N^o d'ordre : 2015-39 **ANNÉE 2015**

THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir

le titre de DOCTEUR

SPÉCIALITÉ MÉCANIQUE DES FLUIDES

par

Romain GOJON

Etude de jets supersoniques impactant une paroi par simulation numérique. Analyse aérodynamique et acoustique des mécanismes de rétroaction

Soutenue le 7 décembre 2015 devant la Commission d'Examen

Examinateurs:	M.	Christophe	BOGEY	Directeur de Thèse
	M.	Grégoire	CASALIS	Président du jury
	M.	Laurent	GICQUEL	Rapporteur
	M.	Hadrien	LAMBARE	
	M.	Olivier	MARSDEN	Co-directeur de Thèse
	M.	Mo	SAMIMY	Rapporteur
	M.	François	VUILLOT	

École Doctorale de Mécanique, Énergétique, Génie civil, Acoustique
Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509
École Centrale de Lyon, France

Remerciements

Ce travail de thèse a débuté en octobre 2012 et a été effectué au Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon.

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Christophe Bogey, pour la qualité de son encadrement, son soutien et sa disponibilité tout au long de ces trois années. Le lecteur attentif pourra remarquer que ce manuscrit est écrit selon la norme *iso-CB2* mondialement reconnue.

Je remercie aussi très chaleureusement mon co-directeur de thèse, Olivier Marsden pour ses conseils précieux et les nombreuses heures qu'il m'a accordées pour le développement et la mise en place sur clusters des différents codes de résolution utilisés dans ce mémoire. J'associe également mes remerciements à Christophe Bailly pour les nombreux conseils qu'il m'a donnés pendant ces trois années. Je remercie Christophe Pera pour son aide apportée sur l'utilisation des ressources du Pôle de Calcul Hautes Performances Dédiés (P2CHPD) de la Fédération Lyonnaise de Simulation et de Modélisation Numériques.

J'exprime toute ma grattitude à Laurent Gicquel, chercheur senior au CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique) et à Mo Samimy, professeur au *Gas Dynamics and Turbulence Laboratory* de *The Ohio State University* qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse.

Je tiens à remercier Grégoire Casalis, Hadrien Lambare, Olivier Marsden et François Vuillot pour avoir accepté d'être membre de mon jury de thèse.

Je remercie également tout le personnel du Centre Acoustique pour l'accueil chaleureux qui m'a été offert. Je tiens également à remercier tous les doctorants que j'ai côtoyés et plus particulièrement Jean Emmanuel, Nassim, Simon, Gyuzel, Ababacar, Roberto, Bertrand et Marion pour les parties de babyfoot plus qu'utiles pour se vider la tête entre midi et deux, et pour le traditionnel gâteau (maison on avait dit Ababacar) du vendredi. Je pense également aux post-docs Benjamin et Cyril, qui ont su me conseiller sur la préparation de l'après thèse.

Je remercie enfin mes amis et ma famille qui ~~ont du me supporter~~ ont eu la chance de me côtoyer pendant ces derniers mois de thèse. Je tiens à remercier mes collocs, Brice et Manu, qui ont suivi à distance l'avancée de ma thèse et mes parents et mon frère qui ont souvent essayé de comprendre mon sujet. Je finirai par remercier Mélanie qui a su m'épauler et me soutenir pendant toutes ces années et qui continue à le faire.

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude des propriétés aéroacoustiques de jets supersoniques impactant une paroi par simulation des grandes échelles. Ces simulations sont réalisées à partir des équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles exprimées pour des coordonnées cartésiennes ou cylindriques. Afin de résoudre ces équations, des schémas numériques de différenciation spatiale et d'intégration temporelle peu dispersifs et peu dissipatifs sont utilisés. Les écoulements étudiés étant supersoniques, une procédure de capture de choc est également implémentée afin de supprimer les oscillations de Gibbs de part et d'autre des chocs.

Dans un premier temps, un jet rond libre et quatre jets ronds impactant une paroi avec un angle de 90 degrés sont simulés sur des maillages cylindriques. Ces jets sont supersoniques, sous-détendus, et sont caractérisés par un nombre de Reynolds calculé à partir du diamètre du jet de $Re_j = 6 \times 10^4$, et par un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.56$. Les résultats du jet libre sont tout d'abord présentés. Ils sont comparés aux résultats de plusieurs études expérimentales et de modèles afin de valider l'approche numérique utilisée. Notamment, les différentes composantes acoustiques spécifiques aux jets sous-détendus comme le bruit de choc large-bande et le bruit de *screech* sont observées et analysées. Les résultats obtenus pour les quatre jets impactant une paroi sont ensuite examinés. Dans ce cas, la présence d'une boucle de rétroaction aéroacoustique entre les lèvres de la buse et la paroi est montrée. Pour finir, le comportement aérodynamique et aéroacoustique des jets est étudié, et comparé à différentes études numériques et expérimentales de la littérature.

Quatre jets plans supersoniques idéalement détendus impactant une paroi avec un angle de 90 degrés sont ensuite calculés. Ils ont un nombre de Reynolds évalué à partir de la hauteur de la buse de $Re_j = 5 \times 10^4$ et un nombre de Mach de $\mathcal{M}_j = 1.28$. Une boucle de rétroaction aéroacoustique entre la buse et la paroi est de nouveau mise en évidence. Une combinaison de modèles associant un modèle d'onde stationnaire aérodynamique-acoustique et un modèle de stabilité de jet plan 2-D avec des couches de mélange infiniment minces est alors proposée. Ce modèle permet de déterminer à la fois les fréquences les plus probables de la boucle de rétroaction aéroacoustique et leurs natures plane ou sinueuse.

Enfin, les simulations de deux jets plans supersoniques impactant une paroi avec des angles de 60 et 75 degrés sont réalisées grâce à l'utilisation de deux maillages cartésiens, par une méthode de recouvrement de maillages. Les modifications des propriétés de la boucle de rétroaction aéroacoustique lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés sont ainsi étudiées.

Abstract

In this PhD work, supersonic impinging jets are simulated using large-eddy simulation in order to investigate their aerodynamic and acoustic fields. In practice, the unsteady compressible Navier-Stokes equations are solved on Cartesian or cylindrical meshes. Low-dissipation and low-dispersion numerical methods are used for spatial differentiation and time integration. As the jets are supersonic, a shock-capturing filtering is also applied in order to avoid Gibbs oscillations near shocks.

A free round jet and four round jets impinging normally on a flat plate are first simulated on cylindrical meshes. They are underexpanded, and have a Reynolds number based on the nozzle diameter of $Re_j = 6 \times 10^4$ and a fully expanded Mach number of $\mathcal{M}_j = 1.56$. The results for the free jet are first presented. They are compared with experimental results and predictions given by models in order to validate the numerical setup. Acoustic components specific to underexpanded jets such as broadband shock-associated noise and *screech* noise are obtained. The results for the four impinging jets are then examined. An aeroacoustic feedback mechanism establishing between the nozzle lips and the flat plate is found to generate tones. Finally, the flow and acoustic properties of the jets are studied and compared with numerical and experimental data.

Four ideally expanded planar jets impinging normally on a flat plate are then simulated. They have a Reynolds number based on the nozzle height of $Re_j = 5 \times 10^4$ and a Mach number of $\mathcal{M}_j = 1.28$. An aeroacoustic feedback mechanism is again observed between the nozzle lips and the flat plate. A combination of models based on an aeroacoustic feedback model and a vortex sheet model of the jet is then proposed. The model appears able to predict the most likely tone frequencies of the feedback mechanism, and the symmetric or antisymmetric nature of the corresponding jet oscillation.

Finally, two ideally expanded jets impinging on a flat plate with angles between the jet direction and the plate of 60 and 75 degrees are simulated using two Cartesian meshes. The effects of the angle of impact on the properties of the aeroacoustic feedback mechanism are finally studied.

Table des matières

Notations

Acronymes

$BBSAN$ Bruit de choc large bande *BroadBand Shock-Associated Noise*

CAA Aéroacoustique numérique *Computational AeroAcoustic*

CFD Mécanique des fluides numérique *Computational Fluid Dynamics*

DNS Simulation numérique directe *Direct Numerical Simulation*

FFT Transformée de Fourier rapide *Fast Fourier Transform*

DES Approches hybrides *Detached Eddy Simulation*

LES Simulation des grandes échelles *Large Eddy Simulation*

$RANS$ Equations de Navier-Stokes moyennées *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*

$OASPL$ Niveaux de puissance acoustique *Overall Sound Pressure Levels*

$ZEHST$ Projet d'avion supersonique du groupe Airbus

Caractères grecs

ϵ Taux de dissipation d'énergie turbulente .... $m^2.s^{-3}$

ν Viscosité cinématique du fluide .... $m^2.s^{-1}$

ν_0 Viscosité cinématique du fluide ambiant .... $m^2.s^{-1}$

ρ Masse volumique statique .... $kg.m^{-3}$

ρ_0 Masse volumique ambiante .... $kg.m^{-3}$

ρ_j Masse volumique du jet adapté équivalent .... $kg.m^{-3}$

ρ_ω Masse volumique sur la paroi de la buse .... $kg.m^{-3}$

ρ_t Masse volumique totale .... $kg.m^{-3}$

Caractères latins

$\mathcal{A}$ Section variable de la tuyère .... m^2

c Célérité locale du son .... $m.s^{-1}$

c_0 Célérité du son dans le milieu ambiant .... $m.s^{-1}$

c_p Capacité calorifique à pression constante .... $J.kg^{-1}.K^{-1}$

c_v Capacité calorifique à volume constant .... $J.kg^{-1}.K^{-1}$

D_M	Diamètre du disque de Mach	m
f	Fréquence	Hz
f_{shock}	Fréquence du bruit de choc large bande	Hz
f_s	Fréquence du bruit de *screech*	Hz
h	Hauteur du jet plan	m
l_η	Echelle de Kolmogorov de la turbulence	m
L_f	Echelle intégrale de la turbulence	m
L_s	Longueur d'une cellule de choc	m
L_{sw}	Longueur d'onde d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique	m
M	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
p	Pression statique	Pa
p_e	Pression d'éjection	Pa
p_0	Pression ambiante	Pa
p_r	Pression de réservoir	Pa
p_{ref}	Pression de référence	Pa
p_t	Pression totale	Pa
$\mathcal{R}$	Constante universelle des gaz parfaits	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
r	Constante spécifique du gaz parfait	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
r_0	Rayon du jet rond	m
r_j	Rayon du jet rond adapté équivalent	m
T	Température statique	K
T_0	Température ambiante	K
T_j	Température du jet adapté équivalent	K
T_t	Température totale	K
u_c	Vitesse de convection des structures turbulentes	$m.s^{-1}$
u_e	Vitesse d'éjection du jet	$m.s^{-1}$
u_j	Vitesse du jet adapté équivalent	$m.s^{-1}$
u_τ	Vitesse de frottement	$m.s^{-1}$
V_g	Vitesse de groupe des ondes acoustiques	$m.s^{-1}$
u	Vitesse	$m.s^{-1}$
Z_M	Position du disque de Mach	m
z_p	Longueur du cône potentiel	m

Nombres adimensionnels

γ	Rapport des capacités calorifiques du fluide
$\mathcal{M}$	Nombre de Mach : $\mathcal{M} = \dfrac{v}{c}$
$\mathcal{M}_j$	Nombre de Mach du jet adapté équivalent
$\mathcal{M}_c$	Nombre de Mach de convection des structures turbulentes
$\mathcal{M}_d$	Nombre de Mach du régime parfaitement adapté
$\mathcal{M}_e$	Nombre de Mach d'éjection
NPR	Rapport entre la pression de réservoir et la pression ambiante *Nozzle Pressure Ratio*
R_e	Nombre de Reynolds : $R_e = \dfrac{Lu}{\nu}$
Re_{L_f}	Nombre de Reynolds basé sur l'échelle intégrale
St	Nombre de strouhal : $St = \dfrac{fL}{u}$

Opérateurs

$\hat{.}$	Décomposition de Favre de la variable a : $a = \hat{a} + a''$ avec $\hat{a} = \dfrac{\overline{\rho a}}{\overline{\rho}}$
$\bar{.}$	Filtrage associé à la LES
$\tilde{.}$	Transformée de Fourier
$< . >$	Moyenne

Introduction

Contexte

Le transport aérien est un secteur en plein essor. Au sein de l'Union Européenne des 28, plus de 878 millions de passagers ont été transportés en 2014 selon Eurostat (*ec.europa.eu*), ce qui constitue une hausse de 4.1% par rapport à 2013. Ces chiffres dépassent déjà largement le précédent record de 799 millions de passagers en 2008, juste avant la crise financière. Par ailleurs, afin de proposer des moyens de transport de plus en plus rapides pour se déplacer, divers projets d'avions hypersoniques ont vu le jour chez les avionneurs. C'est le cas du ZEHST (Zero Emission Hyper Sonic Transportation) présenté par le groupe Airbus au salon du Bourget en 2011, qui est capable d'effectuer un vol Paris-Tokyo en 2h30. Une maquette de cet avion avec ses différents moyens de propulsion (turboréacteur, moteurs-fusées à ergol liquide et statoréacteurs) est montrée sur la figure 1. Les turboréacteurs servent pendant les phases de décollage et d'atterrissage. Ils sont situés sous les ailes delta et sont représentés en bleu. Les moteurs-fusées à ergol liquide, utilisés pour accélérer jusqu'à la vitesse de croisière sont représentés en rose et les deux statoréacteurs, en marche pendant le vol de croisière hypersonique, sont en vert. L'essor du transport aérien et la recherche de moyens de transport toujours plus rapides augmentent mécaniquement les nuisances sonores produites par le transport aérien. L'étude du bruit de jet dans le domaine aéronautique est donc d'une grande importance.

Figure 1 – Projet d'avion supersonique du groupe Airbus : le ZEHST au salon du Bourget en 2011. Les turboréacteurs, les moteurs-fusées et les statoréacteurs sont représentés en bleu, rose et vert, respectivement.

Le développement de lanceurs efficaces et robustes est important afin de maintenir un accès simple à l'espace. Pour atteindre cet objectif, l'étude aéroacoustique des systèmes de lancement au moment du décollage revêt une importance particulière. En effet, lors du décollage, les lanceurs sont soumis à des niveaux sonores très élevés, dus à la fois aux jets supersoniques sortant des propulseurs et à l'impact de ces jets sur le pas de tir, visible sur la figure 2(a). Le bruit alors produit peut endommager la charge utile et les équipements des fusées [47]. Une meilleure estimation de l'environnement acoustique au moment du décollage à l'aide de campagnes expérimentales et de simulations numériques peut alors permettre de mieux anticiper les éventuels problèmes structuraux des lanceurs et d'y remédier. Pour le lanceur Ariane 5 par exemple, des campagnes de mesures expérimentales sur une maquette à l'échelle 1/20ème de l'ensemble du système de lancement ont été effectuées au moment de sa mise au point en 1992 [30] et en 1994 [123] pour étudier les mécanismes de génération de bruit lors du décollage. Plus récemment, toujours pour le lanceur Ariane 5, Hijlkema *et al.* [61] étudièrent les oscillations de poussée sur une maquette d'un propulseur de la fusée. Ces oscillations sont responsables de niveaux acoustiques très élevés. Enfin, le CNES, lors d'une campagne d'essais effectuée dans le cadre d'une coopération CNES-JAXA [74], a étudié l'environnement acoustique de jets supersoniques chauds impactant une paroi avec des angles de 45 degrés, 60 degrés et 90 degrés. Actuellement, avec le développement des capacités de calculs et le développement de schémas numériques de différenciation spatiale et d'intégration temporelle peu dispersifs et peu dissipatifs [16, 12], des simulations des grandes échelles réalisées sur des géométries simples sont aussi menées afin de mieux caractériser l'environnement acoustique des lanceurs durant la phase de décollage. Cette méthode est utilisée par Tsutsumi *et al.* [95] pour la simulation d'un jet rond supersonique impactant une paroi inclinée, par de Cacqueray *et al.* [43] pour un jet supersonique sous-détendu dont le nombre de Mach parfaitement détendu est égal à 3.3, ou encore par Dargaud *et al.* [35] pour la simulation des grandes échelles de l'onde de souffle et du bruit de jet au décollage d'une fusée.

Des problèmes similaires sont rencontrés dans le domaine militaire, lors du décollage d'un avion de chasse sur un porte-avion. Dans ce cas, un déflecteur est utilisé en aval, comme représenté sur la figure 2(b), et le jet supersonique créé par les turboréacteurs de l'appareil impacte le déflecteur, ce qui produit des ondes acoustiques de très forte amplitude qui peuvent nuire à la santé du personnel sur le pont. Liu *et al.* [82] ont ainsi simulés l'environnement acoustique sur la plate forme d'un porte-avion lors du décollage d'un avion de chasse. A travers ces deux exemples, la problématique liée à l'acoustique des jets supersoniques, et plus particulièrement à celle des jets supersoniques impactant, prend tout son sens.

(a)

(b)

FIGURE 2 – (a) Décollage de la fusée Ariane 5, et (b) avion de chasse sur un porte avion.

Jets supersoniques impactant une paroi

Le bruit d'un jet supersonique impactant une paroi solide est produit par différentes sources qui peuvent être classées en deux grandes catégories.

La première catégorie inclut les sources dues au caractère supersonique du jet, responsable de trois types de rayonnement [135] : le rayonnement d'ondes de Mach, le bruit de choc, et dans certains cas un bruit tonal appelé bruit de *screech*. Le rayonnement d'ondes de Mach est observé lorsque des structures turbulentes présentes dans la couche de mélange sont convectées à une vitesse supérieure à celle du son dans le milieu ambiant. Ce rayonnement correspond à des ondes de choc attachées aux structures turbulentes supersoniques. Il est directif, présente un spectre large bande, et a été mis en évidence expérimentalement [105] et numériquement [93]. Dans un jet *non-adapté*, pour lequel la pression de sortie est différente de la pression ambiante, la présence d'un réseau de cellules de choc conduit à l'apparition de deux composantes acoustiques supplémentaires. La première composante est le bruit de choc large-bande, identifié pour la première fois par Martlew [87], qui résulte des interactions entre le réseau de cellules de chocs et la turbulence de la couche de mélange. Ce bruit expose un spectre large-bande et le mécanisme à l'origine de ce bruit a été étudié lors de plusieurs études expérimentales [2, 144, 146] et numériques [34], afin de prédire, en particulier, sa fréquence centrale. Dans un jet *non-adapté*, le bruit de *screech* peut également être produit dans certains cas. Il provient d'une boucle de rétroaction aéroacoustique, décrite par Powell [112] puis par Raman [115], entre les structures tourbillonnaires convectées dans la couche de mélange et les ondes acoustiques remontant vers l'amont.

La deuxième catégorie des sources de bruit dans les jets impactant une paroi concerne les sources dues à l'impact du jet sur la paroi. Leurs caractéristiques diffèrent selon la distance entre la buse du jet et la paroi, et selon l'angle entre le jet et la paroi. Le cas d'une paroi perpendiculaire au jet a été étudié expérimentalement lors de nombreuses campagnes depuis dix ans. De nombreux résultats sont par conséquent disponibles dans la littérature [5, 69, 158, 164]. En plus des sources rencontrées dans les jets libres, un bruit tonal haute-fréquence dont la fréquence et l'amplitude varient en fonction de la distance du jet à la paroi est obtenu. Dans le cas d'une paroi non perpendiculaire à l'écoulement, ce bruit tonal est plus faible, et deux sources de bruit sont identifiées expérimentalement [92] et numériquement [95]. La première source se situe au niveau de la zone d'impact. Elle est large-bande, et émet un rayonnement avec une directivité marquée. La deuxième source apparaît uniquement si les structures turbulentes du jet de paroi se développant après l'impact du jet (*wall jet* en anglais) sont convectées à une vitesse supérieure à celle du son dans le milieu ambiant. Elle génère un rayonnement d'onde de Mach.

Objectif de la thèse

L'objectif de cette thèse est l'étude aéroacoustique et aérodynamique de jets supersoniques impactant une paroi solide. Trois configurations seront examinées :

- Des jets ronds supersoniques sous-détendus seront simulés à l'aide d'un code de résolution des équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles en coordonnées cylindriques. Un jet libre et quatre jets impactant une paroi avec un angle de 90 degrés seront considérés. Les résultats du jet libre seront comparés aux résultats de plusieurs études expérimentales et de modèles afin de valider l'approche numérique utilisée. Les différentes sources acoustiques spécifiques aux jets sous-détendus comme le bruit de choc large bande et le bruit de *screech* seront observées et analysées. Les résultats des jets impactant une paroi seront ensuite présentés, et la présence d'une boucle de rétroaction aéroacoustique entre les lèvres de la buse et la paroi sera discutée. Pour finir, le comportement aérodynamique et aéroacoustique des jets sera étudié et comparé à différentes études numériques et expérimentales de la littérature.

- Quatre jets plans supersoniques idéalement détendus seront aussi calculés à l'aide d'un code de résolution des équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles en coordonnées cartésiennes. Les jets impacteront une paroi avec un angle de 90 degrés. Une boucle de rétroaction aéroacoustique sera de nouveau obtenue. Les modes d'oscillation du jet associés à cette boucle seront caractérisés et comparés à des résultats issus d'analyses de stabilité.
- Deux jets plans supersoniques idéalement détendus impactant une paroi avec des angles de 60 et 75 degrés seront enfin simulés à l'aide d'un code de résolution des équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles en coordonnées cartésiennes, en utilisant deux maillages cartésiens se recouvrant. L'évolution des propriétés de la boucle de rétroaction aéroacoustique lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés sera ainsi analysée.

Trois codes de résolution des équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles seront ainsi mis au point pour permettre la simulation des grandes échelles des trois configurations étudiées.

Présentation du mémoire

Ce manuscrit est composé de quatre parties. Dans la première partie, les caractéristiques aérodynamiques des écoulements de jets supersoniques sont rappelées. Dans la deuxième partie, les méthodes numériques utilisées en aéroacoustique sont présentées. En particulier, les méthodes employées spécifiquement dans les trois codes de résolution des équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles mis au point dans cette thèse sont détaillées. Enfin, les résultats obtenus pour les simulations de jets sont montrés dans les troisième et quatrième parties.

La première partie présente les principales caractéristiques aérodynamiques et aéroacoustiques des écoulements de jets supersoniques. Les propriétés spécifiques des jets supersoniques impactant une paroi sont ensuite détaillées. En particulier, la boucle de rétroaction aéroacoustique qui s'établit parfois pour ces jets est décrite, et une étude de stabilité est menée afin de caractériser la nature des modes d'oscillation des jets associés à cette boucle de rétroaction.

La seconde partie est consacrée aux méthodes numériques utilisées en aéracoustique pour la simulation de jets supersoniques impactant une paroi. Chaque méthode est présentée avec son principe, ses avantages, ses limitations et son coût de calcul. Les méthodes employées dans les trois codes de résolution développés sont alors détaillées. Certaines méthodes sont communes aux trois codes comme l'intégration temporelle et d'autres sont spécifiques à un code de résolution comme l'interpolation Lagrangienne 2-D d'ordre élevé.

