonance. *J. Sound Vib.*, 154(3) :531–549, 1992.

[83] M. Ponton and J. Seiner. The effects of nozzle exit lip thickness on plume resoannce. *J. Sound Vib.*, 154(3) :531–549, 1992.

[84] A. Powell. The noise of choked jets. *J. Acous. Soc. Am.*, 25(3) :385–389, 1953.

[85] A. Powell. On the mechanism of choked jet noise. *Proceedings of the physical Society. Section B*, 66(12) :1039–1056, 1953.

[86] A. Powell, Y. Umeda, and R. Ishii. Observations of the oscillation modes of choked circular jets. *J. Acous. Soc. Am.*, 92(5) :2823–2836, 1992.

[87] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, and J. Kompenhans. *Particle image velocimetry. A practical guide.* Springer, Berlin Heidelberg, 2007.

[88] G. Raman. Supersonic jet screech : Half-century from Powell to the present. *J. Sound Vib.*, 225(3) :543–571, 1999.

[89] G. Raman, P. Panickar, and K. Chelliah. Aeroacoustics of twin supersonic jets : a review. *Int. J. of Aeroacoustics.*, 11(7-8) :957–984, 2012.

[90] G. Raman and R. Taghavi. Resonant interaction of a linear array of supersonic rectangular jets : an experimental study. *J. Fluid Mech.*, 309 :93–111, 1996.

[91] G. Raman and R. Taghavi. Coupling of twin rectangular supersonic jets. *J. Fluid Mech.*, 354 :123–146, 1998.

[92] D. Regan and W. Meecham. Multitube turbojet noise-suppression studies using cross-correlation techniques. *J. Acous. Soc. Am.*, 63(6) :1753–1767, 1978.

[93] S. Rienstra and A. Hirshberg. Fundamentals of duct acoustics. Technical report, Technische Universiteit Eindhoven, Netherland, 2009.

[94] S. Rienstra and A. Hirshberg. An introduction to acoustics. Technical report, Technische Universiteit Eindhoven, Netherland, 2009.

[95] J. Sabot and G. Comte-Bellot. Courbes d'iso-corrélations spatiales et d'iso-corrélations temporelles relatives aux fluctuations longitudinales de vitesse en conduite lisse circulaire. *Les comptes rendus de l'académies des sciences de Paris, Série A*, 275(10) :667–670, 1972.

[96] J. Seiner, J. Manning, J. Capone, and J. O. C. Pendergraft. Study of external dynamic flap loads on a 6 percent B-1B model. *J. Eng. Gas Turbines and Power*, 114 :817–828, 1992.

[97] J. Seiner, J. Manning, and M. Ponton. Dynamic pressure loads associated with twin supersonic plume resonance. *AIAA Journal*, 26 :954–960, 1988.

[98] G. Settles. *Schlieren and shadowgraph techniques*. Springer, Berlin Heidelberg, 2001.

[99] R. Shafer, R. Mersereau, and M. Richards. Constrained iterative restoration algorithms. *Proceedings of the IEEE*, 69(4) :432–451, 1981.

[100] L. Shaw. Twin-jet Screech Suppression. *J. Aircraft*, 27 :708–715, 1990.

[101] S. Sheen. Effect of exit spacing in a multiple-jet nozzle on noise levels at audible frequencies. *J. Occupational and Environmental Hygiene*, 8 :349–356, 2011.

[102] S. Sheen and Y. Hsiao. On using multiple-jet nozzles to suppress industrial jet noise. *J. Occupational and Environmental Hygiene*, 4 :669–677, 2007.

[103] P. Sherman, D. Glass, and K. Duleep. Jet flow field during screech. *Applied scientific research*, 32(3) :283–303, 1976.

[104] W. Swan and C. Simcox. A status report on jet noise suppression as seen by an aircaft manufacturer. In *5th AIAA Aircraft Design, Flight Test and Operation Meeting*, St Louis, MI, USA, 1973.

[105] C. Tam. Supersonic jet noise. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 27 :17–43, 1995.

[106] C. Tam and K. Chen. A statistical model of turbulence in two dimensional mixing layers. *J. Fluid. Mech.*, 92 :303–326, 1979.

[107] C. Tam, M. Golebiowski, and J. Seiner. On the two Components of Turbulent Mixing Noise from Supersonic Jets. In *2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, State Collage, PA, USA, 1996.