La troisième partie expose les résultats obtenus par la simulation pour un jet rond sous-détendu libre et quatre jets ronds sous-détendus impactant une paroi avec un angle de 90 degrés. Les résultats pour le jet libre sont tout d'abord présentés afin de valider la méthodologie numérique. Ils sont comparés à des résultats expérimentaux et à des modèles. La présence d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique associée au bruit de *screech* est notamment mise en évidence. Les résultats des jets impactant une paroi sont ensuite présentés. Une boucle de rétroaction aéroacoustique entre la buse des jets et la paroi est observée et est analysée. Les fréquences tonales liées à cette boucle sont comparées aux fréquences prédites par des modèles et les modes d'oscillation du jet associés à ces fréquences sont décrits.

Dans la quatrième partie, les résultats obtenus pour les six jets plans supersoniques idéalement détendus impactant une paroi avec un angle entre 60 et 90 degrés sont présentés. Les résultats pour les quatre cas avec un angle d'impact de 90 degrés sont tout d'abord exposés. La boucle de rétroaction aéroacoustique entre la buse et la paroi est de nouveau étudiée. Les fréquences tonales associées à cette boucle sont identifiées, et une combinaison de modèles basée sur un modèle d'onde stationnaire aérodynamique-acoustique et un modèle de stabilité d'un jet plan aux couches limites infiniment minces est proposée. Ce modèle paraît capable de déterminer à la fois les fréquences les plus probables de la boucle de rétroaction aéroacoustique et leurs nature plane ou sinueuse. Par la suite, les résultats pour deux jets impactant une paroi avec des angles de 60 et 75 degrés sont présentés, et l'évolution de la boucle de rétroaction aéroacoustique lorsque l'angle d'impact s'écarte de 90 degrés est examinée.

Chapitre 1

Jets supersoniques impactant une paroi

Ce chapitre présente les principales caractéristiques physiques des écoulements de jets supersoniques, puis les différentes sources de bruit dans ce type d'écoulement. Le cas des jets supersoniques impactant une paroi solide est ensuite traité. En particulier, la boucle de rétroaction aéroacoustique qui s'établit parfois dans ces jets est présentée et une étude de stabilité est menée afin de caractériser la nature des modes d'oscillation du jet associés à cette boucle de rétroaction.

1.1 Généralités

Les équations utiles à la physique des écoulements de jets supersoniques sont rappelées. Le fluide utilisé dans la présente étude est l'air, considéré comme un gaz parfait. Un élément de ce fluide se déplace à la vitesse u. Il est caractérisé par une pression p, une température T et une masse volumique ρ. Ces grandeurs sont appelées grandeurs statiques et la loi d'état des gaz parfaits permet d'écrire :

$$p = \rho r T \tag{1.1}$$

où r est la constante spécifique de l'air. Son expression est donnée par :

$$r = \frac{\mathcal{R}}{M} \tag{1.2}$$

où M est la masse molaire du fluide et $\mathcal{R}$ est la constante universelle des gaz parfaits. La célérité du son locale, au niveau de cet élément de fluide, est égale à :

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

où γ correspond au coefficient isentropique de l'air. Le nombre de Mach local est alors défini par la relation :

$$\mathcal{M} = \frac{u}{c} \tag{1.4}$$

Dans les applications présentées dans ce mémoire, l'air est considéré comme calorifiquement parfait, c'est-à-dire que les capacités calorifiques à pression constante et à volume constant c_p et c_v de ce gaz sont des constantes. Les valeurs suivantes sont utilisées :

$$r = c_p - c_v = 287.06 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1} \tag{1.5}$$

et

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1.4 \tag{1.6}$$

Pour cet élément fluide, des grandeurs totales peuvent être définies. Elles correspondent aux valeurs de température, pression et masse volumique qui seraient atteintes suite à une décélération isentropique de cet élément fluide jusqu'au repos, c'est-à-dire pour $u = 0$. Ces grandeurs, notées p_t, T_t et ρ_t, sont appelées pression totale, température totale et masse volumique totale. La loi de conservation de l'énergie et la loi de Laplace pour les processus isentropiques permettent de relier les grandeurs statiques et les grandeurs totales de la manière suivante :

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2}\mathcal{M}^2 \tag{1.7}$$

$$\frac{p_t}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\mathcal{M}^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{1.8}$$

$$\frac{\rho_t}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\mathcal{M}^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \tag{1.9}$$

1.2 Jets supersoniques

Les caractéristiques des jets supersoniques sont maintenant présentées. Ces jets sont créés en pratique par une tuyère. L'écoulement à l'intérieur de la tuyère est considéré unidimensionnel et isentropique. Les équations de conservation permettent alors d'écrire la relation de Rankine-Hugoniot :

$$\frac{d\mathcal{A}}{\mathcal{A}} = \left(\mathcal{M}^2 - 1\right)\frac{du}{u} \tag{1.10}$$

où $\mathcal{A}$ correspond à la section variable de la tuyère. Un comportement important en mécanique des fluides supersoniques découle de cette relation. En effet, pour un écoulement subsonique, la vitesse croît dans une tuyère convergente et décroît dans une tuyère divergente. Cependant, l'inverse se produit pour un écoulement supersonique. La vitesse décroît alors dans une tuyère convergente et croît dans une tuyère divergente. Deux configurations de tuyère peuvent ainsi permettre l'établissement d'un jet supersonique : les tuyères convergentes et les tuyères convergente-divergentes.

1.2.1 Tuyère convergente

Une tuyère simplement convergente relie un réservoir au repos possédant une pression p_r à un milieu en sortie de tuyère à la pression ambiante p_0. Quand la pression de réservoir est plus importante que la pression ambiante, elle génère un écoulement dans la tuyère. Le paramètre important de la tuyère est alors son taux de détente défini comme le rapport entre la pression de réservoir, également appelé pression génératrice et la pression ambiante. Celui-ci est noté NPR pour *Nozzle Pressure Ratio* :

$$NPR = \frac{p_r}{p_0} \tag{1.11}$$

Pour un taux de détente égal à 1, il n'y a pas d'écoulement au sein de la tuyère, le fluide est au repos. Pour un taux de détente supérieur à 1, un écoulement se forme au sein de la tuyère. L'hypothèse d'isentropicité et l'équation (1.8) nous donnent alors la relation :

$$\frac{p_r}{p_e} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\mathcal{M}_e^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{1.12}$$

où p_e et $\mathcal{M}_e$ sont la pression et le nombre de Mach à l'éjection, en sortie de tuyère.

Pour un taux de détente suffisamment faible, un jet subsonique est obtenu avec une augmentation de la vitesse dans la tuyère convergente et une pression en sortie de tuyère p_e égale à la pression ambiante p_0, car l'information sur la pression remonte l'écoulement en régime subsonique. En augmentant le taux de détente, cependant, une vitesse sonique est atteinte en sortie de buse, c'est-à-dire $\mathcal{M}_e = 1$, avec une pression d'éjection p_e toujours égale à la pression ambiante p_0. La relation (1.12) donne alors le taux de détente associé à ce régime, appelé NPR_{crit} :

$$NPR_{crit} = \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 1.893 \tag{1.13}$$

Lorsque le taux de détente est supérieur à NPR_{crit}, le jet est dit supersonique sous-détendu. En effet, d'après la relation (1.10), pour une vitesse en entrée de la tuyère convergente nulle, la vitesse dans la tuyère augmente jusqu'à atteindre une vitesse sonique, mais ne peut pas augmenter au delà. Ce régime est ainsi caractérisé par un nombre de Mach d'éjection $\mathcal{M}_e = 1$ et par une pression d'éjection p_e supérieure à la pression ambiante p_0 dont la valeur peut être déduite de l'équation (1.12) :

$$p_e = p_r \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{-\gamma}{\gamma-1}} = \frac{p_r}{NPR_{crit}} \tag{1.14}$$

Ainsi pour un taux de détente supérieur à NPR_{crit}, la pression d'éjection p_e devient supérieure à la pression ambiante p_0, et un jet supersonique sous-détendu est créé. Il est appelé ainsi car la pression du jet n'a pas pu se détendre jusqu'à la pression ambiante p_0. Dans le cas où la pression d'éjection p_e est différente de la pression ambiante p_0, le jet est dit non-adapté. Pour caractériser un jet non-adapté, un nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j$ est défini. Celui-ci correspond au nombre de Mach à l'éjection du jet parfaitement détendu équivalent, c'est-à-dire du jet fictif adapté qui se serait détendu de manière isentropique de la pression d'éjection p_e à la pression ambiante p_0. Son expression résulte de la relation (1.12), et s'écrit :

$$\mathcal{M}_j = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}\left(NPR^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)} \tag{1.15}$$

Dans le cas d'un jet non-adapté, la pression en sortie de tuyère p_e s'adapte à la pression ambiante p_0 à travers un réseau de cellules de chocs. Une illustration de ce réseau est montrée sur l'image *schlieren* de la figure 1.1 pour un jet sous-détendu caractérisé par un nombre de Mach d'éjection $\mathcal{M}_e = 1$ et un nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j = 1.5$. Cette image représente le gradient de la densité dans la direction axiale obtenu expérimentalement par André [2] en moyennant des photographies *schlieren*.

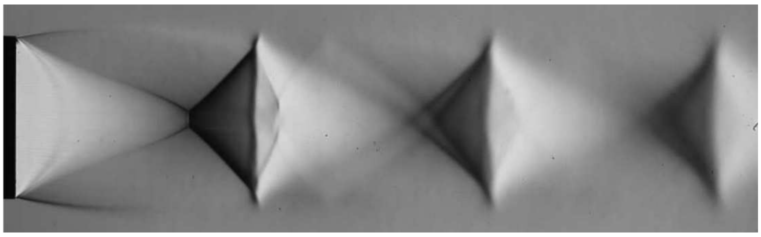

FIGURE 1.1 – Image *schlieren* moyenne d'un jet supersonique sous-détendu caractérisé par un nombre de Mach d'éjection de $\mathcal{M}_e = 1$, un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.5$ et un nombre de Reynolds de 10^6, d'après André [2].

A partir de la valeur du nombre de Mach parfaitement détendu, les valeurs statiques de température T_j, masse volumique ρ_j, vitesse u_j et rayon r_j du jet parfaitement détendu équivalent peuvent être calculées à l'aide des relations :

$$T_j = \frac{T_t}{1 + \mathcal{M}_j^2 \frac{\gamma-1}{2}} \tag{1.16}$$

$$\rho_j = \frac{p_0}{rT_j} \tag{1.17}$$

$$u_j = \mathcal{M}_j \sqrt{\gamma r T j} \tag{1.18}$$

$$r_j = r_0 \left[\frac{1 + \mathcal{M}_j^2(\gamma - 1)/2}{1 + (\gamma - 1)/2}\right]^{\frac{\gamma+1}{4(\gamma-1)}} \frac{1}{\mathcal{M}_j^{1/2}} \tag{1.19}$$

Il est à noter que la pression statique en sortie du jet parfaitement détendu équivalent p_j est par construction la pression ambiante p_0.

1.2.2 Tuyère convergente-divergente

Afin d'obtenir une vitesse en sortie de buse supérieure à la vitesse du son, une tuyère convergente-divergente doit être utilisée. Le paramètre important de ce type de tuyère est le rapport entre la section de sortie et la section au col de la tuyère. La tuyère est dite *non-amorcée* lorsque le nombre de Mach au niveau du col est inférieur à 1. Elle est dite *amorcée* lorsque la partie convergente de la tuyère permet d'atteindre un nombre de Mach au niveau du col égal à 1. Dans le cas d'une tuyère *amorcée*, le fluide continue d'accélérer dans la partie divergente de la tuyère et peut atteindre une vitesse supérieure à la vitesse du son en sortie.

Une tuyère convergente-divergente *amorcée* générant un jet adapté est considérée. Le nombre de Mach au col est alors égal à 1 et la pression d'éjection p_e est égale à la pression ambiante p_0. La relation (1.10) permet alors, après résolution d'une équation du second ordre, de trouver un nombre de Mach subsonique $\mathcal{M}_{sub}$ inférieur à 1 et un nombre de Mach supersonique $\mathcal{M}_d$ supérieur à 1. Ce dernier est appelé Mach de fonctionnement de la tuyère (ou $Mach\ design$ en anglais). A ces deux nombres de Mach sont associés deux taux de détente, notés NPR_{sub} et NPR_d respectivement :

$$NPR_{sub} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\mathcal{M}_{sub}^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{1.20}$$

$$NPR_d = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\mathcal{M}_d^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{1.21}$$

Cinq régimes de fonctionnement peuvent être atteints en utilisant une tuyère convergente-divergente. Pour un taux de détente faible, inférieur à la valeur NPR_{sub}, l'écoulement est subsonique dans toute la conduite. Il accélère dans la partie convergente, puis ralentit dans la partie divergente. Lorsque le taux de détente est égale à NPR_{sub}, l'écoulement accélère dans la partie convergente et le nombre de Mach au niveau du col est de 1, puis l'écoulement décélère dans la partie divergente jusqu'à obtenir un nombre de Mach d'éjection $\mathcal{M}_e$ égal à $\mathcal{M}_{sub}$. Un jet subsonique est ainsi obtenu en sortie de tuyère.

Pour un taux de détente compris entre les valeurs NPR_{sub} et NPR_d, la tuyère est *amorcée* et trois régimes de fonctionnement sont à distinguer.

- Pour un taux de détente légèrement supérieur à NPR_{sub}, un choc droit se forme au sein de la partie divergente de la tuyère. Au travers de ce choc, la vitesse de l'écoulement devient subsonique et celui-ci ralentit alors dans la partie divergente de la tuyère située en aval du choc droit. Quant à la pression, elle augmente au travers du choc, et s'adapte afin d'atteindre la pression ambiante p_0 en sortie de tuyère. Un jet subsonique est alors obtenu en sortie de tuyère.
- Quand le taux de détente augmente, le choc droit se déplace dans la partie divergente en direction de la sortie de la tuyère et un régime de fonctionnement où le choc droit est sorti de la tuyère est ensuite obtenu. La vitesse en sortie de tuyère est alors supersonique, et la pression d'éjection p_e est inférieure à la pression ambiante p_0. Ce régime est appelé régime sur-détendu. La pression en sortie de tuyère s'adapte à la pression ambiante p_0 à travers un réseau de cellules de chocs partant des lèvres de la tuyère. Un jet supersonique sur-détendu est ainsi obtenu en sortie de tuyère.
- Lorsque le taux de détente atteint NPR_d, le réseau de cellules de chocs disparaît. Pour ce point de fonctionnement, la vitesse en sortie de tuyère est supersonique, la pression d'éjection p_e est égale à la pression ambiante p_0 et le nombre de Mach d'éjection est égal à la valeur $\mathcal{M}_d$. Ce régime est appelé régime parfaitement adapté.

Pour un taux de détente supérieur à la valeur NPR_d, un jet supersonique sous-détendu avec un nombre de Mach d'éjection égal à $\mathcal{M}_d$ et une pression d'éjection p_e supérieure à la pression ambiante p_0 est obtenu. De la même manière que pour les jets sur-détendus, la pression en sortie de la tuyère s'adapte à la pression extérieure au travers d'un réseau de cellules de chocs.

Une tuyère convergente-divergente permet ainsi de créer une variété de jets supersoniques adaptés et non-adaptés.

1.3 Réseau de cellules de chocs

Lorsque le jet est non-adapté, un réseau de cellules de chocs permet d'adapter la pression en sortie de tuyère p_e à la pression ambiante p_0. Les réseaux de cellules de chocs obtenus pour des jets sous-détendus et sur-détendus sont présentés sur la figure 1.2.

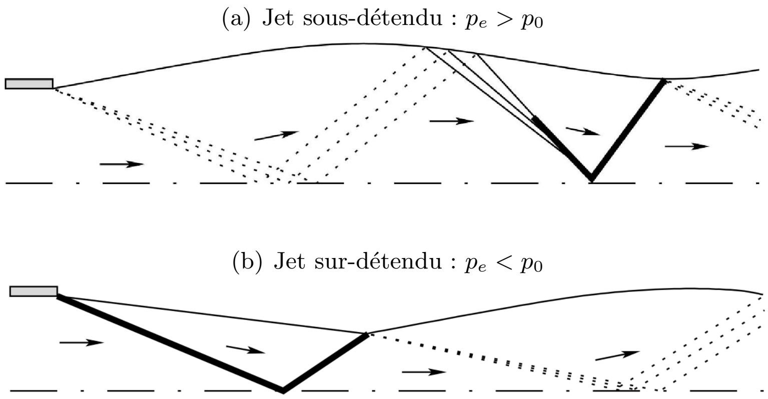

FIGURE 1.2 – Réseau de cellules de chocs pour un jet non-adapté (a) sous-détendu et (b) sur-détendu; —— onde de compression, $\cdots$ onde de détente, ▬ choc de compression, —·— axe du jet, $\rightarrow$ direction des lignes de courant et —— couche de mélange du jet.

Pour les jets sous-détendus, présentés sur la figure 1.2(a), la pression en sortie de tuyère p_e est supérieure à la pression ambiante p_0 et des ondes de détente s'accrochent aux lèvres de la tuyère afin d'assurer la continuité de la pression à la frontière du jet. L'écoulement au travers de ces ondes est isentropique, ce qui entraîne un élargissement du jet en sortie de tuyère. Ces ondes de détente sont ensuite réfléchies par symétrie au niveau de l'axe du jet. Plus en aval, les ondes de détente se réfléchissent sur la couche de mélange du jet sous la forme d'ondes de compression afin que la pression sur la ligne sonique soit égale à pression ambiante. Ce changement produit également un rétrécissement du diamètre du jet. Par la suite, les ondes de compression se réfléchissent sur l'axe du jet et forment un choc de compression. Enfin, ce choc se réfléchi sur la couche de mélange du jet sous forme d'ondes de détente, ce qui produit un agrandissement du diamètre du jet. La première cellule du réseau est ainsi formée et l'écoulement à la sortie de cette cellule de choc est semblable à l'écoulement en sortie de buse avec une pression inférieure à la pression d'éjection p_e mais supérieure à la pression ambiante p_0. Une nouvelle cellule de choc va ainsi se former jusqu'à ce que la pression à l'intérieur du jet atteigne la pression ambiante p_0. Le jet supersonique se comporte alors comme un guide d'onde dans lequel ondes de détente et ondes de compression sont piégées. Pour les jets sous-détendus, présentés sur la figure 1.2(b), la pression en sortie de tuyère p_e est inférieure à la pression ambiante p_0 et un choc de compression se forme au niveau des lèvres de la buse afin d'assurer la continuité de la pression à la frontière du jet. Finalement, les structures des réseaux de cellules de chocs pour des jets sous-détendus et sur-détendus sont semblables à la première cellule près.

Le réseau de cellules de chocs se répète jusqu'à ce que la pression à l'intérieur du jet soit adapté à la pression ambiante p_0. Il est ainsi quasi-périodique, de période égale à la longueur L_s des cellules de chocs. Pour estimer cette longueur, deux approches peuvent être utilisées. La première, proposée par Pack [100], repose sur la méthode des caractéristiques avec des ondes de compression et des ondes de détente situées dans un guide d'onde formé par l'axe du jet et la couche de mélange du jet. La seconde approche consiste à faire l'hypothèse d'une structure faible, hypothèse qui est valable quand la différence de pression en sortie de tuyère est assez faible pour pouvoir linéariser les équations de conservation autour de l'écoulement parfaitement détendu. Pour un jet axisymétrique, avec une structure faible, et une couche de mélange infiniment mince située en $r = r_j$, où r_j est le rayon de jet adapté équivalent, une solution des équations de perturbation a été proposée par Prandtl [114] puis reprise par Pack [101] et Tam et Tanna [147]. La formulation retenue ici, pour une perturbation de pression statique p du jet adapté équivalent, est celle de Tam et Tanna [147] et s'écrit :

$$\frac{p}{p_0} = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \Psi_m(r) cos(k_m z) \tag{1.22}$$

avec

$$A_m = \frac{2\Delta p}{\mu_m p_0} \tag{1.23}$$

et

$$k_m = \frac{2\mu_m}{D_j\sqrt{\mathcal{M}_j^2 - 1}} \tag{1.24}$$

où r et z sont les coordonnées radiale et axiale, A_m et Ψ_m sont l'amplitude et la fonction propre du mode m du guide d'onde formé par le jet, k_m son nombre d'onde et μ_m est le m^{ime} zéro de la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro.

En première approximation, la longueur des cellules est alors donnée par $2\pi/k_1$:

$$L_s \simeq \frac{\pi D_j \sqrt{\mathcal{M}_j^2 - 1}}{\mu_1} \simeq 1.306\beta D_j \tag{1.25}$$

où $\beta = \sqrt{\mathcal{M}_j^2 - 1}$ et $D_j = 2r_j$ est le diamètre du jet adapté équivalent. La formule (1.25) est appelée *formule de Prandtl*.

Un modèle plus élaboré, prenant en compte l'épaississement de la couche de mélange, a été développé par Tam *et al.* [142]. Il permet de reproduire la diminution de la longueur des cellules de choc dans la direction axiale.

Par ailleurs, pour un jet sous-détendu issu d'une tuyère convergente ou convergente-divergente, plusieurs types de réseaux de cellules de chocs peuvent être observés. Pour un taux de détente situé entre NPR_{crit} et 3.8, la réflexion des ondes de compression sur l'axe du jet est régulière et le jet adopte alors une structure en diamant comme observé par Donaldson et Snedeker [45]. Le jet est dit faiblement sous-détendu. Pour un taux de détente supérieur à 3.8, la réflexion des ondes de compression sur l'axe du jet n'est plus régulière au niveau de la première zone de recompression de la structure de cellules de chocs et un choc droit circulaire appelé disque de Mach se forme. Ce disque a été obtenu et caractérisé expérimentalement par Addy [1], Powell [111], Henderson [58] et plus récemment par André *et al.* [3]. Le jet est alors considéré comme fortement sous-détendu.

1.4 Aéroacoustique des jets

Les caractéristiques aérodynamiques des jets supersoniques adaptés et non-adaptés ont été présentées. Les premiers sont caractérisés par une pression en sortie de tuyère égale à la pression ambiante et sont crées à l'aide d'une tuyère convergente-divergente. Les jets supersoniques non-adaptés, quant à eux, sont observés lorsque la pression en sortie de tuyère p_e diffère de la pression ambiante p_0. Ce type de jets peut être obtenu soit avec une tuyère simplement convergente (jet sous-détendu), soit avec une tuyère convergente-divergente (jet sous-détendu ou sur-détendu). La différence de pression en sortie de buse conduit à l'apparition d'un réseau de cellules de chocs afin que la pression s'adapte à la pression ambiante. Dans cette partie, l'aéroacoustique des jets subsoniques et supersoniques est discutée. Le rayonnement dû au mélange turbulent est tout d'abord présenté, puis le rayonnement dû aux interactions entre un réseau de cellules de chocs et la turbulence dans les couches de mélange d'un jet non-adapté est examiné.

1.4.1 Jets subsoniques et supersoniques

Dans le cas des jets subsoniques et des jets supersoniques adaptés, des spectres acoustiques similaires ont été observés expérimentalement par Panda et Seasholtz [105] et par Tam *et al.* [139, 148]. Ces spectres font apparaître deux composantes acoustiques dues au bruit de mélange.

La première composante de bruit est obtenue pour un angle compris entre 20 et 40 degrés par rapport à l'écoulement. Elle est caractérisée par une faible corrélation dans la direction azimutale [17]. Le résultat d'une simulation des grandes échelles présenté sur la figure 1.3 permet de visualiser cette composante. La pression fluctuante d'un jet rond subsonique caractérisé par un nombre de Mach de 0.9 et un nombre de Reynolds de 1700 [17] y est représentée. La fréquence de cette première composante de bruit est donnée par le nombre de Strouhal, noté St, égal à :

$$St = \frac{fD}{u_e} \simeq 0.15 - 0.20 \tag{1.26}$$

où f est la fréquence, D le diamètre de la buse et u_e la vitesse d'éjection du jet.

Cette composante basse fréquence est produite à la fin de cône potentiel et plusieurs mécanismes ont été proposés dans la littérature pour l'expliquer. Tam [136] associe cette composante à la décroissance d'ondes d'instabilité linéaires près du cône potentiel. Sandham et Salgado [121] identifient un mécanisme reposant sur les interactions non-linéaires entre différents modes d'instabilité. Enfin, Bogey et Bailly [20] relient cette composante à la pénétration de structures turbulentes au sein du cône potentiel.

La seconde composante du bruit de mélange dans les jets subsoniques est observée principalement dans la direction radiale, c'est-à-dire à 90 degrés par rapport à l'axe du jet. Elle est caractérisée par un spectre fréquentiel plus large [148] et une faible corrélation dans la direction azimutale [17]. Cette composante est due principalement au mélange turbulent au sein de la couche de mélange. Elle est donc naturellement influencée par le nombre de Reynolds et notamment le comportement laminaire ou turbulent du jet [17, 23, 64].

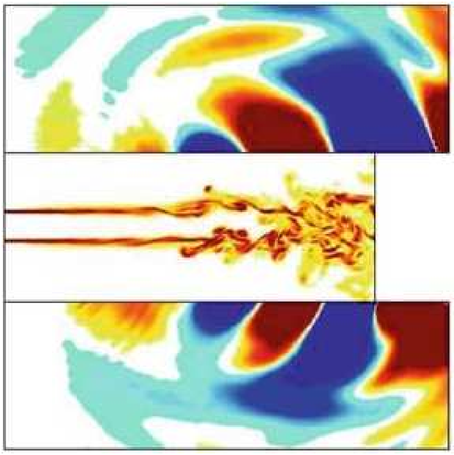

FIGURE 1.3 – Représentation instantanée de la vorticité et de la pression fluctuante obtenue pour un jet subsonique avec un nombre de Mach de 0.9 et un nombre de Reynolds de 1700 par simulation des grandes échelles [17].

1.4.2 Jets supersoniques

Le comportement acoustique des jets supersoniques varie fortement en fonction de leur nombre de Mach. En effet, un rayonnement d'ondes de Mach peut être observé si la vitesse de convection des structures turbulentes au sein des couches de mélange est supersonique. Le caractère adapté ou non-adapté du jet supersonique revêt également une importance particulière car la présence d'un réseau de cellules de choc conduit à la génération de composantes de bruit dues aux interactions choc-turbulence.

1.4.2.1 Jets supersoniques adaptés ou non-adaptés

Dans le cas de jets supersoniques, un rayonnement d'ondes de Mach est observé lorsque les structures turbulentes sont convectées avec une vitesse supérieure à celle du son dans le milieu ambiant. Ce rayonnement correspond à des ondes de choc attachées aux structures turbulentes supersoniques. Il est directif et est caractérisé par un spectre fréquentiel large bande. Il a été étudié expérimentalement [105] et numériquement [93]. Une photographie *schlieren* d'un jet supersonique adapté avec un nombre de Mach d'éjection $\mathcal{M}_e = 1.8$, présentée sur la figure 1.4, permet de visualiser ces ondes de Mach.

L'émission d'ondes de Mach peut être expliquée à l'aide d'une analogie avec une paroi ondulée se déplaçant à la vitesse supersonique u_c des structures turbulentes. Sa directivité est donnée par la formule de Oertel [99] :

$$\phi = \arccos\left(\frac{1}{\mathcal{M}_c}\right) \tag{1.27}$$

où ϕ correspond à l'angle par rapport à la direction du jet et $\mathcal{M}_c$ est le nombre de Mach de convection des structures turbulentes.

Par ailleurs, pour un nombre de Mach proche de $\mathcal{M}_e = 2$, comme c'est le cas pour le jet de la figure 1.4, la relation (1.27) fournit un angle de propagation de 30 degrés similaire à celui de la première composante de bruit de mélange rayonnant. Cela rend la distinction entre les deux composantes difficile en champ lointain. Cependant, pour des jets supersoniques adaptés avec

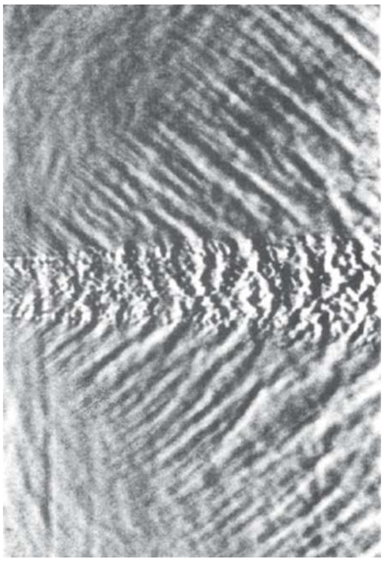

FIGURE 1.4 – Photographie *schlieren* [99] d'un jet supersonique adapté à un nombre de Mach $\mathcal{M}_e = 1.8$.

des nombres de Mach proches de $\mathcal{M}_e = 2$, Laufer *et al.* [77] puis Panda et Seasholtz [105] ont réussi, à l'aide de microphones directionnels, à distinguer ces deux contributions acoustiques observées à 30 degrés. La première composante est émise avant la fin du cône potentiel, et est due au rayonnement d'ondes de Mach. La deuxième composante est produite après la fin du cône potentiel, elle est plus basse fréquence et est attribuée au bruit de mélange.

1.4.2.2 Jets supersoniques non-adaptés

Deux composantes de bruit spécifiques sont rencontrées pour les jets supersoniques non-adaptés. La première est le bruit de *screech*, composante tonale due à une boucle de rétroaction aéroacoustique. La deuxième est le bruit de choc large bande, appelé BBSAN (*BroadBand Shock-Associated Noise*). Ces deux composantes sont bien visibles sur le spectre expérimental de André [2] présenté sur la figure 1.5. Ce spectre a été obtenu pour un jet supersonique sous-détendu à $\mathcal{M}_j = 1.35$ à un angle de 110 degrés par rapport à la direction du jet.

Screech La composante tonale du bruit de choc est appelée *screech*. Elle résulte d'une boucle de rétroaction dont le mécanisme, décrit par Powell [112] puis par Raman [115], est composé de différentes phases. La première phase est interne au jet. Il s'agit de la naissance de structures turbulentes dans la couche de mélange. Par la suite, ces structures, convectées dans la couche de mélange, traversent les cellules de chocs. Des interactions ont alors lieu entre ces structures et le réseau de cellules de chocs et des ondes acoustiques sont créées. Ces ondes se propagent dans toutes les directions, en particulier vers l'amont, où elles excitent alors la couche de mélange en sortie de tuyère. Cette excitation est à l'origine de perturbations dans la couche de mélange qui vont à leur tour produire des structures turbulentes.

La description de ce mécanisme permet d'établir une formule pour prédire la fréquence du bruit de *screech*. Les interactions choc-turbulence sont modélisées comme des monopôles localisés aux extrémités des cellules de chocs. Deux monopôles consécutifs sont déphasés du

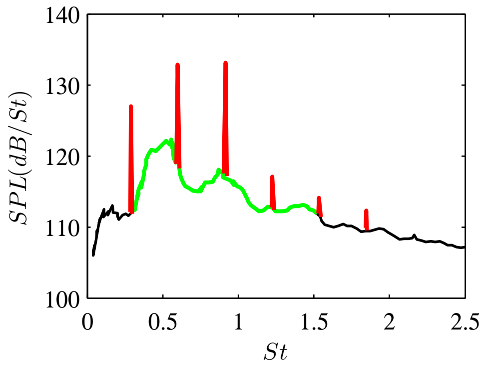

FIGURE 1.5 – Spectre acoustique d'un jet supersonique sous-détendu avec un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.35$ et un nombre de Reynolds de 10^6 [2], obtenu à un angle de 110 degrés par rapport à la direction du jet : —— screech, —— bruit de choc large bande.

temps de convection des structures turbulentes de la couche de mélange au travers une cellule de choc. La période T_s de la boucle de rétroaction est alors donnée par la somme de deux temps caractéristiques :

$$T_s = \frac{L_s}{u_c} + \frac{L_s}{c_0} \tag{1.28}$$

où L_s est la longueur d'une cellule de choc, u_c est la vitesse de convection des structures turbulentes, et c_0 est la vitesse du son à l'extérieur du jet. Le premier temps L_s/u_c correspond au temps de convection des structures tourbillonnaires à travers une cellule de choc et le deuxième temps L_s/c_0 au temps de remontée des ondes acoustiques à l'extérieur du jet.

L'équation (1.28) permet d'écrire l'expression suivante pour la fréquence f_s du bruit de *screech* :

$$f_s = \frac{u_c}{L_s(1 + \mathcal{M}_c)} \tag{1.29}$$

où $\mathcal{M}_c = u_c/c_0$ est le nombre de Mach de convection des structures turbulentes.

Panda *et al.* [103] ont proposé un modèle reposant sur la longueur d'onde d'une onde stationnaire due à 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. Cette longueur d'onde est proche, mais pas identique à la longueur d'une cellule de choc L_s.

Lorsque l'on augmente le nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j$ du jet, la fréquence du bruit de *screech* évolue globalement suivant la relation (1.29) mais la structure modale du *screech* change. Powell [110] identifia dans les années 1950 quatre modes qu'il appela A, B, C, et D et Merle [88] remarqua quelques années plus tard que le premier mode A peut être lui-même divisé en deux modes $A1$ et $A2$. Ces différents modes sont présentés sur la figure 1.6 en fonction du nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j$. Davies et Oldfield [39, 40] étudièrent les champs acoustiques associés à ces différents modes à l'aide de microphones situés en différentes position azimutales. Trois modes d'oscillations du jet ont ainsi été observés : les modes $A1$ et $A2$ sont des modes axisymétriques, les modes B et D sont des modes de battement et le mode C est un mode hélicoïdal. Powell *et al.* [113] mena une étude strioscopique et acoustique de ces modes et interpréta les modes de battements B et D comme la somme de deux hélices contrarotatives de même fréquence et de même amplitude. Par ailleurs, d'après la figure 1.6, les modes C et D sont possibles pour un nombre de Mach parfaitement détendu proche de $\mathcal{M}_j = 1.65$. Plus précisément, Sherman *et al.* [126] notèrent un comportement hystérétique avec le nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j$ du mode d'oscillations du jet associé au *screech* entre les modes C et D.

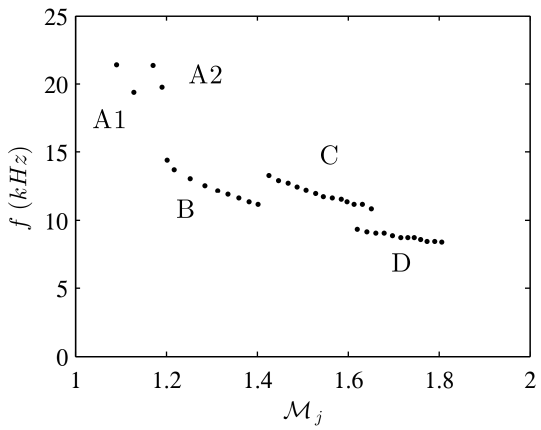

FIGURE 1.6 – Evolution de la fréquence fondamentale du bruit de *screech* en fonction du nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j$, • données expérimentales de Powell *et al.* [113].

Bruit de choc large bande (BBSAN) Le bruit large bande émis par les interactions entre le réseau de cellules de chocs et la turbulence dans les couches de mélange des jets est appelé bruit de choc large-bande. Il a été identifié pour la première fois par Martlew [87]. Comme il comporte des similitudes fortes avec le bruit de *screech*, notamment en terme fréquentiel, Martlew supposa que cette composante est également due aux interactions entre la turbulence et le réseau de cellules de chocs. De plus, un effet Doppler sur la fréquence a également été détecté. La connaissance du mécanisme lié au bruit de choc large bande, étudié lors de plusieurs études expérimentales [2, 144, 146], permet de déterminer la fréquence centrale de ce bruit. Les interactions choc-turbulence sont considérées comme des sources acoustiques ponctuelles et les directions suivant lesquelles les rayonnements de ces différentes sources sont en interférence constructives entre elles sont recherchées. Ce modèle, proposé par Harper-Bourne et Fisher [57], fournit la fréquence :

$$f_{shock} = \frac{N u_c}{L_s(1 - \mathcal{M}_c cos(\phi))} \tag{1.30}$$

où N correspond au numéro du mode, et ϕ est l'angle mesuré depuis la direction du jet.

1.5 Aéroacoustique des jets supersoniques impactant une paroi

Le cas particulier des jets supersoniques impactant une paroi est considéré dans cette partie. Dans un premier temps, le cas des jets supersoniques impactant une paroi avec un angle de 90 degrés sera présenté car la majeure partie de la littérature sur le sujet porte sur cette configuration [5, 69, 158]. Le cas des jets impactant une paroi avec un angle quelconque sera traité dans un second temps.

1.5.1 Jets supersoniques impactant une paroi avec un angle normal

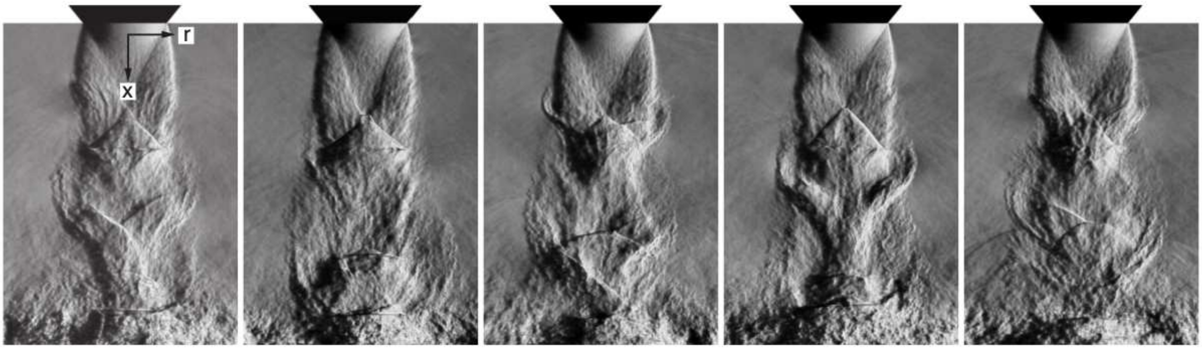

FIGURE 1.7 – Images *schlieren* d'un jet rond supersonique sous-détendu à $\mathcal{M}_j = 1.4$, impactant une paroi perpendiculaire située à $4D$ des lèvres de la buse, d'après Buchmann *et al.* [25]

Les composantes décrites précédemment pour les jets libres (bruit de mélange, rayonnement d'ondes de Mach, bruit de *screech* et bruit de choc large bande) peuvent être observées pour un jet supersonique impactant. Dans le cas particulier d'une paroi perpendiculaire au jet, comme il est présenté sur la figure 1.7 pour un jet rond supersonique sous-détendu, un bruit tonal produit par une boucle de rétroaction aéroacoustique est parfois observé. Cette boucle a été étudiée par Tam et Norum [143], Norum [97] et Thurow *et al.* [153] pour des jets rectangulaires et par Henderson *et al.* [59] pour des jets ronds. Elle est constituée de deux étapes et est représentée sur la figure 1.8. Dans la première étape, une structure turbulente de la couche de mélange est advectée de la buse à la paroi. Elle impacte la paroi, ce qui génère une onde acoustique. Dans la seconde étape, cette onde acoustique remonte en direction de la buse et vient frapper les lèvres de la buse, créant à son tour une structure turbulente dans la couche de mélange.

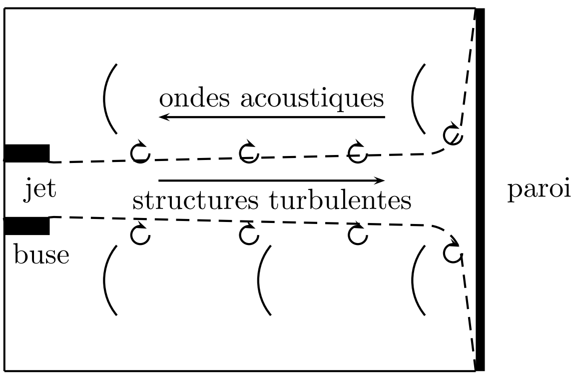

FIGURE 1.8 – Représentation de la boucle de rétroaction aéroacoustique.

La fréquence de la composante acoustique de la boucle de rétroaction évolue en dent de scie avec la distance L entre les lèvres de la buse et la paroi, comme il a été observé par Thurow *et al.* [153] pour des jets rectangulaires et par Krothapalli *et al.* [72] et Nosseir et Ho [98] pour des jets ronds. Thurow *et al.* [153] obtiennent par exemple une fréquence associée à la boucle de rétroaction qui évolue en dent de scie avec la distance de la buse à la paroi. Le nombre de Strouhal basé sur la hauteur de sortie de la buse rectangulaire associé à cette fréquence est alors compris entre 0.2 et 0.25.

Pour des jets adaptés, la boucle de rétroaction est présente pour des distances L/h dans le cas d'une buse rectangulaire de hauteur h, et pour des distances L/D dans le cas d'une buse ronde de diamètre D, comprises environ entre 1 et 10. Pour des jets non-adaptés, les propriétés de la boucle de rétroaction évoluent avec le rapport L/h (ou L/D) avec une alternance de zones où celle-ci se met en place et où une forte composante tonale est observée sur les spectres en champ lointain et de zones de silence où un spectre large bande est obtenu en champ lointain. Cette alternance a été notamment caractérisée expérimentalement par Henderson *et al.* [59]. Plus récemment, pour des jets ronds non-adaptés impactant une paroi, Risbord et Soria [116] ont étudié les modes d'instabilité du jet associés à cette boucle de rétroaction aéroacoustique à l'aide de films *schlieren* et shadowgraph. Ils ont observé notamment la formation et l'oscillation d'un disque de Mach en amont de la paroi. Pour des jets similaires, Buchmann *et al.* [25] ont analysé la formation périodique de grandes structures turbulentes dans la couche de mélange à l'aide d'un système *schlieren* haute résolution. Il est intéressant de noter que la boucle de rétroaction aéroacoustique est entièrement visible dans leurs visualisations. Les structures turbulentes présentes dans la couche de mélange du jet, convectées dans la direction aval, ainsi que les ondes acoustiques se propageant à la périphérie du jet dans la direction amont sont observées. Finalement, Mitchell *et al.* [89] ont caractérisé l'oscillation périodique de la couche de mélange pour des jets supersoniques non-adaptés en utilisant des films *schlieren*. Malheureusement, les liens entre les différentes caractéristiques de l'écoulement (la formation et l'oscillation du disque de Mach, la formation périodique de grandes structures turbulentes dans la couche de mélange et l'oscillation périodique de la couche de mélange) et la présence d'une boucle de rétroaction aéracoustique ne sont pas encore clairement connus.

Le mécanisme représenté sur la figure 1.8 pour la boucle de rétroaction aéroacoustique permet de construire un modèle de prédiction des fréquences associées aux modes de rétroaction aéroacoustique. Ce modèle a été proposé par Powell [109], puis repris par Krothapalli *et al.* [72], et s'écrit :

$$\frac{N+p}{f} = \int_0^L \frac{dl}{u_c} + \frac{L}{c_0} \tag{1.31}$$

où u_c est la vitesse de convection locale des structures turbulentes, c_0 est la vitesse du son dans le milieu environnant, N correspond au numéro du mode de la boucle de rétroaction et p est le déphasage entre l'onde acoustique et les structures turbulentes au niveau des lèvres de la buse. Powell [109] soutient que ce déphasage existe car l'impact de l'onde acoustique sur les lèvres de la buse et la création d'une structure turbulente dans la couche de mélange ne sont pas des phénomènes simultanés. Krothapalli *et al.* [72] ont obtenu expérimentalement $p = 0$ pour des jets subsoniques et $p = -0.4$ pour des jets supersoniques. Le modèle définit la période fondamentale de la boucle de rétroaction aéroacoustique comme la somme du temps

$\int_0^L dl/u_c$ que mettent les structures turbulentes pour être convectées des lèvres de la buse à la paroi, et du temps L/c_0 nécessaire aux ondes acoustiques créées au niveau de la paroi pour se propager de la paroi aux lèvres de la buse.

Le modèle de Powell [109] a été simplifié par Nosseir et Ho [98] en considérant une vitesse de convection moyenne des structures turbulentes $< u_c >$ le long du trajet, ce qui permet d'écrire :

$$\frac{N}{f} = \frac{L}{< u_c >} + \frac{L}{c_0} \tag{1.32}$$

où $< u_c >= \alpha u_j$ (avec $\alpha \simeq 1/2$ pour un jet rectangulaire, et $\alpha \simeq 2/3$ pour un jet rond) est la vitesse de convection moyenne des structures turbulentes, c_0 est la vitesse du son dans le milieu environnant, et N correspond au numéro du mode de la boucle de rétroaction. Dans ce modèle, le déphasage p est considéré nul.

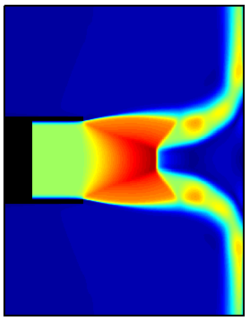

FIGURE 1.9 – Vitesse totale moyenne d'un jet rond supersonique sous-détendu impactant une paroi située à 4 rayons des lèvres de la buse, pour un nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j = 1.56$, un nombre de Mach d'éjection $\mathcal{M}_e = 1$ et un nombre de Reynolds de 6×10^4. Simulation des grandes échelles présentée dans le chapitre 3.

Un modèle plus complexe est proposé par Powell [111] dans le cas particulier des jets non-adaptés, lorsqu'un disque de Mach se forme en amont de la paroi. C'est par exemple le cas sur la figure 1.9 où la vitesse moyenne d'un jet rond supersonique sous-détendu impactant une paroi située à 4 rayons des lèvres de la buse est représentée. Un disque de Mach entouré par un choc oblique annulaire est visible dans la première cellule du réseau de cellules de chocs en amont de la paroi. Le modèle de Powell [111] consiste alors à considérer la distance entre les lèvres de la buse et la paroi comme deux distances distinctes. La première correspond à la distance située en amont du disque de Mach. La vitesse des structures turbulentes y est subsonique ou supersonique et peut être approchée par la vitesse des structures turbulentes du jet libre équivalent. La deuxième correspond à la distance située en aval du disque de Mach. La vitesse des structures turbulentes y est subsonique. Finalement, le modèle de Powell [111] s'écrit :

$$\frac{N+p}{f} = \frac{L-s}{u_{c1}} + \frac{s}{u_{c2}} + \frac{L}{c_0} \tag{1.33}$$

où u_{c1} est la vitesse de convection moyenne en amont du disque de Mach, u_{c2} est la vitesse de convection moyenne en aval du disque de Mach, et s est la distance entre le disque de Mach et la paroi.