[108] C. Tam, S. Parrish, and K. Viswanathan. The harmonics of jet screech tones. In *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Berlin, Germany, 2013.

[109] C. Tam and J. Seiner. Analysis of twin supersonic plume resonance. *AIAA Paper*, 87-2685, 1987.

[110] C. Tam, J. Seiner, and J. Yu. Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones. *J. Sound Vib.*, 110(2) :309–321, 1986.

[111] C. Tam and H. Tanna. Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles. *J. Sound Vib.*, 81(3) :337–358, 1982.

[112] C. Tam, K. Viswanathan, K. Ahuja, and J. Panda. The sources of jet noise : experimental evidence. *J. Fluid. Mech.*, 615 :253–292, 2008.

[113] H. Tanna. An experimental study of jet mixing noise Part 1 : turbulent mixing noise. *J. Sound Vib.*, 50(3) :405–428, 1977.

[114] B. Tester and M. Fisher. Engine noise source breakdown : Theory, simulation and results. In *7th AIAA Aeroacoustics Conference*, Palo Alto, CA, U.S.A, 1981.

[115] P. Testud, Y. Aurégan, P. Moussou, and A. Hirshberg. The whistling potentiality of an orifice in a confined flow using an energetic criterion. *J. Sound Vib.*, 325 :769–780, 2009.

[116] C. Torrence and G. Compo. A practical guide to wavelet analysis. *Bull. of the American Meteorological Society*, 79(1) :61–78, 1998.

[117] Y. Umeda and R. Ishii. Oscillation modes of supersonic multijets. *J. Acous. Soc. Am.*, 101(6) :3353–3360, 1996.

[118] Y. Umeda and R. Ishii. Oscillation modes of supersonic multijets exhausting from very adjacent multiple nozzles. *J. Acous. Soc. Am.*, 110(4) :1873–1877, 2001.

[119] K. Viswanathan. Analysis of the Two Similarity Components of Turbulent Mixing Noise. *AIAA Journal*, 40(9) :1735–1744, 2002.

[120] K. Viswanathan. Aeroacoustics of hot jets. *J. Fluid. Mech.*, 516 :39–82, 2004.

[121] K. Viswanathan. Instrumentation considerations for accurate jet noise measurements. *AIAA Journal*, 44(6) :1137–1149, 2006.

[122] K. Viswanathan and P. Morris. Prediction of turbulent mixing in axisymmetric compressible shear layers. *AIAA Journal*, 30 :1529–1536, 1992.

[123] F. White. *Viscous fluid flow.* McGraw Hill, 1974.

[124] C. Winant and F. Broward. Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing layers growth at moderate Reynolds number. *J. Fluid. Mech.*, 63 :237–255, 1974.

[125] J. Yu and D. Fratello. Measurement of acoustic shielding by a turbulent jet. *J. Sound Vib.*, 98(2) :185–212, 1985.

[126] K. Zaman. Effect of Initial Condition on Subsonic Jet Noise. *AIAA Journal*, 23(9) :1370–1373, 1985.

[127] E. Zoppellari. *Contribution à l'étude experimentale du bruit de jets supersoniques. Évaluation experimentale de la méthode de réduction du bruit des jets supersoniques chauds par injection d'eau.* PhD thesis, École Centrale de Lyon, 1997.

[128] E. Zoppellari and D. Juvé. Reduction of jet noise by water injection. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Atlanta, GA, USA, 1997.

[129] E. Zoppellari and D. Juvé. Reduction of hot supersonic jet noise by water injection. In *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Toulouse, France, 1998.

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 mai 2016,

Vu la demande des directeurs de thèse

Messieurs M-C. JACOB et S. MOREAU

et les rapports de

M. Y. GERVAIS
Professeur - Institut Pprime - CNRS - Université de Poitiers - ENSMA
11 bd Marie et Pierre Curie - BP 30179 - 86962 Futuroscope Chasseneuil cedex

et de

M. C. SCHRAM
Professeur - Von Karman Institute - Aeronautics and Aerospace Department
Waterloosesteenweg 72 - B-1640 Sint-Genesius-Rode - Belgique

Monsieur LAFFAY Paul

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE

Fait à Ecully, le 2 juillet 2019

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes

M-A. GALLAND

ECOLE CENTRALE DE LYON
Service Scolarité
ECULLY