Pour des distances entre les lèvres de la buse et la paroi faibles ($L/D < 2.5$), Dauptain *et al.* [38] ont proposé de négliger le terme $(L-s)/u_{c1}$ car ils montrèrent à l'aide de corrélations temporelles entre deux points que la propagation de la perturbation aérodynamique entre les lèvres de la buse et les bords extérieur du disque de Mach est quasiment instantanée. La formule suivante peut alors être trouvée :

$$\frac{N+p}{f} = \frac{s+\Delta s}{u_\alpha} + \frac{L}{c_0} \tag{1.34}$$

où Δs est défini par la géométrie du jet pour prendre en compte le trajet des perturbations entre le disque de Mach et la paroi et u_α correspond à la la vitesse de convection des structures turbulentes entre le disque de Mach et la paroi. Dauptain *et al.* [38] ont déterminé le paramètre u_α de leur modèle à partir de corrélations temporelles entre deux points.

Un dernier modèle a été proposé par Kuo et Dowling [73] dans le cas particulier des jets non-adaptés, lorsqu'un disque de Mach se forme en amont de la paroi comme sur la figure 1.9. Kuo et Dowling [73] ont fait l'hypothèse d'une résonance aérodynamique dans la région située entre le disque de Mach et la paroi. Ceux-ci ont développé un modèle 1-D permettant de caractériser le déplacement axial du disque de Mach en considérant des ondes acoustiques et entropiques. A l'aide de ce modèle, en connaissant le champ moyen aérodynamique, une fréquence de résonance du déplacement du disque de Mach peut être calculée. Cette méthode a permis de retrouver les fréquences tonales de l'expérience de Powell [111] pour des jets supersoniques sous-détendus impactant une petite plaque. Cependant, le caractère unidimensionnel de ce modèle empêche son application lors de l'apparition d'une boucle de recirculation entre le disque de Mach et la paroi.

1.5.2 Jets supersoniques impactant une paroi inclinée

L'aéroacoustique des jets impactant un plan incliné a été moins étudiée que celle des jets impactant une paroi avec un angle normal. Les premières études expérimentales sur ce sujet ont porté sur l'aérodynamique et ont été effectuées par Donaldson et Snedeker [45, 46] en 1971, et par Lamont et Hunt [75] en 1980. Des travaux plus récents ont été réalisés par Nakai *et al.* [92]. Ils ont étudié les champs moyens et la déformation du réseau de cellules de chocs causée par la paroi pour différents angles d'impact et ont identifié trois types de réseau de cellules de chocs en fonction de l'angle d'impact, de la distance entre les lèvres de la buse et le mur et du taux de détente. Ceux-ci sont représentés sur la figure 1.10. Le premier type de réseau de cellules de chocs est visible sur la figure 1.10(a) pour un jet avec un taux de détente de 1.2 et pour une plaque située en $L/D = 2$ avec un angle de 45 degrés. Le réseau de type I présente des caractéristiques similaires au réseau observé sur la figure 1.9 pour un angle d'impact de 90 degrés, avec un disque de Mach présent au niveau de l'axe du jet entouré par un choc oblique annulaire. Le réseau est simplement déformé par l'inclinaison du mur. Ce type de réseau de cellules de chocs est obtenu lorsque l'angle d'impact est proche de 90 degrés, la distance de la buse à la paroi est importante, et le taux de détente n'est pas trop élevé. Le deuxième type de réseau de cellules de chocs est présenté sur la figure 1.10(b) pour un jet avec un taux de détente de 4 et une paroi située au même endroit que pour le réseau de type I. Le disque de Mach est alors créé au niveau de la paroi dans le demi plan où la distance des lèvres de la buse à la paroi est la plus faible et s'étend sur toute la largeur du jet. L'écoulement entre ce disque de Mach et la paroi est supersonique, ce qui entraine l'apparition d'un nouveau choc dans le demi plan où la distance des lèvres de la buse à la paroi est la plus élevé, entre le bord du disque de Mach et la paroi. Le dernier type de réseau de cellules de chocs est présenté sur la figure 1.10(c) pour un jet avec un taux de détente de 7 et pour une plaque située en $L/D = 2$ avec un angle de 30 degrés. Le réseau est fortement déformé et des ondes de choc sont crées aux endroits où les couches de mélange du jet impactent la paroi.

(a) Type I (b) Type II (c) Type III

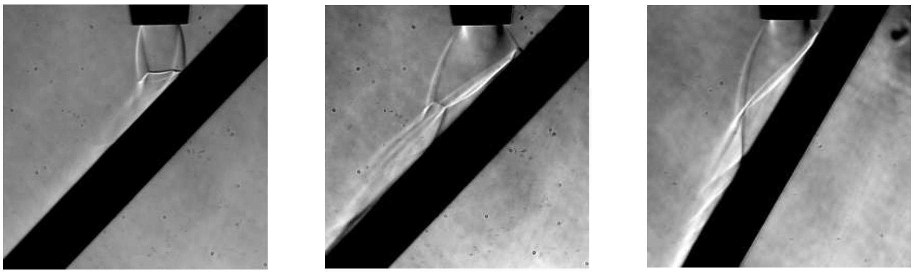

Figure 1.10 – (a) Réseau de cellules de type I pour un jet avec un taux de détente de 1.2 et pour une plaque située en $L/D = 2$ avec un angle de 45 degrés; (b) réseau de cellules de type II pour un jet avec un taux de détente de 4 et pour une plaque située en $L/D = 2$ avec un angle de 45 degrés; (c) réseau de cellules de type III pour un jet avec un taux de détente de 7 et pour une plaque située en $L/D = 2$ avec un angle de 30 degrés. Images *schlieren* de Nakai *et al.* [92].

L'aéroacoustique des jets ronds impactant une paroi inclinée a également été étudiée par Risborg et Soria [116] à l'aide d'un dispositif de visualisation shadowgraph haute vitesse. Des cycles d'instabilité semblables à ceux obtenus pour un jet impactant une paroi avec un angle de 90 degrés ont été retrouvés pour des angles d'impact proches de 90 degrés. Des études numériques du comportement aéroacoustique de jets ronds impactant une paroi inclinée ont été menées ces dernières années par Liu *et al.* [82], Nonomura *et al.* [95, 96], Tsutsumi *et al.* [155] et Khalighi *et al.* [68] grâce au développement des moyens de calculs et des méthodes numériques.

Plusieurs composantes spécifiques aux jets ronds impactant une paroi inclinée sont observées. Nonomura *et al.* [95], pour un jet rond idéalement détendu impactant une paroi avec un angle de 45 degrés, pour un nombre de Mach $\mathcal{M}_j = 2$, mettent en évidence trois sources de bruit. Le rayonnement de ces sources est représenté sur la figure 1.11. La premier, noté (i), correspond au rayonnement d'ondes de Mach généré dans la couche de mélange du jet principal. Le deuxième, noté (ii), est créé au niveau de la zone d'impact. Il est caractérisé par un spectre large bande, une directivité qui dépend de la vitesse d'éjection du jet et un contenu fréquentiel qui dépend de l'épaisseur de la couche limite au niveau de l'impact. En effet, Nonomura *et al.* [95] ont noté que lors de l'augmentation de la distance de la buse à paroi, la largeur de la couche limite augmente au niveau de la zone d'impact et le spectre fréquentiel du rayonnement (ii) se décale vers les basses fréquences. Le rayonnement (ii) est ainsi produit par les fluctuations de pression dues au rayonnement (i) au niveau de la zone d'impact et semble ainsi caractérisé par une longueur caractéristique égale à la largeur de la couche limite dans la région d'impact. Enfin, le dernier rayonnement, noté (iii) sur la figure 1.11, correspond au rayonnement d'ondes de Mach de la couche limite supersonique située en aval de la zone d'impact.

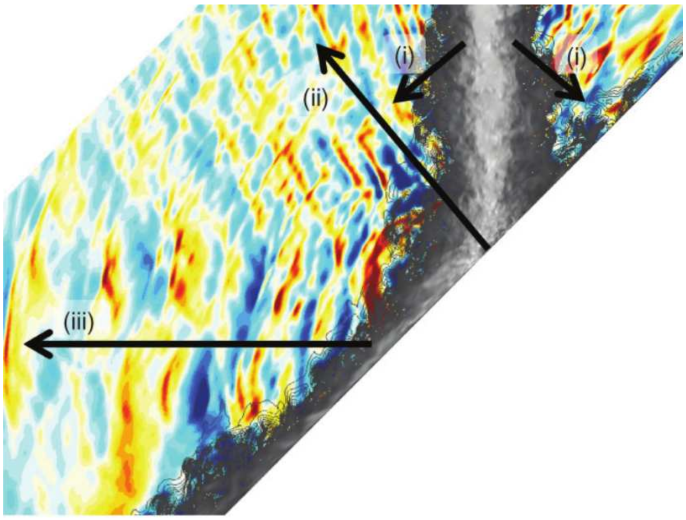

FIGURE 1.11 – Pression fluctuante obtenue par une simulation des grandes échelles d'un jet rond idéalement détendu impactant une paroi avec un angle de 45 degrés, pour un nombre de Mach $\mathcal{M}_j = 2$, d'après Nonomura *et al.* [95]

1.6 Etude de stabilité des jets supersoniques

En menant une étude de stabilité grâce à un modèle de jet avec des couches de mélange d'épaisseurs finies, Tam et Hu [140] ont recherché des solutions sous la forme d'ondes de propagation et ont trouvés trois familles de solutions dans le cas d'un jet supersonique. La première famille de solutions correspond aux ondes d'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Ces ondes sont associées à des modes de vorticité du jet. Les deux autres familles de solutions sont des ondes d'instabilité subsoniques et supersoniques et sont liées à des modes acoustiques du jet. Ces ondes d'instabilité ont également été obtenues par Berman et Williams [13], Mack [83] et Sabatini et Bailly [118] à l'aide de différentes études de stabilité. Tam et Hu [140] ont montré que les modes acoustiques subsoniques du jet sont instables en utilisant pour l'analyse de stabilité un modèle de jet avec des couches de mélange d'épaisseur finie. Les modes acoustiques subsoniques sont cependant neutres (c'est-à-dire avec un nombre d'onde k réel) en considérant un modèle de jet avec des couches de mélange infiniment minces et non d'épaisseur finie.

Dans le cas d'un jet supersonique impactant une paroi solide avec un angle de 90 degrés, une boucle de rétroaction aéroacoustique apparaît parfois. L'hypothèse de Tam et Norum [143] pour des jets plans et de Tam et Ahuja [137] pour des jets ronds est que la partie acoustique de la boucle de rétroaction est pilotée par les modes acoustiques subsoniques du jet adapté équivalent. Ces modes sont caractérisés par une fréquence angulaire ω réelle et, dans le cas d'un modèle de jet avec des couches de mélange infiniment minces, par un nombre d'onde k réel également.

La partie acoustique de la boucle de rétroaction est ainsi liée aux modes acoustiques neutres du modèle de jet parfaitement détendu équivalent avec des couches de mélange infiniment minces. Tam et Norum [143] ont ainsi utilisé un modèle de jet 2-D avec des couches de mélange infiniment minces (*vortex sheet model* en anglais) afin de caractériser les modes acoustiques neutres du jet parfaitement détendu équivalent se propageant vers l'amont. De la même manière, Tam et Ahuja [137] ont écrit un modèle de jet rond 3-D avec des couches de mélange infiniment minces afin de caractériser ces modes.

1.6.1 Jet plan supersonique impactant une paroi avec un angle normal

Pour un jet plan ou un jet rectangulaire avec un grand rapport d'aspect entre la largeur et la hauteur de la buse, la boucle de rétroaction aéroacoustique peut être associée à deux modes d'oscillation du jet. Il s'agit des modes d'oscillation symétrique (ou plan) et antisymétrique (ou sinueux).

1.6.1.1 Modèle de jet avec des couches de mélange infiniment minces

Un jet plan 2-D supersonique idéalement détendu de hauteur h est considéré. Sa vitesse d'éjection est égale à u_j. Ce jet est entouré par deux couches de mélange infiniment minces. Une représentation schématique d'un mode d'oscillation plan de ce jet est proposée sur la figure 1.12.

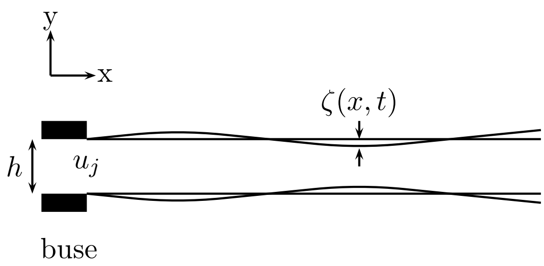

FIGURE 1.12 – Jet supersonique 2-D entouré par deux couches de mélange infiniment minces.

Les fluctuations de pression se superposant au champ moyen à l'intérieur et à l'extérieur du jet sont notées p_{int} et p_{ext}. Le déplacement vertical de la couche de mélange située en $y = h/2$ est noté $\zeta(x,t)$. En linéarisant les équations d'Euler compressibles, on trouve le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \Delta p_{ext} - \dfrac{1}{a_0^2}\dfrac{\partial^2 p_{ext}}{\partial t^2} = 0 \text{ à l'extérieur du jet} \\[2ex] \Delta p_{int} - \dfrac{1}{a_j^2}\left(\dfrac{\partial^2 p_{int}}{\partial t^2} + u_j^2 \dfrac{\partial^2 p_{int}}{\partial x^2}\right) = 0 \text{ à l'intérieur du jet} \end{cases} \tag{1.35}$$

où a_0 et a_j correspondent à la vitesse du son dans le milieu ambiant et dans le jet.

Les conditions aux limites du système d'équations (1.35) sont les suivantes au niveau de la couche de mélange située en $y = h/2$:

$$\begin{cases} p_{int} = p_{ext} \\ \dfrac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = -\dfrac{1}{\rho_0} \dfrac{\partial p_{ext}}{\partial y} \\ \dfrac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + u_j^2 \dfrac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = -\dfrac{1}{\rho_j} \dfrac{\partial p_{int}}{\partial y} \end{cases} \tag{1.36}$$

où ρ_0 correspond à la masse volumique du milieu ambiant et ρ_j est la masse volumique d'éjection du jet.

Les conditions aux limites du système d'équations (1.35) sont les suivantes au niveau de l'axe du jet, en $y = 0$:

$$\begin{cases} p_{int} = 0 \text{ pour les modes antisymétriques} \\ \dfrac{\partial p_{int}}{\partial y} = 0 \text{ pour les modes symétriques} \end{cases} \tag{1.37}$$

Le système d'équations (1.35) est maintenant fermé. On recherche alors les solutions sous la forme d'ondes de propagation telles que :

$$\begin{bmatrix} p_{int}(x, y, t) \\ p_{ext}(x, y, t) \\ \zeta(x, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{p_{int}}(y) \\ \hat{p_{ext}}(y) \\ \hat{\zeta} \end{bmatrix} e^{i(kx - \omega t)} \tag{1.38}$$

où k est le nombre d'onde de l'onde de propagation et ω sa fréquence angulaire. Deux relations de dispersion ont été trouvées par Tam et Norum [143] pour le système d'équations (1.35). Dans le cas d'un mode d'oscillation symétrique du jet, la relation de dispersion s'écrit sous la forme :

$$\frac{\left[(\omega - u_j k)^2 / a_j^2 - k^2\right]^{1/2} \rho_0 \omega^2}{(k^2 - \omega^2/a_0^2)^{1/2} \rho_j (\omega - u_j k)^2} + \tan\left\{\left[(\omega - u_j k)^2 / a_j^2 - k^2\right]^{1/2} h/2\right\} = 0 \tag{1.39}$$

et dans le cas d'un mode d'oscillation antisymétrique du jet, la relation de dispersion s'écrit sous la forme :

$$\frac{\left[(\omega - u_j k)^2 / a_j^2 - k^2\right]^{1/2} \rho_0 \omega^2}{(k^2 - \omega^2/a_0^2)^{1/2} \rho_j (\omega - u_j k)^2} + 1/\tan\left\{\left[(\omega - u_j k)^2 / a_j^2 - k^2\right]^{1/2} h/2\right\} = 0 \tag{1.40}$$

Les deux relations de dispersion (1.39) et (1.40) peuvent être utilisées pour calculer les modes acoustiques neutres d'un jet plan supersonique. Ces relations sont appliquées à un jet supersonique parfaitement détendu provenant d'une tuyère 2-D convergente-divergente dont le nombre de Mach d'éjection vaut $\mathcal{M}_j = 1.28$ et la hauteur vaut $h = 2$mm. Les deux relations de dispersion (1.39) et (1.40) sont calculées dans l'espace des nombres d'onde pour $-15 < kh < 0$ et des nombre de Strouhal pour $0 < St < 1.2$. Les solutions approchées de ces deux relations de dispersion dans cet espace sont représentées sur la figure 1.13.

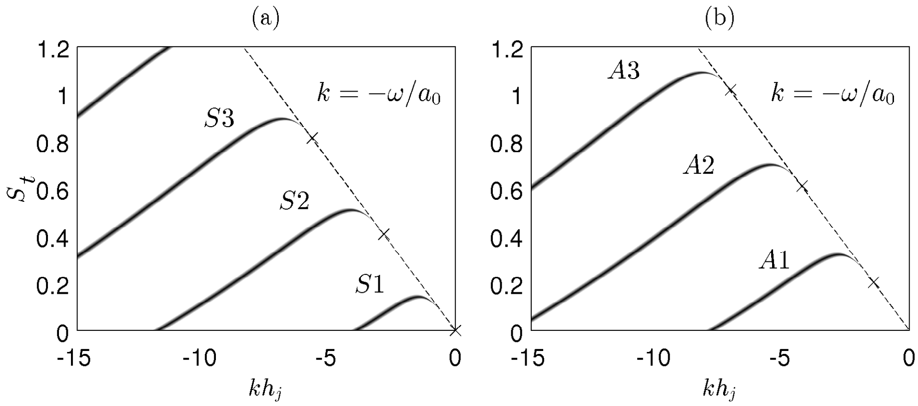

FIGURE 1.13 – Relation de dispersion des modes acoustiques neutres (a) symétriques et (b) antisymétriques d'un jet plan supersonique idéalement détendu avec $\mathcal{M}_j = 1.28$ et $h = 2$mm; $\times$ limites basses des modes et $- - -$ $k = -\omega/a_0$.

La solution approchée de la relation de dispersion (1.39), pour les modes d'oscillation symétriques du jet, est représentée sur la figure 1.13(a). Trois modes acoustiques neutres symétriques sont visibles et sont notés $S1$, $S2$ et $S3$. La figure 1.13(b) correspond à la solution approchée de la relation de dispersion (1.40) des modes d'oscillation antisymétriques du jet. Trois modes sont visibles, ils sont notés $A1$, $A2$ et $A3$. Dans le cas d'un jet plan supersonique impactant une paroi, l'hypothèse faite par Tam et Norum [143] est que les modes d'oscillation du jet associés à la boucle de rétroaction aéroacoustique correspondent à des modes acoustiques neutres du modèle du jet plan adapté équivalent avec des couches de mélange infiniment minces se propageant en amont dans le jet. Ces modes sont donc associés à des ondes d'instabilité dont le nombre d'onde k est réel et dont la vitesse de groupe est négative, c'est-à-dire $d\omega/dk < 0$.

La figure 1.13 permet alors de définir une plage de fréquences envisageables par mode acoustique neutre du modèle du jet sur laquelle la vitesse de groupe de l'onde d'instabilité associée est négative. Pour un écoulement supersonique, l'existence d'ondes d'instabilité se propageant en amont dans le jet peut paraître surprenante. Cependant, ces ondes correspondent, comme l'expliquent Tam et Hu [140], à des ondes qui se propagent en amont du jet à travers la couche de mélange. Pour confirmer cela, ils ont tracé les fonctions propres des ondes d'instabilité se propageant en amont dans le jet et ont identifié que lorsque le jet est subsonique, ces fonctions sont confinées dans le jet alors que lorsque le jet est supersonique, ces fonctions se trouvent également à l'extérieur du jet, permettant ainsi une propagation dans la direction amont.

Afin de caractériser précisément les plages envisageables pour chaque mode acoustique neutre du modèle de jet sur lesquelles la vitesse de groupe de l'onde d'instabilité associée est négative en fonction du nombre de Mach du jet idéalement détendu équivalent $\mathcal{M}_j$, les limites fréquentielles supérieures de ces plages sont déterminées graphiquement sur les figures 1.13(a) et 1.13(b). Les limites inférieures de ces plages envisageables, en revanche, peuvent être calculées. En effet, en utilisant les relations de dispersion (1.39) et (1.40), on remarque que les limites inférieures des plages envisageables se trouvent sur la droite définie par la relation :

$$k^2 - \frac{\omega^2}{a_0^2} = 0 \tag{1.41}$$

Lorsque le nombre d'onde k tend vers la valeur $-\omega/a_0$, les premiers termes des équations (1.39) et (1.40) tendent vers l'infini et donc nécessairement, les deuxièmes termes doivent également tendre vers l'infini afin de vérifier l'égalité. Pour les modes d'oscillation symétriques du jet, l'argument de la fonction tangente doit ainsi être égal à :

$$\left[\frac{(\omega - u_j k)^2}{a_j^2} - k^2\right]^{1/2} \frac{h}{2} = \frac{n-1}{\pi} \tag{1.42}$$

Le nombre de Strouhal des limites basses des modes d'oscillation symétriques du jet peut alors être trouvé à l'aide des relations (1.41) and (1.42). Il vaut :

$$St_{sym} = \frac{n-1}{u_j\left(\dfrac{(1+u_j/a_0)^2}{a_j^2} - \dfrac{1}{a_0^2}\right)^{1/2}} \tag{1.43}$$

où n est le numéro du mode symétrique. Par exemple, $n = 1$ permet de trouver la limite basse du mode $S1$.

De la même manière, pour les modes d'oscillation antisymétriques du jet, la relation suivante doit être vérifiée :

$$\left[\frac{(\omega - u_j k)^2}{a_j^2} - k^2\right]^{1/2} \frac{h}{2} = \frac{n-1/2}{\pi} \tag{1.44}$$

Les relations (1.41) et (1.44) permettent alors de trouver les limites basses des modes d'oscillation antisymétriques du jet :

$$St_{anti} = \frac{n-1/2}{u_j\left(\dfrac{(1+u_j/a_0)^2}{a_j^2} - \dfrac{1}{a_0^2}\right)^{1/2}} \tag{1.45}$$

où n est le numéro du mode antisymétrique. Les valeurs des limites inférieures des plages envisageables trouvées à l'aide des relations (1.43) et (1.45) sont représentées sur la figure 1.13.

Les plages des modes acoustiques neutres du modèle de jet pour lesquelles la vitesse de l'onde d'instabilité associée est négative sont à présent déterminées et représentées sur la figure 1.14 pour les deux premiers modes symétriques et antisymétriques en fonction du nombre de Mach du jet équivalent $\mathcal{M}_j$. Les fréquences tonales de la boucle de rétroaction aéroacoustique obtenues expérimentalement par Tam et Norum [143] pour un jet froid supersonique idéalement détendu impactant une paroi avec un angle normal, et avec un nombre de Mach variant de 1.15 à 1.70, sont également représentées. La nature plane ou sinueuse des modes d'oscillation du jet associés à ces fréquences a été étudiée par Tam et Norum [143] à l'aide d'une source de lumière stroboscopique. La nature trouvée est en accord dans tous les cas avec leurs placements dans les bandes de fréquence $S1$ et $A1$.

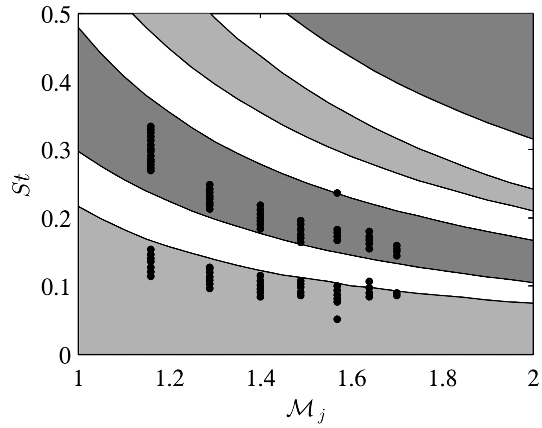

FIGURE 1.14 – Plages de fréquences envisageables pour les deux premiers modes symétriques en gris clair et antisymétriques en gris foncé; • fréquences tonales de la boucle de rétroaction aéroacoustique obtenues expérimentalement par Tam et Norum [143] dans le cas d'un jet froid.

1.6.1.2 Caractérisation des modes

Pour un jet plan supersonique impactant, afin de caractériser la nature du mode d'oscillation associé à une fréquence tonale de la boucle de rétroaction aéroacoustique, l'approche de Thomas et Prakash [151] peut être suivie. Pour cela, les interspectres des vitesses fluctuantes longitudinale et transversale obtenus en deux points situés de part et d'autre du jet sont calculés. L'interspectre des signaux de fluctuations de la vitesse longitudinale u' et l'interspectre des signaux de fluctuations de la vitesse transversale v' sont notés respectivement p_{uu} et p_{vv}. Les amplitudes $|p_{uu}|$ et $|p_{vv}|$, les cohérences C_{uu} et C_{vv} et les phases ϕ_{uu} et ϕ_{vv} des interspectres sont alors examinées. A la fréquence de la boucle de rétroaction aéroacoustique, une cohérence proche de 1 est atteinte car les perturbations aérodynamiques sont cohérentes de part et d'autre du jet. Cependant, ces perturbations sont en phase ou non de part et d'autre du jet, ce qui permet de classer le mode en fonction de sa nature plane ou sinueuse. En effet, si u' est symétrique, c'est-à-dire si la phase $\phi_{uu} = 0$, et que v' est antisymétrique avec $\phi_{vv} = \pm\pi$, il s'agit d'un mode plan ou variqueux. A contrario, si u' est antisymétrique et v' est symétrique, le mode est dit sinueux ou de battement. Un exemple de mode sinueux obtenu par simulation des grandes échelles est présenté sur la figure 1.15 pour un jet rectangulaire supersonique adapté impactant une paroi avec un angle normal, pour un nombre de Mach d'éjection de 1.28 et un nombre de Reynolds de 5×10^4. La figure 1.15(a) propose une représentation instantanée de la masse volumique à un temps de référence. Le jet apparaît ondulé, de forme '$\sim$'. Il apparaît sur la figure 1.15(b) avec une forme '$\backsim$' et revient à sa forme originale sur la figure 1.15(c). Des ondes acoustiques sont visibles et sont déphasées de 180 degrés de part et d'autre du jet. Ainsi, la présence d'une boucle de rétroaction aéroacoustique entre la buse et la paroi est visible. Cette boucle possède une période fondamentale T et est associée à un mode d'oscillation sinueux du jet.

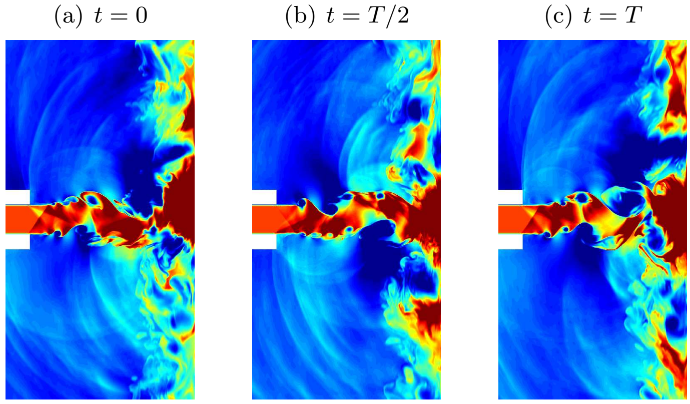

FIGURE 1.15 – Représentation instantanée de la masse volumique obtenue par un jet supersonique rectangulaire adapté impactant une paroi avec un angle normal, pour un nombre de Mach d'éjection de 1.28 et un nombre de Reynolds de 5.10^4; simulation des grandes échelles présentée dans le chapitre 4; T est la période fondamentale du mode sinueux.

1.6.2 Jet rond supersonique impactant une paroi avec un angle normal

Pour un jet rond, un grand nombre de modes d'instabilité ont été observés expérimentalement par Risborg et Soria [116] et par Panda [102].

1.6.2.1 Modèle de paroi infiniment mince d'un jet rond

Un jet rond 3-D supersonique idéalement détendu de rayon r_j est considéré. Sa vitesse d'éjection est prise égale à u_j. Ce jet est entouré par une couche de mélange infiniment mince. Une représentation schématique d'un mode plan de ce jet est proposée sur la figure 1.16.

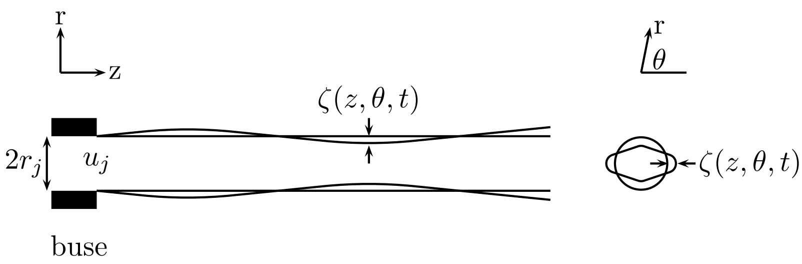

FIGURE 1.16 – Jet supersonique rond entouré par une couche de mélange infiniment mince.

Les fluctuations de pression se superposant au champ moyen à l'intérieur et à l'extérieur du jet sont notées p_{int} et p_{ext}. Le déplacement vertical de la couche de mélange située en $r = r_j$ est appelé $\zeta(x,t)$. En linéarisant les équations d'Euler compressibles, le système d'équations suivant est trouvé :

$$\begin{cases} \Delta p_{ext} - \dfrac{1}{a_0^2}\dfrac{\partial^2 p_{ext}}{\partial t^2} = 0 \text{ à l'extérieur du jet} \\ \\ \Delta p_{int} - \dfrac{1}{a_j^2}\left(\dfrac{\partial^2 p_{int}}{\partial t^2} + u_j^2 \dfrac{\partial^2 p_{int}}{\partial z^2}\right) = 0 \text{ à l'intérieur du jet} \end{cases} \tag{1.46}$$

où a_0 et a_j correspondent à la vitesse du son dans le milieu ambiant et dans le jet.

Les conditions aux limites du système d'équations (1.46) sont les suivantes au niveau de la couche de mélange située en $r = r_j$:

$$\begin{cases} p_{int} = p_{ext} \\ \\ \dfrac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = -\dfrac{1}{\rho_0}\dfrac{\partial p_{ext}}{\partial r} \\ \\ \dfrac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + u_j \dfrac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} = -\dfrac{1}{\rho_j}\dfrac{\partial p_{int}}{\partial r} \end{cases} \tag{1.47}$$

où ρ_0 correspond à la masse volumique du milieu ambiant et ρ_j est la masse volumique d'éjection du jet.

Le système d'équations (1.46) est alors fermé. On recherche les solutions sous la forme d'ondes de propagation telles que :

$$\begin{bmatrix} p_{int}(r,z,\theta,t) \\ p_{ext}(r,z,\theta,t) \\ \zeta(z,\theta,t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{p_{int}}(r) \\ \hat{p_{ext}}(r) \\ \hat{\zeta} \end{bmatrix} e^{i(kz+n\theta-\omega t)} \tag{1.48}$$

où n est un entier relatif, k est le nombre d'onde de l'onde de propagation, et ω correspond à sa fréquence angulaire.

Le système d'équations (1.46) a été notamment résolu par Tam et Ahuja [137] et la relation de dispersion suivante est trouvée :

$$\eta_+ J_n(\eta_- r_j)\frac{H_n^{1\prime}(\eta_+ r_j)}{H_n^1(\eta_+ r_j)} - \frac{a_j^2}{a_0^2}\frac{C^2}{(C - \mathcal{M}_j a_j/a_0)^2}\eta_- J_n'(\eta_- r_j) = 0 \tag{1.49}$$

où $\eta_+ = (\omega^2/a_0^2 - k^2)^{1/2}$, $\eta_- = \left[(\omega - u_j k)^2/a_j^2 - k^2\right]^{1/2}$ et $C = \omega/(k a_0)$. J_n est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre n et H_n^1 est la fonction de Hankel de première espèce et d'ordre n.

Dans le cas d'un jet rond supersonique impactant, l'hypothèse faite par Tam et Ahuja [137] est que les modes d'oscillation du jet associés à la boucle de rétroaction aéroacoustique correspondent à des modes acoustiques neutres du modèle du jet rond adapté équivalent avec des couches de mélange infiniment minces se propageant en amont dans le jet. Ces modes sont donc associés à des ondes d'instabilité dont le nombre d'onde k et la fréquence angulaire ω sont réels. Sous ces hypothèses, la relation de dispersion (1.49) peut se réécrire sous la forme :

$$|\xi_+| J_n(|\xi_-\alpha|)\frac{K_{n-1}(|\xi_+\alpha|) + K_{n+1}(|\xi_+\alpha|)}{K_n(|\xi_+\alpha|)} + \frac{C^2|\xi_-|}{(a_0 C/a_j - \mathcal{M}_j)^2}\left[J_{n-1}(|\xi_-\alpha|) - J_{n+1}(|\xi_-\alpha|)\right] = 0 \tag{1.50}$$

où $\xi_+ = |C^2 - 1|^{1/2}$, $\xi_- = |(a_0 C/a_j - \mathcal{M}_j)^2 - 1|^{1/2}$ et $\alpha = kr$. K_n est la fonction de Bessel modifiée d'ordre n.

La relation de dispersion (1.50) peut être utilisée pour calculer les modes acoustiques neutres d'un jet rond supersonique. Cette relation est appliquée à un jet supersonique provenant d'une tuyère simplement convergente, avec un nombre de Mach adapté équivalent $\mathcal{M}_j = 1.56$ et un rayon de sortie $r_0 = 1$mm. La relation de dispersion (1.50) est calculée dans l'espace des nombres d'onde pour $-15 < kD_j < 0$ et des nombres de Strouhal pour $0 < St < 1.2$. Les solutions approchées pour les modes d'oscillation axisymétrique (pour $n = 0$) et pour les modes d'oscillation hélicoïdaux (pour $n = 1$) sont affichées sur la figure 1.17.

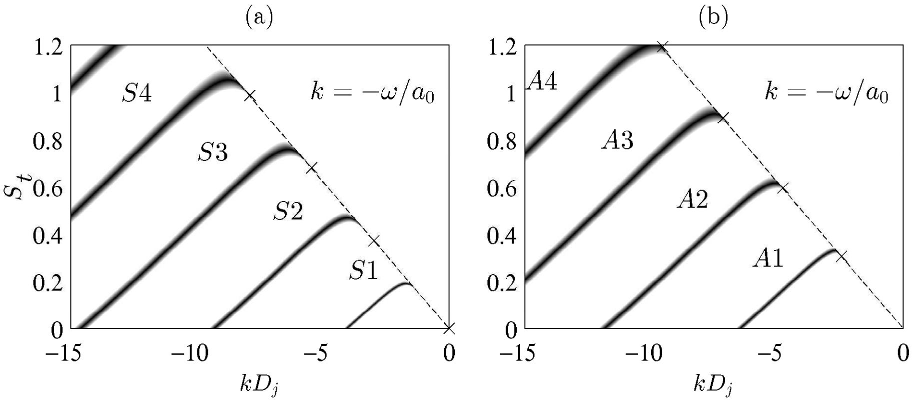

FIGURE 1.17 – Relation de dispersion des modes acoustiques neutres (a) axisymétrique et (b) hélicoïdaux du jet rond idéalement détendu équivalent à un jet issue d'une tuyère convergente avec $\mathcal{M}_j = 1.56$ et $r_0 = 1$mm; $\times$ limites basses des modes et $- - -$ $k = -\omega/a_0$.

Quatre modes acoustiques neutres axisymétriques sont visibles sur la figure 1.17(a) et sont notés $S1$, $S2$, $S3$ et $S4$. La figure 1.17(b) correspond aux modes acoustiques neutres hélicoïdaux. Quatre modes sont visibles, ils sont notés $H1$, $H2$, $H3$ et $H4$. Pour un jet rond supersonique impactant une paroi, l'hypothèse de Tam et Ahuja [137] est que les modes d'oscillation du jet associés à la boucle de rétroaction aéroacoustique correspondent à des modes acoustiques neutres du modèle du jet rond adapté équivalent avec des couches de mélange infiniment minces se propageant en amont. Ces modes sont ainsi associés à des ondes d'instabilité dont la vitesse de groupe est négative, c'est-à-dire $d\omega/dk < 0$. Comme dans le cas d'un jet rectangulaire, on peut remarquer une plage de fréquences envisageables par mode acoustique neutre du modèle du jet sur laquelle la vitesse de groupe de l'onde d'instabilité associée est négative. Ces plages de fréquences envisageables sont déterminées à l'aide du même procédé que pour un jet rectangulaire et sont représentées sur la figure 1.18 en fonction du nombre de Mach du jet adapté équivalent.

1.6.2.2 Caractérisation des modes

Plusieurs modes d'instabilité pour un jet rond supersonique impactant une paroi ont été identifiés par Risborg et Soria [116] et par Panda [102]. Les premiers ont identifié trois principaux modes d'instabilité pour des jets ronds supersoniques sous-détendus impactant

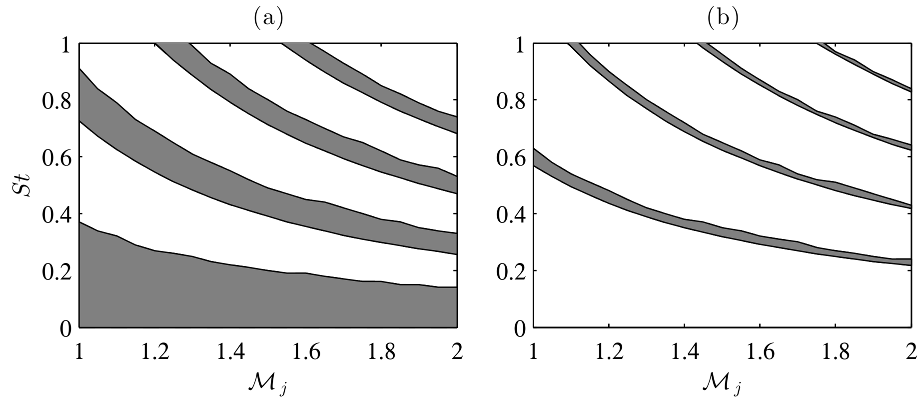

FIGURE 1.18 – Plages de fréquences envisageables pour les quatre premiers modes (a) axisymétriques et (b) hélicoïdaux en fonction du nombre de Mach du jet adapté équivalent et du nombre de Strouhal.

une paroi en faisant varier l'angle d'impact entre 60 et 90 degrés, la distance de la buse et la paroi entre $2D$ et $3D$ et le taux de détente entre 3 et 5.

Le premier mode, observé par Risborg et Soria [116] pour un jet supersonique impactant une paroi située à $2D$ des lèvres de la buse avec un angle de 90 degrés, et pour un taux de détente de 5, est appelé mode de pulsation axiale (*axially pulsing mode* en anglais). La figure 1.19 montre ce mode d'instabilité à l'aide d'une série d'images shadowgraph effectuées à 5×10^5 images par seconde. Dans ce cas, un disque de Mach situé dans la première cellule de choc oscille selon l'axe du jet. Risborg et Soria [116] trouvent que la distance entre les lèvres de la buse et le premier choc oscille alors de l'ordre de 10%.

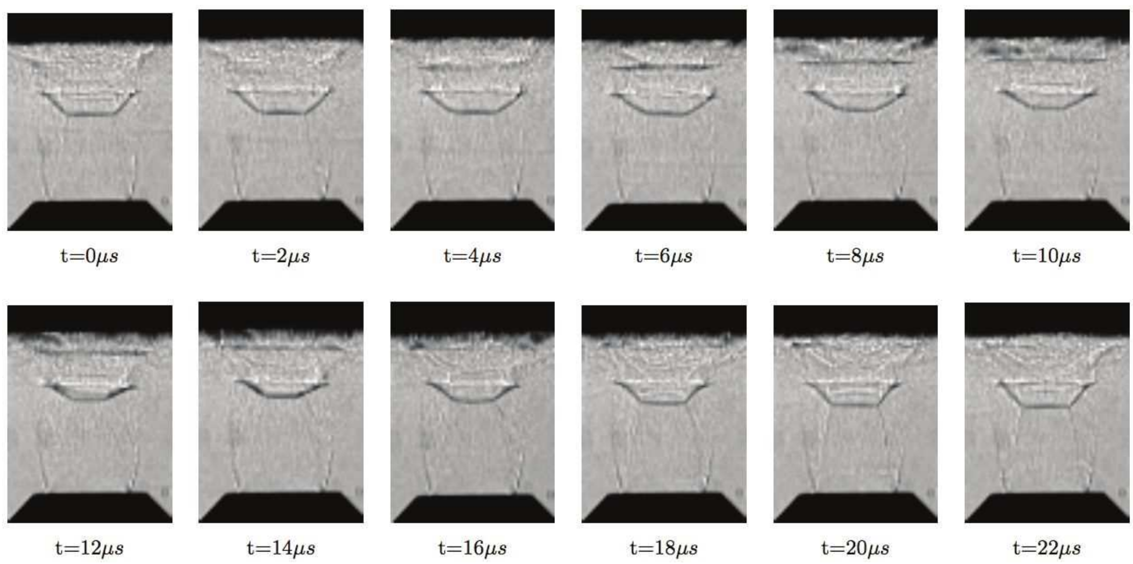

FIGURE 1.19 – Images shadowgraph montrant le cycle complet d'un mode de pulsation axiale pour un jet rond impactant une paroi située en $2D$ avec un angle normal, et pour un taux de détente de 5, d'après Risborg et Soria [116].

Le deuxième mode est appelé mode d'impact hélicoïdal (*helical impinging mode* en anglais). Il correspond à l'oscillation d'un disque de Mach situé en aval de la première cellule de choc. Ce mode est visible sur la figure 1.20 à l'aide de clichés shadowgraph à 1×10^6 images par seconde obtenus par Risborg et Soria [116] pour un jet supersonique impactant une paroi située à $2D$ des lèvres de la buse avec un angle de 90 degrés, et pour taux de détente de 4. L'oscillation du disque de Mach est hélicoïdale et un anneau est observé sur les images shadowgraph. Cet anneau correspond au disque de Mach complet soumis à une déformation hélicoïdale, le shadowgraph ne donnant pas une coupe de l'écoulement mais l'intégrale de celui-ci suivant la direction du dispositif optique.

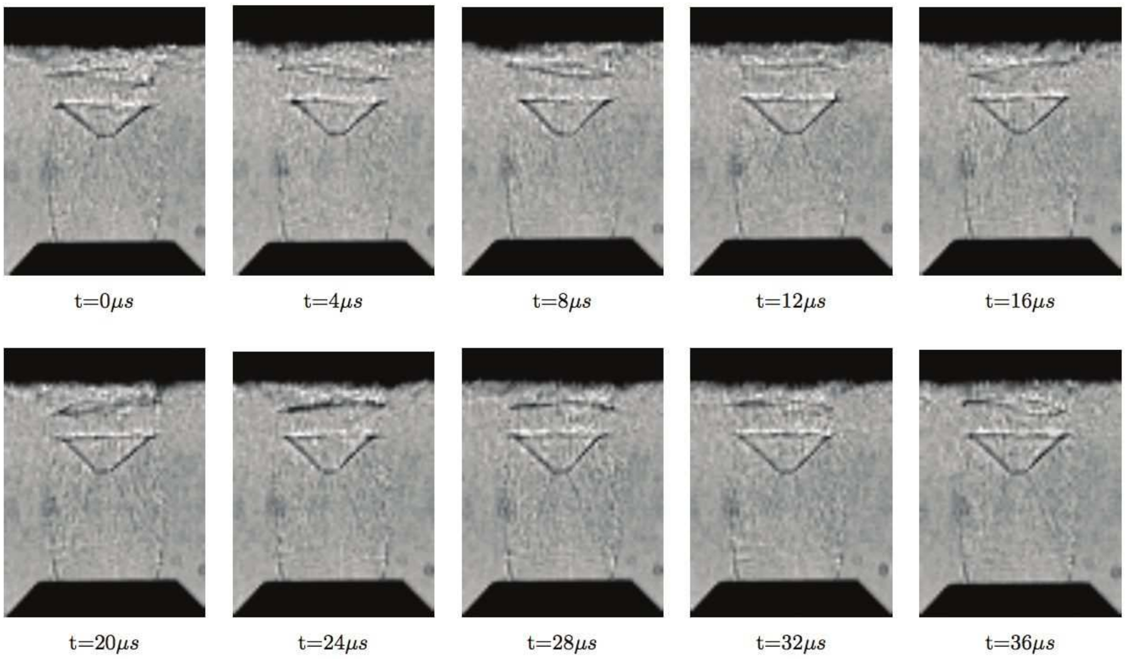

FIGURE 1.20 – Images shadowgraph montrant le cycle complet d'un mode d'impact hélicoïdal pour un jet rond impactant une paroi située en $2D$ avec un angle normal, et pour un taux de détente de 4, d'après Risborg et Soria [116].

Enfin, le troisième mode est appelé mode de battement axial (*axially flapping mode* en anglais). Il correspond à un battement axial d'un disque de Mach situé en amont de la paroi. La figure 1.21 présente un cycle complet de ce mode à l'aide de clichés shadowgraph à 1×10^6 images par seconde obtenus par Risborg et Soria [116] pour un jet supersonique impactant une paroi située à $3D$ des lèvres de la buse avec un angle de 90 degrés, et pour un taux de détente de 3. Ce mode est proche du mode de pulsation axiale à la différence que ce n'est pas le réseau de cellules qui oscille mais un disque de Mach venant se former en amont de la paroi. Par ailleurs, une particularité visible dans la série d'images shadowgraph de la figure 1.21 est la présence d'un choc droit entre la première cellule de choc et le disque de Mach situé en amont de la paroi. Ce choc apparait à $t = 21\mu s$ puis se déplace en aval du jet durant toute la période du mode de battement axial avant de disparaître entre $t = 15\mu s$ et $t = 18\mu s$. Ce phénomène d'apparition et de disparition du choc est appelé *shock splitting* en anglais par Panda [102]. Lors de la translation axiale de ce choc droit, celui-ci passe de faiblement sous-détendu à l'endroit de son apparition à fortement sous-détendu à l'endroit de sa disparition.

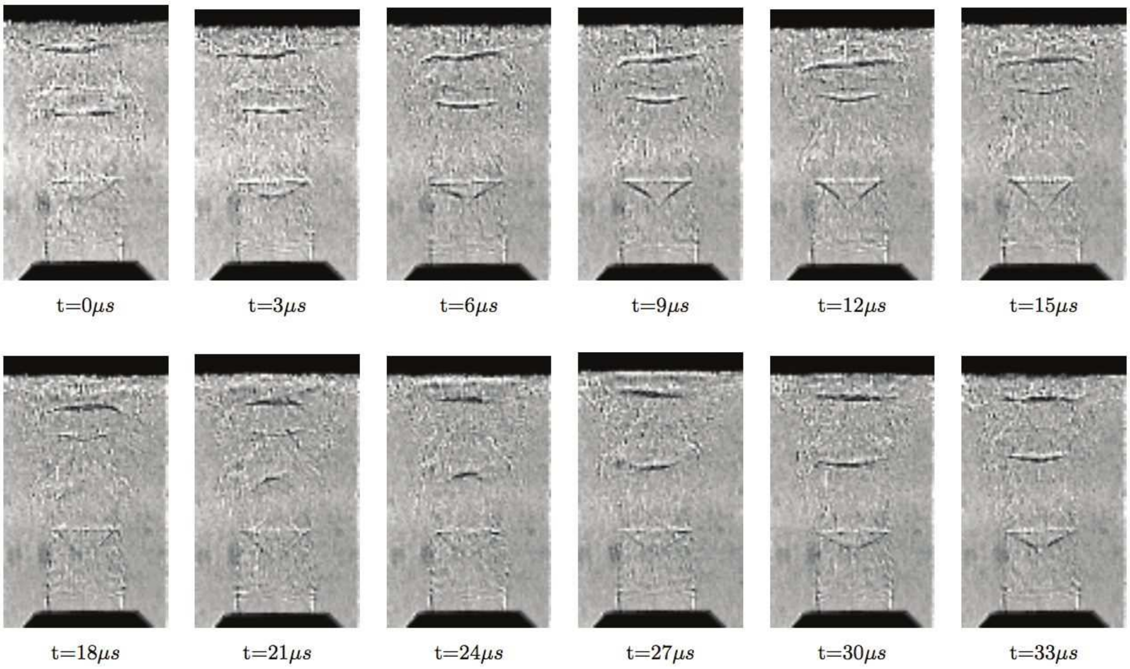

FIGURE 1.21 – Images shadowgraph montrant le cycle complet d'un mode de battement axial pour un jet rond impactant une paroi située en $3D$ avec un angle de 90 degrés, et pour un taux de détente de 4, d'après Risborg et Soria [116].

1.6.3 Jet impactant une paroi avec un angle quelconque

Expérimentalement, Risborg et Soria [116] ont observé pour un jet rond supersonique sous-détendu impactant une paroi située en $2D$ avec un angle de 60 degrés un mode d'instabilité appelé mode de flexion/battement (*bending/flapping mode* en anglais). Un cycle complet de ce mode est représenté sur la figure 1.22 à l'aide de clichés shadowgraph à 1×10^6 images par seconde. Ce mode est proche d'un mode de battement axial d'un jet impactant avec un angle normal. En effet, il y a formation d'un disque de Mach en amont de la paroi qui oscille axialement au cours du temps dans le demi-plan où la distance des lèvres de la buse à la paroi est la plus grande. Cependant, ce disque de Mach paraît contraint et immobile dans l'autre demi-plan, conduisant à une flexion du disque de Mach au cours du temps.

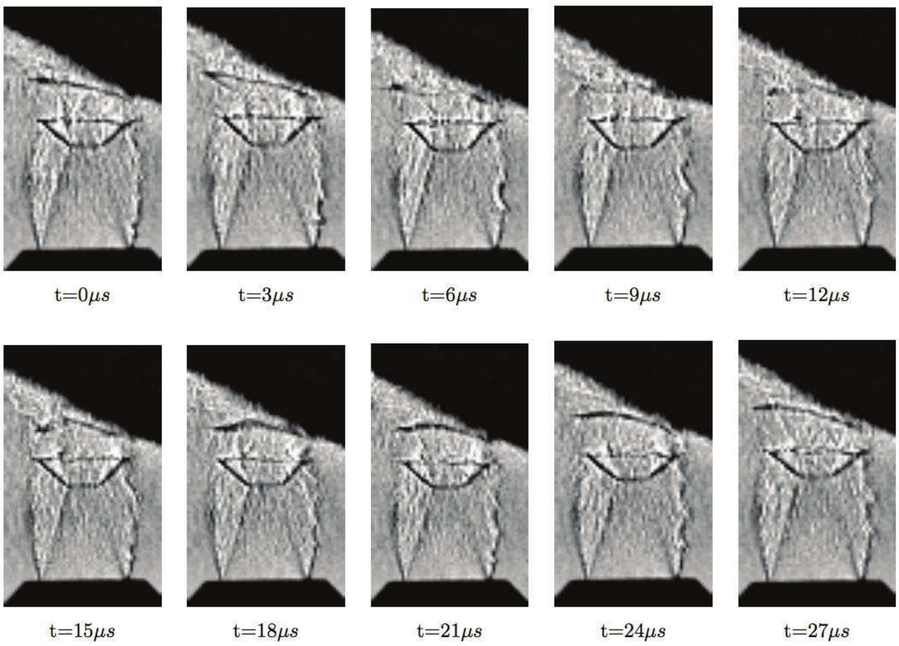

FIGURE 1.22 – Images shadowgraph montrant le cycle complet d'un mode de flexion/battement pour un jet rond impactant une paroi située en $2D$ avec un angle de 60 degrés et avec un taux de détente de 4.5, d'après Risborg et Soria [116].

Chapitre 2

Simulations et méthodes numériques

Ce chapitre présente les différentes méthodes numériques de la littérature permettant de simuler un jet supersonique instationnaire impactant une paroi inclinée en compressible. Pour chaque méthode, son principe, ses qualités, ses défauts et enfin son coût de calcul sont exposés. En particulier, les différentes méthodes numériques utilisées dans le cadre de ce mémoire sont présentées.

Trois codes de résolution numériques des équations de Navier-Stokes instationnaires compressibles ont été développés lors de cette thèse. Le premier code est écrit pour une géométrie cartésienne et permet la simulation d'un jet plan supersonique impactant une paroi avec un angle normal. Le deuxième code dérive du premier, mais deux maillages cartésiens sont alors utilisés afin de permettre la simulation d'un jet plan supersonique impactant une paroi avec un angle quelconque. Enfin, dans le dernier code, un système de coordonnées cylindriques est utilisé afin de simuler un jet rond supersonique impactant une paroi avec un angle normal. Ce chapitre s'attache ainsi à présenter les différentes méthodes numériques employées dans ces trois codes de résolution. Certaines sont communes aux trois codes comme l'intégration temporelle et certaines sont spécifiques à un code particulier comme l'interpolation Lagrangienne.

2.1 Différentes approches de la simulation en mécanique des fluides

2.1.1 Simulation numérique directe (DNS)

La simulation numérique directe (DNS pour *Direct Numerical Simulation* en anglais) consiste en la résolution numérique de toutes les échelles de la turbulence. Les grandes échelles correspondent à la taille des plus grands tourbillons porteurs de l'énergie cinétique turbulente. La taille de ces tourbillons est de l'ordre de grandeur de l'échelle intégrale L_f. La division des grands tourbillons en tourbillons plus petits conduit alors à un transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles. La cascade d'énergie se poursuit jusqu'à l'échelle de Kolmogorov l_η, où l'énergie cinétique turbulente est dissipée par viscosité moléculaire. Ainsi, la plus petite échelle à résoudre dans une simulation numérique directe est l'échelle de Kolmogorov.

Le nombre de points nécessaires dans une direction de l'espace est par conséquent proportionnel au rapport L_f/l_η. Pour une turbulence homogène isotrope, Bailly et Comte-Bellot [8] évaluent ce rapport comme :

$$\frac{L_f}{l_\eta} \propto \frac{L_f}{\nu_0^{3/4}\epsilon^{-1/4}} = Re_{L_f}^{3/4} \tag{2.1}$$

où ϵ est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, Re_{L_f} est le nombre de Reynolds basé sur l'échelle intégrale et ν_0 est la viscosité cinématique du fluide ambiant.

Pour une simulation 3-D, le nombre de points du maillage évolue donc en $Re_{L_f}^{9/4}$. Cette évolution en fonction du nombre de Reynolds constitue la principale limitation de la simulation numérique directe. Le nombre de Reynolds doit en effet rester faible pour que le nombre de points de maillage soit acceptable. En particulier, dès que le nombre de Reynolds dépasse une valeur de 10^4, le calcul devient très important en terme de mémoire et de temps CPU. Ainsi, un certain nombre de jets turbulents à bas nombre de Reynolds ont été effectués ces quinze dernières années par simulation numérique directe. En 2000, Freund *et al.* [52] ont simulé un jet supersonique avec un nombre de Mach de 1.92 et un nombre de Reynolds de 2000. Un an plus tard, Freund [50] a effectué la simulation numérique directe d'un jet subsonique turbulent à un nombre de Mach $\mathcal{M}_j = 0.9$ et un nombre de Reynolds 3600. En 2012, Sandberg *et al.* [120] ont calculé par simulation numérique directe des jets dont le nombre de Mach est compris entre 0.46 et 0.84 et dont le nombre de Reynolds est de 7670. Enfin, en 2014, Bühler *et al.* [26] ont effectué la DNS d'un jet subsonique turbulent à un nombre de Mach de 0.9 et un nombre de Reynolds de 18100.

2.1.2 Simulation des grandes échelles (LES)

La simulation des grandes échelles (LES pour *Large Eddy Simulation* en anglais) repose sur une séparation entre grandes et petites échelles au sein d'un écoulement. Une longueur de référence appelée longueur de coupure est choisie afin de séparer ces deux échelles. Les grandes échelles, dont la taille est supérieure à cette longueur de coupure, sont appelées échelles résolues et les petites échelles, plus petites que cette longueur de coupure, sont appelées échelles de sous-maille et sont prises en compte par un modèle de sous-maille. Cette séparation d'échelles peut être formulée grâce à l'utilisation d'un filtrage passe-bas. Ce filtrage s'écrit à l'aide d'un produit de convolution. Par la suite, nous noterons $\overline{u}$ la partie filtrée de u par le produit de convolution.

Pour un écoulement compressible, le filtrage au sens de Favre est utilisé afin d'écrire les équations sous une forme plus compacte. Ce filtrage est défini de la façon suivante [48] :

$$\hat{u} = \frac{\overline{\rho u}}{\overline{\rho}} \tag{2.2}$$

où $\hat{u}$ est la valeur de u filtrée au sens de Favre.

La décomposition $u = \hat{u} + u''$ est alors injectée dans les équations de Navier-Stokes. On obtient alors le tenseur des échelles de sous-maille regroupant tous les termes ne dépendant pas exclusivement des grandes échelles. Il se décompose de la manière suivante [119] :

$$\mathcal{T}_{ij} = \mathcal{L}_{ij} + \mathcal{C}ij + \mathcal{R}ij \tag{2.3}$$

Cette décomposition est appelée décomposition de Léonard ou décomposition triple. Le premier terme, $\mathcal{L}_{ij} = - < \rho(\widehat{\hat{u}_i \hat{u}_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j) >$, est le tenseur de Léonard. Il met en évidence les interactions entre les grandes échelles. Le second, $\mathcal{C}_{ij} = - < \rho(\widehat{\hat{u}_i u''_j} + \widehat{u''_i \hat{u}_j}) >$, est le tenseur des termes croisées. Il caractérise les interactions entre les grandes et les petites échelles. Le troisième, $\mathcal{R}_{ij} = -\rho \widehat{u''_i u''_j}$, est le tenseur des contraintes de Reynolds de sous-maille. Il représente les interactions entre échelles sous-maille et leurs effets sur les grandes échelles résolues.

Afin d'obtenir un modèle de sous-maille purement dissipatif, l'échelle de Taylor λ_g [14] doit être résolue dans une LES. Le nombre de points nécessaire dans une direction de l'espace est alors proportionnel au rapport L_f/λ_g. Pour une turbulence homogène isotrope, Bailly et Comte-Bellot [8] montrent que ce rapport varie comme :

$$\frac{L_f}{\lambda_g} \propto Re_{L_f}^{1/2} \tag{2.4}$$

Pour une simulation 3-D, le nombre de points du maillage évolue dans ce cas en $Re_{L_f}^{3/2}$. L'évolution du coût de calcul avec le nombre de Reynolds est donc moins importante pour une LES que pour une DNS grâce à la séparation entre les grandes échelles qui contiennent l'énergie turbulente et les petites échelles qui la dissipent. La LES a été utilisée par exemple par Tsutsumi *et al.* [95] pour la simulation d'un jet rond supersonique impactant une paroi inclinée, par Bogey et Bailly [17, 20, 21] pour la simulation 3-D de jets transitionnels et turbulents à des nombres de Mach de 0.9, ou encore par de Cacqueray *et al.* [43] pour simuler un jet supersonique sous-détendu avec un nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j = 3.3$.

2.1.3 Equations de Navier-Stokes Moyennées (RANS)

La méthode RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation* en anglais) consiste à appliquer la décomposition de Reynolds aux équations de Navier-Stokes afin de séparer la moyenne statistique de l'écoulement et sa composante aléatoire dont la turbulence fait partie. Les équations de Navier-Stokes moyennées obtenues forment un système ouvert et un modèle de turbulence est considéré afin de fermer ce système. Cette approche a été initialement développée afin de calculer de manière robuste des écoulements stationnaires (RANS) et a été ensuite étendue aux écoulements instationnaires périodiques (URANS pour *Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation* en anglais). L'avantage de la méthode RANS par rapport aux méthodes DNS et LES réside dans le fait que la turbulence n'est pas résolue et donc que l'échelle de coupure peut être significativement plus large que pour une DNS ou une LES. Cette méthode est ainsi relativement peu coûteuse et est beaucoup utilisée en mécanique des fluides numérique (CFD pour *Computational Fluid Dynamics* en anglais) dans l'industrie. Le modèle de turbulence $k - \epsilon$ [78] est souvent employé. Il introduit une équation régissant l'évolution de l'énergie cinétique turbulente k et une équation pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ϵ. Il s'agit ici d'un modèle à deux équations de transport mais des modèles à une seule équation de transport existent aussi comme celui de Spalart-Allmaras [129].

Les méthodes URANS peuvent simuler des phénomènes instationnaires périodiques comme le phénomène de *screech* pour des jets supersoniques. Ce phénomène a ainsi été étudié par Shen et Tam [125] et par Li et Gao [81] pour des jets sous-détendus avec un nombre de

Mach variant entre 1.05 et 1.4. Les modes axisymétriques $A1$ et $A2$, le mode de battement B et le mode hélicoïdal D ont été reproduits avec succès dans ces travaux. Cependant, les méthodes RANS échouent à décrire des écoulements dans lesquels les effets des mécanismes instationnaires jouent un rôle important comme pour le décrochage d'une aile d'avion ou l'intermittence de la boucle de rétroaction aéroacoustique au sein d'un jet supersonique impactant qui sera considérée dans les chapitres 3 et 4.

2.1.4 Approches hybrides (DES)

L'approche hybride (DES pour *Detached Eddy Simulation* en anglais) couple les approches URANS et LES. En proche paroi ou lorsque les échelles de la turbulence sont plus petites que la taille locale de la maille, la méthode RANS est utilisée. A l'inverse, lorsque les échelles de la turbulence sont plus grandes que la longueur de quelques mailles locales, la LES est employée car la turbulence peut alors être résolue. La DES est par exemple intégrée au code elsA (Ensemble Logiciel de Simulation en Aérodynamique), développé de manière conjointe par l'ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aerospatiales) et le CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifiques) pour des applications industrielles en aéronautique.

2.2 Méthodes numériques pour la simulation des grandes échelles

Dans ce travail de thèse, l'approche LES est choisie pour la résolution des équations de Navier-Stokes compressibles instationnaires. Les différentes méthodes numériques retenues pour effectuer les LES sont présentées dans cette partie. Les propriétés des méthodes numériques utilisées sont très importantes en aéroacoustique numérique (CAA pour *Computational AeroAcoustics* en anglais) car les fluctuations acoustiques sont généralement de plusieurs ordres de grandeur plus faibles que les fluctuations aérodynamiques.

2.2.1 Différenciation spatiale

Les méthodes de différenciation spatiale permettent de calculer les dérivées des flux eulériens et visqueux des équations de Navier-Stokes. Dans ce qui suit, dans un souci de simplicité, le maillage est supposé mono-dimensionnel avec un pas de discrétisation Δx constant. La qualité des méthodes de différenciation peut alors être caractérisée dans l'espace de Fourier. Cette approche a été utilisée par Lele [79], Tam et Webb [149] et Colonius et Lele [32], entre autres. La méthode des différences finies explicites est retenue dans le cadre de cette thèse. La dérivée du flux $\mathcal{L}$ au point x_0 est ainsi approchée par :

$$\frac{\partial \mathcal{L}(x_0)}{\partial x} \simeq \frac{1}{\Delta x} \sum_{j=M}^{N} a_j \mathcal{L}(x_0 + j\Delta x) \tag{2.5}$$

où les a_j sont les coefficients du schéma aux différences finies, et M et N sont les coefficients liés au support du schéma.

La transformée de Fourier de l'équation (2.5) permet de trouver le nombre d'onde effectif k^* du schéma :

$$k^*\Delta x = -i \sum_{j=M}^{N} a_j e^{ijk\Delta x} \tag{2.6}$$

Pour les points intérieurs du maillage, le support de discrétisation est centré, avec $M = -N$ et $a_{-j} = a_j$, afin d'obtenir un schéma non dissipatif. L'erreur de phase est alors directement donnée par $k^*\Delta x - k\Delta x$. Tam et Webb [149] ont ainsi introduit des schémas de différenciation spatiale dit DRP (*Dispersion-Relation-Preserving* en anglais) adaptés spécifiquement à la CAA en cherchant à minimiser l'erreur de phase et donc la dispersion de ses schémas. Cependant, les différences finies ne résolvent pas les oscillations maille-à-maille [150, 162]. Ces oscillations risquent de déstabiliser les simulations et de venir perturber les fréquences résolues par recouvrement spatial. Une solution consiste alors à appliquer un filtre passe-bas dont le nombre d'onde de coupure coïncide avec celui de la limite de résolution des différences finies.

Dans les codes de résolution développés lors de cette thèse, au centre du domaine, la différenciation spatiale est effectuée à l'aide des schémas centrés optimisés sur 11 points d'ordre 4 de Bogey et Bailly [16], appelés FDo11p. Les coefficients de ce schéma vérifient $a_{-j} = -a_j$ et leurs valeurs sont données en annexe A. La dispersion de ce schéma est présenté sur la figure 2.1(b) en fonction du nombre d'onde $k\Delta x$. On constate que ce schéma est ainsi à l'origine d'erreur de dispersion inférieure à 7×10^{-5} sur l'intervalle $k\Delta x \in [0, \pi/2]$. La dispersion de ce schéma a en effet été minimisée sur cet intervalle.

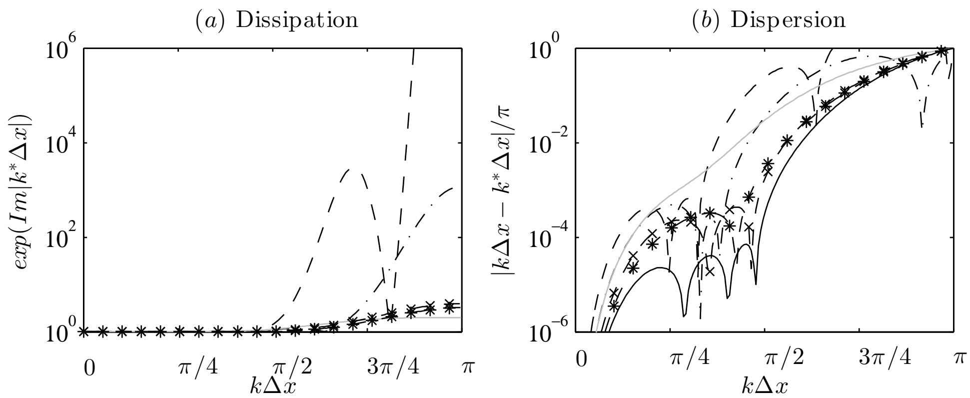

FIGURE 2.1 – Schémas de différences finies centrés de Bogey et Bailly [16] et décentrés de Berland *et al.* [12]. Erreur de (a) dissipation et de (b) dispersion en fonction du nombre d'onde $k\Delta x$: —— schéma centré FDo11p, – – – schéma décentré FDo010d, –·– schéma décentré FDo19d, —— schéma décentré FDo28d, –∗– schéma décentré FDo37d et –×– schéma décentré FDo46d.

Aux bords du domaine, les schémas de différenciation spatiale centrés ne peuvent pas être utilisés dans la direction perpendiculaire et les schémas sur 11 points décentrés d'ordre 4 de Berland *et al.* [12] sont utilisés. Ces schémas sont notés FDoGDd où G et D correspondent au nombre de points à gauche et à droite du point x_0 considéré. La dérivée du flux $\mathcal{L}$ au point x_0 à l'aide de ce schéma décentré est alors exprimée par :

$$\frac{\partial \mathcal{L}(x_0)}{\partial x} \simeq \frac{1}{\Delta x} \sum_{j=-G}^{D} a_j \mathcal{L}(x_0 + j\Delta x) \tag{2.7}$$

Les valeurs a_j des coefficients des schémas décentrés utilisés sont données en annexe A. Les erreurs de dissipation et de dispersion de ces schémas sont présentées sur la figure 2.1 en fonction du nombre d'onde $k\Delta x$. Ces schémas ont été développés afin de limiter les erreurs de dispersion et de dissipation sur l'intervalle $k\Delta x \in [0, \pi/2]$. Cependant, il peut être observé que plus le schéma est décentré plus la dispersion et la dissipation associées au schéma sont élevées.

2.2.2 Intégration temporelle

La résolution des équations de Navier-stokes instationnaires nécessite un schéma d'intégration temporelle. Dans ce travail, les équations de Navier-Stokes en coordonnées cartésiennes et cylindriques ont été utilisées. Elles sont présentées en Annexe B. Le cas cartésien est pris pour exemple par la suite, le cas cylindrique se traitant de la même manière. Les équations de Navier-Stokes en coordonnées cartésiennes s'écrivent :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E_e}{\partial x} + \frac{\partial F_e}{\partial y} + \frac{\partial G_e}{\partial z} - \frac{\partial E_v}{\partial x} - \frac{\partial F_v}{\partial y} - \frac{\partial G_v}{\partial z} = 0 \tag{2.8}$$

où E_e, F_e et G_e dénotent les flux eulériens et E_v, F_v et G_v les flux visqueux.

Par la suite, les notations $\mathcal{L}_e(U) = -\frac{\partial E_e}{\partial x} - \frac{\partial F_e}{\partial y} - \frac{\partial G_e}{\partial z}$ et $\mathcal{L}_v(U) = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial y} + \frac{\partial G_v}{\partial z}$ seront utilisées pour simplifier la lecture.

L'intégration temporelle du système différentiel (2.8) est ici effectuée à l'aide d'un algorithme de Runge-Kutta explicite. L'avancement temporel de la variable U entre le pas temporel n et le pas temporel $n+1$, séparés de Δt, pour un tel algorithme à p sous-étapes, peut s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} U^0 = U^n \\ U^i = U^n + \alpha_i \Delta t \mathcal{L}_e(U^{i-1}) \text{ pour } i = 1...p \\ U^{n+1} = U^p + \Delta t \mathcal{L}_v(U^n) \end{cases} \tag{2.9}$$

où α_i est le coefficient de l'algorithme pour l'étape i. L'intégration des flux visqueux $\mathcal{L}_v(U)$ se fait à la dernière étape du schéma de Runge-Kutta. Cette écriture permet également de se limiter à deux registres mémoires pour l'avancée temporelle, ce qui est très intéressant en terme de mémoire vive consommée par le simulation.

Les propriétés des méthodes de Runge-Kutta ont été étudiées par Hu *et al.* [63]. Ceux-ci ont essayé, afin d'obtenir des algorithmes d'intégration temporelle peu dispersifs et peu dissipatifs, d'optimiser ces schémas dans l'espace de Fourier. Ils ont supposé que l'opérateur $\mathcal{L}_e$ était linéaire, ce qui a permis de réécrire l'algorithme de Runge-Kutta sous la forme suivante :

$$U^{n+1} = U^n + \sum_{i=1}^{p} \gamma_i \Delta t^i \mathcal{L}_e^i(U) \tag{2.10}$$

où les coefficients γ_i dépendent des coefficients α_i de l'algorithme. La fonction d'amplification G_{RK} est alors obtenue à partir de la transformée de Fourier temporelle de l'équation (2.10), et vaut :

$$G_{RK}(\omega\Delta t) = \frac{\widetilde{U}^{n+1}(\omega\Delta t)}{\widetilde{U}^{n}(\omega\Delta t)} = 1 + \sum_{i=1}^{p} \gamma_i (i\omega\Delta t)^i \tag{2.11}$$

Cette méthode a été employée par Bogey et Bailly [16] pour développer un algorithme de Runge-Kutta optimisé à six sous-étapes ($p = 6$) d'ordre deux appelé $RK26$. Les coefficients γ_i de cet algorithme sont donnés dans l'annexe A. L'hypothèse de linéarité de l'opérateur des flux eulériens $\mathcal{L}_e$ conduit à un algorithme d'ordre deux au maximum en non linéaire [27]. Williamson [163] a cependant développé des algorithmes utilisant seulement deux registres mémoires et permettant d'augmenter l'ordre en non linéaire. Ces algorithmes sont appelés algorithmes de Runge-Kutta à faible stockage. Par la suite, Stanescu et Hashabi [130], Calvo *et al.* [28] puis Berland *et al.* [10] ont proposé des algorithmes de Runge-Kutta à faible stockage. Celui de Berland *et al.* [10] par exemple est un algorithme de Runge-Kutta à six sous-étapes, et d'ordre quatre en linéaire et en non linéaire. Il est appelé $RK46$.

Dans les simulations de la thèse, l'intégration temporelle est réalisée à l'aide du schéma de Runge-Kutta à six étapes d'ordre 2 de Bogey et Bailly [16]. Les erreurs de dissipation $1 - |G(\omega\Delta t)|$ et de dispersion $|\omega^*\Delta t - \omega\Delta t|$ pour un opérateur $\mathcal{L}$ linéaire de ce schéma sont présentées sur la figure 2.2. Les propriétés du schéma $RK46$ de Berland *et al.* [10], d'ordre 4 sont également représentées sur cette figure. Les coefficients de ces deux schémas sont disponibles en annexe A. Pour les pulsations $\omega\Delta t$ élevées, les erreurs fournies par les deux algorithmes sont proches, mais pour les pulsations faibles, l'algorithme $RK46$ est légèrement moins dispersif que l'algorithme $RK26$. Cependant, le coût numérique de l'algorithme $RK46$ est supérieur à l'algorithme $RK26$. L'algorithme $RK26$ sera donc utilisé.

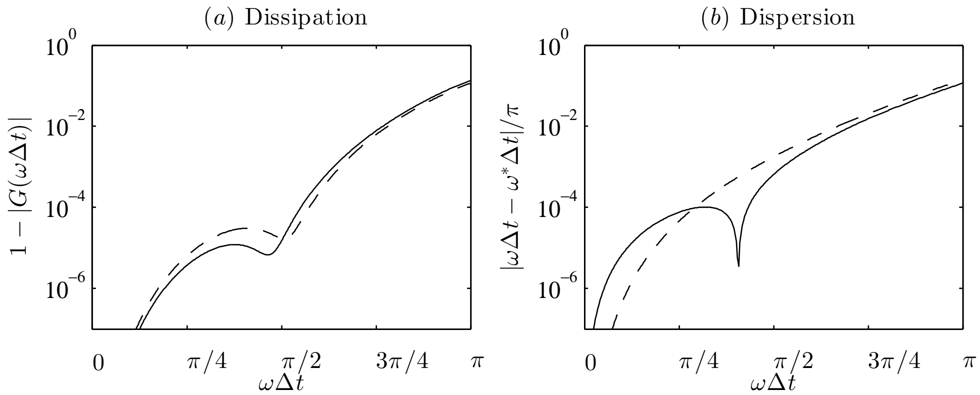

FIGURE 2.2 – Algorithme de Runge-Kutta. Erreurs de (a) dissipation et (b) dispersion en fonction de la pulsation $\omega\Delta t$: —— $RK26$ de Bogey et Bailly [16] et – – – $RK46$ de Berland *et al.* [10].

2.2.3 Filtrage explicite

Dans une simulation LES s'appuyant sur l'application d'un filtrage explicite, le filtrage possède deux fonctions. La première fonction du filtrage est d'assurer la dissipation de l'énergie cinétique comme le feraient les échelles non résolues. Le filtrage agit ainsi en tant que modèle de sous maille. La deuxième fonction, de nature numérique, est de supprimer les oscillations maille-à-maille, non prises en compte par l'algorithme de différenciation spatiale.

L'application du filtrage sélectif à la quantité U s'écrit, en une dimension, au point x_0 du maillage, de la manière suivante :

$$U^f(x_0) = U(x_0) - \sigma \sum_{j=M}^{N} d_j \left(U(x_0 + j\Delta x) - < U(x_0 + j\Delta x) > \right) \tag{2.12}$$

où U^f est la quantité filtrée, $< . >$ désigne l'opérateur de moyenne temporelle, les coefficients d_j sont les coefficients du filtre, Δx est la taille de la maille, σ est la force du filtrage, comprise entre 0 et 1, et M et N sont les coefficients liés au support du schéma.

La fonction de transfert du filtre, obtenue à partir de la transformée de Fourier de l'expression (A.3) avec $\sigma = 1$ est donnée par :

$$G_f(k\Delta x) = 1 - \sum_{j=M}^{N} d_j e^{ijk\Delta x} \tag{2.13}$$

Dans les simulations de cette thèse, l'application du filtre aux points intérieurs du maillage se fait à l'aide de supports centrés, avec $M = -N$, en imposant $d_{-j} = d_j$ afin d'éviter toute erreur de dispersion. De plus, une force de filtrage σ constante permet d'obtenir, pour une variable conservative U, un filtrage conservatif. De manière analogue aux schémas de différenciation spatiale et d'intégration temporelle, une optimisation dans l'espace de Fourier de ce filtre est possible. Tam et Shen [145] ont ainsi développé un filtre optimisé sur 7 points d'ordre 2, et Bogey *et al.* [22] ont proposé un filtre sur 11 points d'ordre 4, noté SFo11p. Ce dernier filtre est utilisé dans cette thèse. Aux bords du domaine, les filtres optimisés sur 11 points décentrés de Berland *et al.* [12] sont employés. Ces filtres sont appelés SFoGDd et ont été développés afin de limiter la dissipation et l'erreur de dispersion sur l'intervalle $k\Delta x \in [0, \pi/2]$. Les valeurs des coefficients d_j de ses 5 schémas décentrés sont données en annexe A.

La dissipation et les erreurs de dispersion des schémas centrés et décentrés sont présentées sur la figure 2.3 en fonction du nombre d'onde $k\Delta x$. Sur la figure 2.3(a), la fréquence de coupure du filtre centré et des cinq filtres décentrés est située en $k\Delta x = \pi/2$. Sur la figure 2.3(b), plus le filtre est décentré et plus les erreurs de dispersion augmentent sur toute la plage des nombres d'onde.

Enfin, en pratique, chacune des trois directions du maillage est filtrée à la suite. Ce choix entraine une légère anisotropie dans le filtrage 3-D des variables [157] mais cette méthode a déjà été utilisée avec succès en aéroacoustique numérique pour la simulation de jets subsoniques [23] et supersoniques [43].

2.2.4 Conditions de rayonnement

Aux frontières du domaine de calcul, afin d'éviter la création de réflexions parasites qui viendraient perturber le champ acoustique intérieur [134], un jeu d'équations spécifique est nécessaire. Deux méthodes peuvent être utilisées [15].

La première, dite méthode des caractéristiques, a été développée par Thompson [152], puis reprise par Poinsot et Lele [108]. Elle repose sur le système hyperbolique non linéaire des

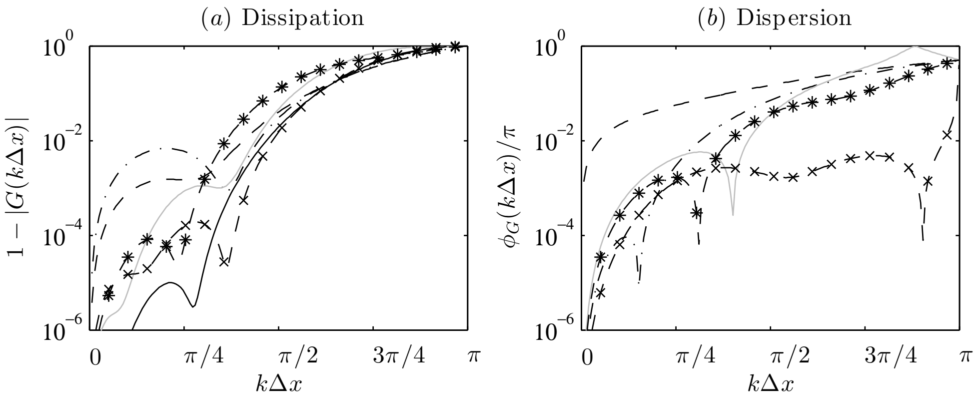

FIGURE 2.3 – Filtres centrés de Bogey *et al.* [22] et décentrés de Berland *et al.* [12]. (a) Dissipation et erreur de (b) dispersion en fonction du nombre d'onde $k\Delta x$. —— Filtre centré SFo11p, — — — filtre décentré SFo010d, —·— filtre décentré SFo19d, —— filtre décentré SFo28d, — ∗ — filtre décentré SFo37d et — × — filtre décentré SFo46d.

équations d'Euler. L'idée consiste à diagonaliser ce système en une dimension afin de faire apparaître les invariants de Riemann acoustiques, tourbillonnaires et entropiques. Chacun de ces invariants a une vitesse de propagation propre. On peut alors calculer les invariants de Riemann sortant à l'aide de différences finies décentrées et fixer une valeur nulle aux invariants de Riemann entrant afin de modéliser un champ libre. Cette méthode, 1-D par construction, est très efficace pour les ondes acoustiques arrivant sur les frontières du domaine de calcul de manière perpendiculaire. Cependant, cette méthode est relativement peu adaptée en 2-D ou 3-D lorsque des ondes arrivent avec une incidence oblique. Afin de prendre en compte le cas d'incidence oblique, cette méthode a cependant été améliorée par Giles [54].

La deuxième méthode, proposée par Bayliss et Turkel [9], repose sur une approximation en champ lointain du rayonnement acoustique. Cette méthode s'appuie sur les développements effectués pour les équations de l'électromagnétisme avec l'utilisation de la condition de rayonnement de Sommerfeld de décroissance en $1/r$ en champ lointain. Des formulations de cette méthode ont été données par Tam et Webb [149], puis par Tam et Dong [138] en 2-D, avant d'être adaptées par Bogey et Bailly [15] pour des géométries 3-D en effectuant un développement en coordonnées sphériques. En 3-D, en champ lointain et en présence d'un écoulement moyen uniforme, les conditions de rayonnement peuvent s'écrire de la manière suivante en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{V_g}\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix}\rho\\ u_x\\ u_y\\ u_z\\ p\end{bmatrix}+\left(\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{2r}\right)\begin{bmatrix}\rho-<\rho>\\ u_x-<u_x>\\ u_y-<u_y>\\ u_z-<u_z>\\ p-<p>\end{bmatrix}=0 \tag{2.14}$$

où V_g est la vitesse de groupe des ondes acoustiques, p est la pression, ρ est la masse volumique et (u_x, u_y, u_z) sont les trois composantes du vecteur vitesse $\mathbf{u}$. L'expression de la vitesse de groupe est donnée par

$$V_g = \textbf{<u>}.\mathbf{e_r} + \sqrt{< c >^2 - (\textbf{<u>}.\mathbf{e}_{\boldsymbol{\theta}})^2 - (\textbf{<u>}.\mathbf{e}_{\boldsymbol{\phi}})^2} \tag{2.15}$$

où $< c >= \sqrt{\gamma < p > / < \rho >}$ est la vitesse moyenne du son, et $\mathbf{e_r}$, $\mathbf{e}_{\boldsymbol{\theta}}$ et $\mathbf{e}_{\boldsymbol{\phi}}$ sont les trois vecteurs unitaires des coordonnées sphériques. La principale difficulté de cette approche réside dans le choix de la position du point d'origine des coordonnées sphériques. En pratique, ce point doit être situé au plus proche des sources de bruit.

Dans le présent travail, les conditions de rayonnement 3-D de Bogey et Bailly [15] sont utilisées. Dans le cas d'un jet impactant où il y a des sources sonores importantes au niveau des lèvres de la buse mais également au niveau de l'impact du jet sur la paroi, deux régions relativement éloignées géographiquement, plusieurs points d'origine des conditions de rayonnement sont choisis. Le placement de ce point dépend de la frontière du domaine considérée et est schématisé sur la figure 2.4. Dans cet exemple, la frontière amont va être traitée avec comme point d'origine le point $A1$ pour la partie située au dessus de la buse et le point $A1'$ pour la partie située en dessous de la buse. Les frontières latérales sont ensuite traitées à l'aide d'un point se déplaçant progressivement de $A1$ à $A2$ pour la partie haute et de $A1'$ à $A2'$ pour la partie basse. Enfin, les frontières latérales proches de la paroi sont traitées par le point $A3$. Ce placement permet de se rapprocher de la source de bruit principale à chaque frontière. Il permet également de mettre en place, au niveau des points frontières adjacents à une paroi, une sortie des ondes acoustiques et des structures tourbillonnaires dans la direction parallèle à la paroi. Cela est très important afin d'assurer la stabilité numérique de ces points frontières.

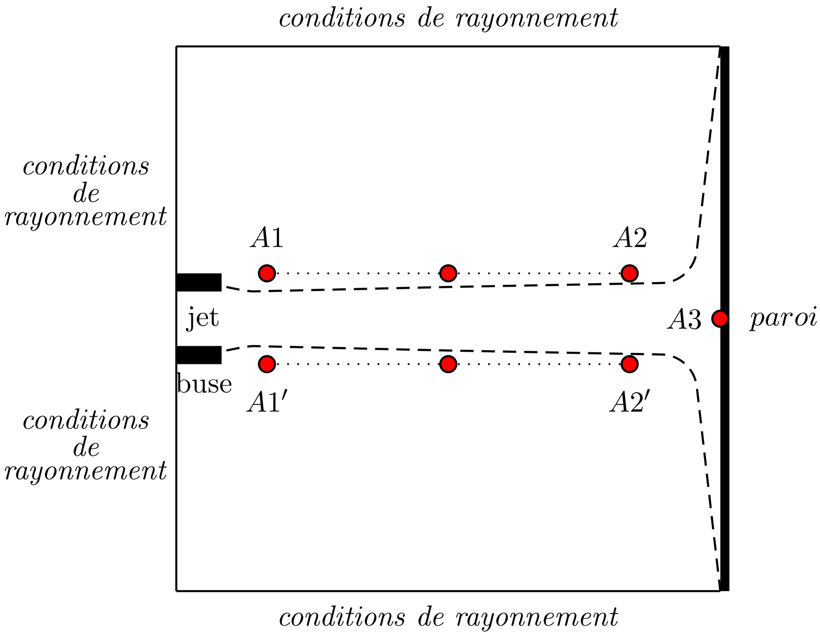

FIGURE 2.4 – ● Positions du point d'origine des conditions de rayonnement.

Malgré l'implémentation des conditions de rayonnement, des ondes parasites peuvent être produites au niveau des frontières du domaine. Un étirement du maillage associé à un filtrage

Laplacien est alors appliqué afin de dissiper les structures tourbillonnaires avant que celles-ci ne viennent impacter les limites du domaine. Cette zone est appelée zone éponge.

Au niveau des frontières amont et latérales, une procédure de rappel des champs vers les valeurs du milieu ambiant est implémentée afin d'éviter la dérive des champs moyens. Cette procédure a été proposée par Poinsot et Lele [108] et s'écrit pour la pression :

$$p_{rap} = (1-\alpha)p + \alpha p_0 \tag{2.16}$$

où p_{rap} est la pression rappelée, α est la force de rappel, p est la pression et p_0 est la pression ambiante.

Dans ce mémoire, la pression et la masse volumique sont rappelées vers les valeurs du milieu ambiant avec une force de rappel de $\alpha = 0.0002$.

2.2.5 Modélisation d'une paroi solide

La modélisation d'une paroi solide en présence d'un fluide visqueux impose le non-glissement à la paroi, c'est-à-dire des composantes de vitesse nulles. De plus, la température est continue à l'interface, et le comportement thermodynamique de la paroi (adiabatique, isotherme...) doit être spécifié. Cependant, le système d'équations de Navier-Stokes est un système isostatique où le nombre de variables de l'écoulement est égal au nombre d'équations. Ainsi, l'application d'une condition de paroi solide conduit à l'hyperstatisme du problème à la paroi.

Plusieurs méthodes sont envisageables pour contourner cette difficulté. La première, proposée par Tam et Dong [138], propose l'introduction de points fantômes qui jouent le rôle de degrés de liberté supplémentaires pour revenir à un système algébrique isostatique à la paroi. La seconde est la méthode des caractéristiques et consiste à remplacer les équations de Navier-Stokes par un système qui inclut une condition d'adhérence pour les points de paroi. Enfin, la dernière méthode propose de calculer les flux eulériens et visqueux à la paroi à l'aide de schémas décentrés, à imposer la condition de non-glissement à la paroi, à avancer temporellement la masse volumique à la paroi grâce à l'équation de continuité et enfin à déterminer la pression grâce à la condition thermodynamique retenue. Cette approche est utilisée dans la thèse de Hanique-Cockenpot [56] pour l'étude de la propagation non linéaire des infrasons dans l'atmosphère.

Dans la présente étude, le modèle de paroi solide utilisé est celui de Hanique-Cockenpot [56]. Ce modèle repose sur l'utilisation de la condition d'adiabaticité au niveau d'une paroi solide. Au niveau de la paroi, le flux normal de chaleur q_i est nul. La loi de Fourier permet alors d'écrire à la paroi :

$$q_i = \left.\frac{\partial T}{\partial x_i}\right|_{paroi} = 0 \tag{2.17}$$

La relation (2.17) peut alors être développée à l'aide de la relation des gaz parfaits sous la forme :

$$\left.\frac{\partial (p/\rho)}{\partial x_i}\right|_{paroi} = 0 \tag{2.18}$$

Une avancée temporelle de t à $t+\Delta t$ est effectuée. Les deux instants sont notés instant n et instant $n+1$ et la décomposition suivante est considérée :

$$\begin{cases} p^{n+1} = p^n + \delta p \\ \rho^{n+1} = \rho^n + \delta \rho \end{cases} \tag{2.19}$$

où p^n et ρ^n sont les valeurs de la pression et de la masse volumique à la paroi à l'instant n et δp et $\delta \rho$ sont les évolutions de la pression et de la masse volumique entre les instants n et $n+1$.

Avec les hypothèses $\delta p \ll p^n$ et $\delta \rho \ll \rho^n$, un développement limité à l'ordre 1 de la relation (2.18) conduit à la relation d'équivalence suivante :

$$q_i = 0 \Longleftrightarrow \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\delta p}{p^n}\right)\bigg|_{paroi} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\delta \rho}{\rho^n}\right)\bigg|_{paroi} \tag{2.20}$$

Finalement, la méthode suivante est employée à la paroi. La condition de non glissement conduit dans un premier temps à l'annulation des composantes de vitesse à la paroi. La valeur de ρ^{n+1} est alors calculée par intégration temporelle des équations de Navier-Stokes à l'aide de schémas de différenciation décentrés. La valeur de p^{n+1} est ensuite déterminée grâce à la relation (2.20). Enfin, l'énergie à la paroi est obtenue à l'aide de la relation :

$$\rho e^{n+1} = \frac{p^{n+1}}{\gamma - 1} \tag{2.21}$$

2.3 Méthodes spécifiques à la présence de chocs

Dans une simulation de jet supersonique, des oscillations de Gibbs peuvent apparaître de part et d'autre des chocs car ceux-ci ne sont pas correctement discrétisés, la largeur d'un choc étant de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen [29]. Ces oscillations peuvent rendre le calcul instable, et doivent donc être supprimées. Les méthodes permettant de traiter ce problème sont de deux types : celles dans lesquelles le maillages s'adapte au choc (*shock fitting schemes* en anglais) et celles dans lesquelles le choc est stabilisé par des schémas numériques dissipatifs (*shock capturing schemes* en anglais).

2.3.1 Différentes méthodes

2.3.1.1 Adaptation au choc

La méthode d'adaptation au choc s'appuie sur l'utilisation d'un maillage adaptatif permettant de faire coïncider les chocs avec des nœuds du maillage, comme par exemple dans la simulation de Kopriva [70] de la structure de choc autour d'un objet non profilé dans un écoulement supersonique. Les variables de part et d'autre des chocs sont alors calculées à l'aide de relations de saut comme celles de Rankine-Hugoniot. Cette méthode n'est pas adaptée à un calcul LES instationnaire car l'adaptation du maillage à chaque itération est très coûteuse numériquement.

2.3.1.2 Capture de choc

Dans la méthode de capture de choc, les chocs sont "capturés" sur un maillage fixe. En d'autres termes, ils sont répartis sur les différents points du maillage et stabilisés par des schémas numériques dissipatifs. En mécanique des fluides numérique, plusieurs méthodes de capture de choc sont utilisées et ont été adaptées pour l'aéroacoustique numérique.

TVD - Total Variation Diminishing Cette méthode, employée notamment par Sweby [132] ou Yee [165], consiste en l'utilisation de limiteurs de pente ou de flux pour empêcher l'apparition d'oscillations de Gibbs de part et d'autre des chocs. Cela consiste à imposer une contrainte sur les gradients des variables et les gradients des flux. A titre d'exemple, Daru et Gloerfelt [36] ont appliqué cette méthode en combinaison avec des schémas d'ordre élevé afin de calculer le bruit rayonné par un écoulement supersonique affleurant une cavité.

ENO - Essentially Non-Oscillatory Dans cette méthode, employée notamment par Shu et Osher [127, 128] pour étudier des interactions choc-turbulence 2-D, une fonction test est calculée pour chaque point du maillage afin de choisir le schéma numérique qui sera utilisé parmi un éventail de schémas numériques centrés et décentrés. Des schémas décentrés peuvent par exemple être sélectionnés au niveau des chocs car ils sont dissipatifs. Cependant, cette méthode est coûteuse à cause du calcul de la fonction test.

WENO - Weighted Essentially Non-Oscillatory Cette méthode, développée notamment par Jiang et Shu [67] et testée sur des interactions choc-entropie 2-D, repose sur le même principe que la méthode précédente. Dans ce cas cependant, on s'affranchit des opérateurs logiques de choix du schéma optimum et on applique localement un poids à chaque schéma numérique. Le schéma numérique local employé est donc une combinaison de différents schémas numériques centrés et décentrés.

Ajout d'un terme de dissipation Cette méthode consiste à ajouter un terme de dissipation afin d'atténuer les oscillations de Gibbs de part et d'autre des chocs. Elle a été utilisée par Jameson *et al.* [66] pour le calcul de l'écoulement stationnaire transsonique autour d'un profil d'aile. Celui-ci a appliqué un filtrage d'ordre 3 pour la dissipation de sous-maille et pour diminuer les oscillations maille-à-maille ainsi qu'une dissipation d'ordre deux dont le niveau est fixé par un détecteur calculé à l'aide du champ de pression. La difficulté de cette méthode réside dans le choix du détecteur qui doit permettre de bien distinguer les structures turbulentes des chocs. Tam et Shen [145] puis Bogey *et al.* [22] ont en particulier développé des méthodes de ce type adaptées à l'aéroacoustique numérique. Dans Bogey *et al.* [22], un filtrage conservatif d'ordre 2 optimisé dans l'espace de Fourier est utilisé. Son amplitude est calculée à chaque pas temporel en utilisant un capteur. Cette dernière méthode a été appliquée par de Cacqueray *et al.* [43] au calcul du rayonnement acoustique d'un jet rond sur-détendu avec un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 3.3$.

2.3.2 Méthode de capture de choc utilisée

La procédure de capture de choc utilisée dans le cadre de cette thèse est composée de deux sous-étapes. La première consiste à détecter la position des chocs sur le maillage et la deuxième à appliquer un filtre conservatif sur ces régions afin d'éviter la présence d'oscillations de Gibbs de part et d'autre des chocs. En prenant exemple sur LeVeque [80], il a été choisi de filtrer les variables conservatives de l'écoulement ρ , $\rho\mathbf{u}$ et ρe. La méthode de capture de choc est appliquée à chacune des trois directions du maillage à la suite, à l'instar du filtrage sélectif. Son application selon la direction i est présentée ici.

2.3.2.1 Détection du choc

Le détecteur du choc est construit à partir du champ de dilatation 3-D $\Theta = \nabla.\mathbf{u}$. Cela va permettre de mettre en évidence les régions où la compressibilité du fluide est importante, et de séparer les chocs des grandes structures tourbillonnaires. En pratique, un filtre passe-haut est appliqué sur le champ de dilatation afin de sélectionner uniquement les fluctuations hautes fréquences, ce qui fournit :

$$D\Theta_i = (-\Theta_{i+1} + 2\Theta_i - \Theta_{i-1})/4 \tag{2.22}$$

L'amplitude $D\Theta^{magn}$ de la partie haute fréquence de la dilatation est alors calculée :

$$D\Theta_i^{magn} = \frac{1}{2}[(D\Theta_i - D\Theta_{i+1})^2 + (D\Theta_i - D\Theta_{i-1})^2] \tag{2.23}$$

Le détecteur r est alors estimé en comparant la quantité précédente à une valeur de dilatation de référence :

$$r_i = \frac{D\Theta_i^{magn}}{c_i^2/\Delta x_i^2} + \epsilon \tag{2.24}$$

où $c_i^2 = \gamma p_i/\rho_i$, Δx_i est la taille de la maille dans la direction i et la valeur $\epsilon = 10^{-16}$ est utilisé afin d'éviter une divergence numérique. L'intensité du filtrage est calculée à l'aide de la relation :

$$\sigma_i^{sc} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{r_{th}}{r_i} + \left|1 - \frac{r_{th}}{r_i}\right|\right) \tag{2.25}$$

où r_{th} est un seuil. La procédure s'applique lorsque $r_i > r_{th}$.

Comme l'intensité du filtrage n'est pas constante, la procédure de filtrage n'est pas nécessairement conservative. Pour remédier à cela, le filtrage n'est pas appliqué aux noeuds du maillage mais aux interfaces. Les valeurs du filtrage σ^{sc} entre les points i et $i+1$ et i et $i-1$ sont ainsi considérées. Une moyenne des deux points adjacents est utilisée :

$$\begin{cases} \sigma^{sc}_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(\sigma^{sc}_{i+1} + \sigma^{sc}_i) \\ \sigma^{sc}_{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}(\sigma^{sc}_{i-1} + \sigma^{sc}_i) \end{cases} \tag{2.26}$$

2.3.2.2 Filtrage non linéaire

Quand la procédure de capture de choc est activée, les variables conservatives de l'écoulement sont filtrées de manière explicite, sous forme conservative. Pour la variable U, l'application du filtre au noeud i s'écrit de la manière suivante :

$$U_i^{sc} = U_i - (\sigma^{sc}_{i+\frac{1}{2}} D^{sc}_{i+\frac{1}{2}} - \sigma^{sc}_{i-\frac{1}{2}} D^{sc}_{i-\frac{1}{2}}) \tag{2.27}$$

où U_i^{sc} est la quantité filtrée, $D^{sc}_{i+\frac{1}{2}} = \sum\limits_{j=-1}^{2} c_j U_{i+j}$ et $D^{sc}_{i-\frac{1}{2}} = \sum\limits_{j=-1}^{2} c_j U_{i+j-1}$.

Les coefficients c_j sont ceux d'un filtre d'ordre 2, appelé F_{opt}, et valent :

$$\begin{cases} c_1 = -0.210383 \\ c_2 = 0.039617 \\ c_0 = -c_1 \\ c_{-1} = -c_2 \end{cases}$$

Afin de mettre en évidence les erreurs de dissipation et dispersion produites par la variation $\Delta\sigma_i^{sc}$ de l'intensité du filtrage entre deux interfaces $i+1/2$ et $i-1/2$, la valeur de cette intensité aux interfaces est réécrite de la façon suivante : $\sigma_{i+\frac{1}{2}}^{sc} = \sigma_i^{sc} + \Delta\sigma_i^{sc}$ et $\sigma_{i-\frac{1}{2}}^{sc} = \sigma_i^{sc} - \Delta\sigma_i^{sc}$ avec $0 \leq \sigma_i^{sc} \leq 1$ et $-0.5 \leq \Delta\sigma_i^{sc} \leq 0.5$.

En réinjectant le tout dans la relation (2.27), et en appliquant une transformée de Fourier spatiale, on obtient :

$$\widehat{U}_i^{sc} = \widehat{U}_i(1 - \sigma_i^{sc} D_{real}(k\Delta x) + i\Delta\sigma_i^{sc} D_{imag}(k\Delta x)) \tag{2.28}$$

où D_{real} correspond à la fonction de transfert du filtre obtenue pour une intensité constante pour le filtrage non linéaire, et D_{imag} est la fonction de transfert de l'erreur de phase produite par le caractère non-uniforme de l'intensité du filtrage. Ces deux fonctions ont pour expression :

$$\begin{cases} D_{real} = -2c_1 + 2(c_1 - c_2)cos(k\Delta x) + 2c_2 cos(2k\Delta x) \\ D_{imag} = -2(c_1 + c_2)sin(k\Delta x) - 2c_2 sin(2k\Delta x) \end{cases} \tag{2.29}$$

La figure 2.5 représente les fonctions D_{real} et D_{imag} pour le filtrage optimisé F_{opt}, pour le filtre d'ordre 2 standard et pour le filtre d'ordre 4 standard. On observe que la dissipation et la dispersion du filtre F_{opt} sont situées entre la dissipation et la dispersion des filtres standard d'ordre 2 et d'ordre 4.

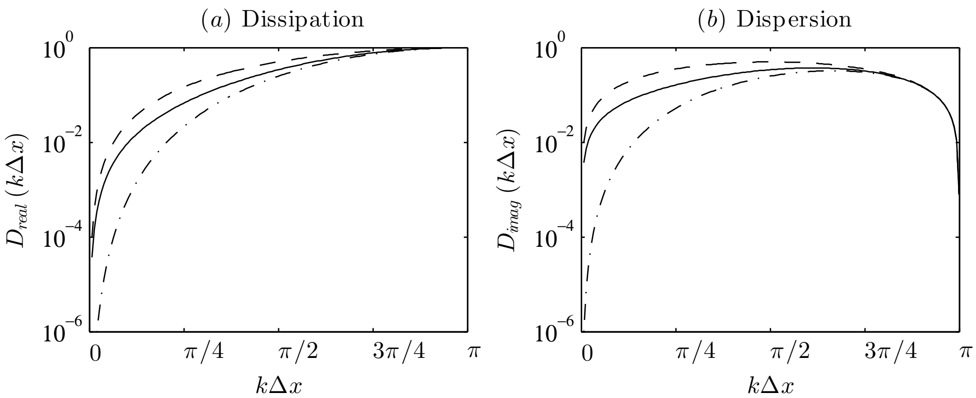

FIGURE 2.5 – Fonctions de transfert du filtrage non-linéaire en fonction du nombre d'onde $k\Delta x$. (a) Dissipation et (b) dispersion pour —— le filtre optimisé d'ordre 2, —·— le filtre standard d'ordre 4 et — — — le filtre standard d'ordre 2.

Dans ce travail, la procédure de capture de choc est appliquée après le filtrage sélectif et le seuil r_{th} est pris égal à $\times 10^{-5}$ comme suggéré par Bogey *et al.* [22]. Au niveau de la paroi et de la buse, la procédure de détection du choc est décentrée dans la direction perpendiculaire à la paroi solide et, lorsque la procédure de capture de choc est activée, un filtrage Laplacien est appliqué au niveau du point directement précédent la paroi.

2.4 Méthodes spécifiques aux coordonnées cylindriques

Pour les problèmes dont la géométrie est axisymétrique comme dans le cas d'un jet rond, l'utilisation des coordonnées cylindriques s'impose. Les équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques sont fournies en annexe B. Le formalisme cylindrique conduit cependant à une singularité au niveau de l'axe due à la présence d'un facteur $1/r$ dans les équations et un pas de temps très faible en raison des très petites mailles proche de l'axe dans la direction azimutale. Cette partie s'intéresse ainsi dans un premier temps au traitement de la singularité à l'origine puis à l'augmentation du pas de temps admissible par déraffinement progressif du calcul des dérivées azimutales près de l'axe.

2.4.1 Traitement de l'axe

Afin de traiter la singularité des équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques en $r = 0$, plusieurs méthodes adaptées aux différences finies peuvent être envisagées. La première approche consiste simplement à employer des coordonnées cartésiennes au voisinage de l'axe comme proposé par Freund [51] et utilisé par Marsden *et al.* [85] pour discrétiser une cavité cylindrique. Il est également possible de s'affranchir de ce facteur $1/r$ à l'aide d'un développement en série des équations de Navier-Stokes dans la région proche de l'axe, comme dans les travaux de Constantinescu et Lele [33]. Enfin, la troisième méthode, implémentée dans les présentes simulations, consiste à placer le premier point dans la direction radiale du domaine de calcul à une distance $\Delta r/2$ de l'axe, où Δr est la taille de maille dans la direction radiale dans la région proche de l'axe. En pratique, les dérivées radiales dans la région $r \geq 0$ sont calculées grâce aux points situés de part et d'autre de l'axe puis les valeurs des points situés dans la région $r \leq 0$ sont actualisés avec les valeurs des points diamétralement opposés en appliquant la transformation :

$$\mathbf{r}(r,\theta) = \begin{cases} r \text{ si } 0 \leq \theta < \pi \\ -r \text{ si } \pi \leq \theta < 2\pi \end{cases} \tag{2.30}$$

Cette méthode dite du *saut de l'axe* a été développée par Mohseni et Colonius [91]. Elle a notamment été utilisée pour mener des simulations de jets ronds subsoniques [23] et supersoniques [43]. Elle permet l'utilisation de schémas centrés dans la région proche de l'axe afin de diminuer les erreurs de dispersion et de dissipation dans cette région. Elle est également relativement simple à implémenter car elle ne nécessite pas de changement de système d'équations ou de maillage. Son principal inconvénient est la réduction d'un facteur 2 de la taille des mailles au voisinage de l'axe dans la direction azimutale.

2.4.2 Augmentation du pas de temps

Sur un maillage cylindrique, la plus petite maille à partir de laquelle le pas de temps de la simulation est calculé se situe généralement sur l'axe. Sa taille vaut $\Delta l_{min} = \Delta r \Delta\theta/2$ dans le cas d'un maillage uniforme avec la méthode de *saut de l'axe* de Mohseni et Colonius [91] pour le traitement de l'axe. Une solution pour augmenter la taille de la plus petite maille consiste à diminuer la résolution azimutale effective dans la région proche de l'axe. Ceci peut être effectué en utilisant plusieurs maillages comme dans les simulations de jets supersoniques de Nonomura et Fujii [94] et dans la simulation de bruit de cavité de Marsden *et al.* [85]. Une autre approche est suivie dans le cadre de ce travail. Un seul maillage est considéré et une augmentation artificielle de la taille des mailles par déraffinement progressif dans la direction azimutale est imposée dans la région proche de l'axe. En coordonnées polaires, la dérivée du flux $\mathcal{L}$ au point (r_0, θ_0) dans la direction azimutale, évaluée par différences finies, est égale à :

$$\frac{\partial \mathcal{L}(r_0, \theta_0)}{\partial \theta} \simeq \frac{1}{\Delta\theta} \sum_{j=-N}^{N} a_j \mathcal{L}(r_0, \theta_0 + j\Delta\theta) \tag{2.31}$$

où les a_j sont les coefficients du schéma aux différences finies et $\Delta\theta$ est le pas de discrétisation spatiale azimutal, égal à $2\pi/n_\theta$ pour un pas azimutal constant.

Le déraffinement consiste alors à choisir un entier k strictement supérieur à 1 et à définir le nouveau pas de discrétisation azimutale $\Delta\theta_k = k\Delta\theta$. La relation (2.31) s'écrit alors :

$$\frac{\partial \mathcal{L}(r_0, \theta_0)}{\partial \theta} \simeq \frac{1}{k\Delta\theta} \sum_{j=-N}^{N} a_j \mathcal{L}(r_0, \theta_0 + jk\Delta\theta) \tag{2.32}$$

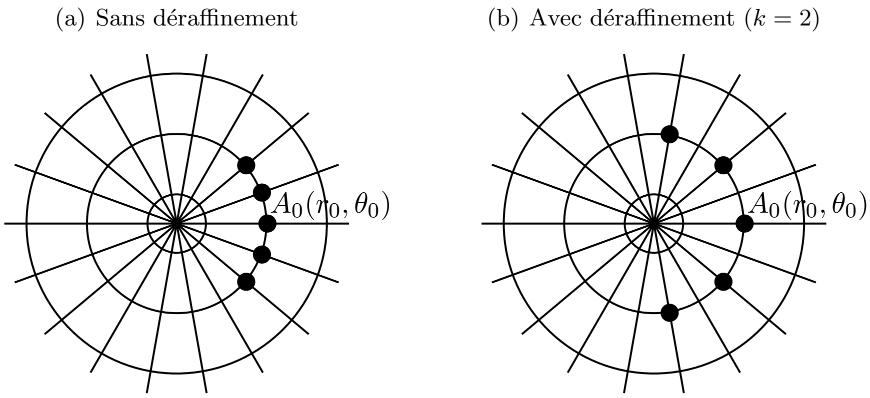

FIGURE 2.6 – Support de la différenciation spatiale azimutale en $r = 2\Delta r$ pour un schéma centré sur 5 points (a) sans déraffinement et (b) avec un déraffinement caractérisé par $k = 2$.

La figure 2.6 permet de visualiser la façon dont est calculée la dérivée azimutale avec un schéma centré sur 5 points en $r = 2\Delta r$, sans déraffinement et avec un déraffinement de $k = 2$. Le but est de déraffiner progressivement le maillage afin d'avoir une taille $k\Delta\theta$ relativement constante proche de l'axe. Le tableau 2.1 montre les paramètres du déraffinement utilisé pour les jets ronds simulés dans ce mémoire, avec un nombre de points dans l'azimut égal à $n_\theta = 512$.

2.5 Modélisation d'une paroi inclinée

Différentes techniques permettent de simuler une paroi inclinée par rapport à un jet à l'aide de maillages structurés. Le recours à des maillages non structurés et à des méthodes de type volumes finis peut ainsi être évité. En effet, ces derniers offrent une précision suffisante pour

distance à l'axe	paramètre k	résolution azimutale effective
$r = \Delta r/2$	16	32
$r = \Delta r/2 + \Delta r$	8	64
$\Delta r/2 + 2\Delta r \leq r \leq \Delta r/2 + 3\Delta r$	4	128
$\Delta r/2 + 4\Delta r \leq r \leq \Delta r/2 + 7\Delta r$	2	256
$r \geq \Delta r/2 + 8\Delta r$	1	512

TABLE 2.1 – Paramètres du déraffinement utilisé pour la simulation des jets ronds présentés dans le chapitre 3.

la CFD mais insuffisante pour la CAA [141]. Trois méthodes sont alors possibles en fonction de la géométrie du problème. Dans la première méthode, un unique maillage structuré dont les lignes du maillage ne se confondent pas avec la paroi inclinée est utilisée. C'est le cas des méthodes des frontières immergées (*Immersed boundary methods* en angais), qui ont été beaucoup étudiées ces dernières années par Mittal et Iaccarino [90] et Majumdar *et al.* [84] par exemple. La deuxième méthode consiste en l'utilisation de maillages structurés curvilignes comme dans la simulation 2-D de jet supersonique impactant de Nonomura *et al.* [96]. La dernière méthode repose sur l'utilisation de plusieurs maillages structurés. Les équations de Navier-Stokes sont alors résolues sur chacun des maillages et les variables de l'écoulement sont transférées entre les différents maillages à l'aide de méthodes d'interpolation. Cette méthode a été utilisée par Marsden *et al.* [85] pour l'étude du bruit rayonné par un écoulement affleurant une cavité cylindrique.

2.5.1 Différentes méthodes

2.5.1.1 Méthode des frontières immergées

La méthode des frontières immergées permet de modéliser une paroi qui ne suit pas une ligne du maillage. Pour cela, un terme source est introduit dans les équations de Navier-Stokes afin de reproduire les effets de la paroi, comme cela est présenté dans le papier de Mittal et Iaccarino [90].

Approche continue L'approche continue (*continuous forcing approach* en anglais) consiste à introduire le terme source reproduisant les effets de la paroi dans les équations de Navier-Stokes avant leur discrétisation sur le maillage. On a donc un système continu d'équations qui s'applique sur le domaine de calcul complet, comprenant le fluide et le solide. Ce système est ensuite discrétisé puis résolu. Cette méthode est très attractive, notamment pour les fluides en interaction avec des solides élastiques. Elle a été développée par Peskin [107] pour un couplage fluide-structure entre le sang et la contraction des muscles dans le coeur. Cependant, ces méthodes sont assez peu adaptées aux parois solides car les lois utilisées pour les limites élastiques conduisent à des problèmes de stabilité et de précision lorsque l'on augmente la rigidité de la paroi.

Approche discrète L'approche discrète (*discrete forcing approach* en anglais) consiste à discrétiser les équations de Navier-Stokes sur le maillage puis à ajouter le terme source reproduisant les effets de la paroi localement au voisinage de la frontière entre le fluide et la structure. La paroi peut être modélisée par la méthode des différences finies avec points fantômes développée par Tseng et Ferziger [154]. Cette méthode consiste en l'utilisation d'un point fantôme dans le solide permettant l'ajout de la condition de paroi solide dans les équations de Navier-Stokes discrétisées sur le maillage. Cependant, pour une paroi solide, afin d'obtenir une meilleure résolution que la méthode continue en proche paroi, la frontière peut être représentée à l'aide de points spécifiques. Cette méthode a été proposée par Taira et Colonius [133] pour des écoulements incompressibles et est illustrée sur la figure 2.7. Elle repose sur la discrétisation des équations de Navier-Stokes sur le maillage puis sur la définition des points de paroi dont les valeurs des variables de l'écoulement sont trouvées à l'aide de polynômes de Lagrange. Les effets de la paroi sont ensuite imposés par l'application d'une force permettant de satisfaire la condition de non-glissement. Taira et Colonius [133] ont par exemple utilisé l'approche discrète afin de simuler en 2-D l'écoulement entre deux cylindres concentriques et l'écoulement autour d'un cylindre.

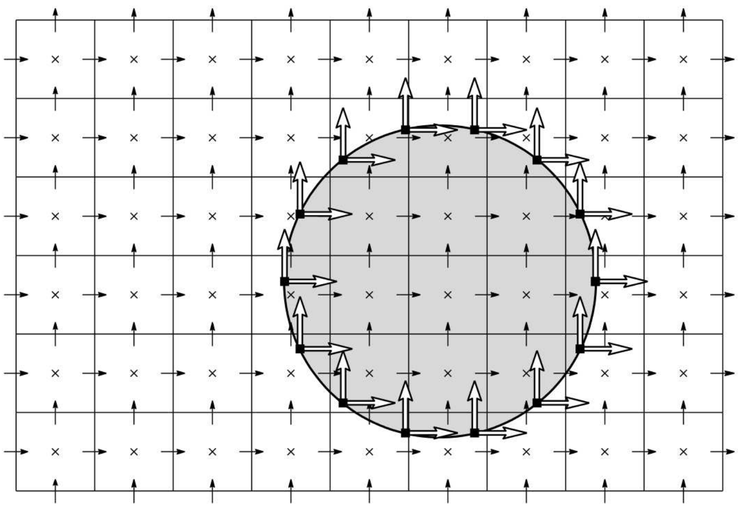

FIGURE 2.7 – Méthode discrète proposée par Taira et Colonius [133] sur un maillage structuré. Le fluide est représenté en blanc et le solide est représenté en gris; $\times$ et $\rightarrow$ composantes de la pression et de la vitesse venant de la discrétisation des équations de Navier-Stokes sur le maillage; ■ points de la paroi et $\Rightarrow$ termes sources reproduisant les effets de la paroi.

2.5.1.2 Maillage structuré curviligne

La deuxième méthode permettant la simulation de parois inclinées consiste en l'utilisation de maillages structurés curvilignes comme dans la simulation 2-D de l'onde de souffle produite par un jet supersonique impactant une paroi avec un angle de 45 degrés de Nonomura *et al.* [96]. Une représentation du maillage curviligne de cette étude est donné sur la figure 2.8.

Marsden *et al.* [86] ont également utilisé des maillages structurés curvilignes 2-D pour simuler l'écoulement autour d'un cylindre ou d'un profil d'aile. L'utilisation de tels maillages nécessite en particulier la prise en compte de la matrice Jacobienne de la transformation curviligne entre l'espace physique et l'espace cartésien de calcul dans le système d'équations de Navier-Stokes [86].

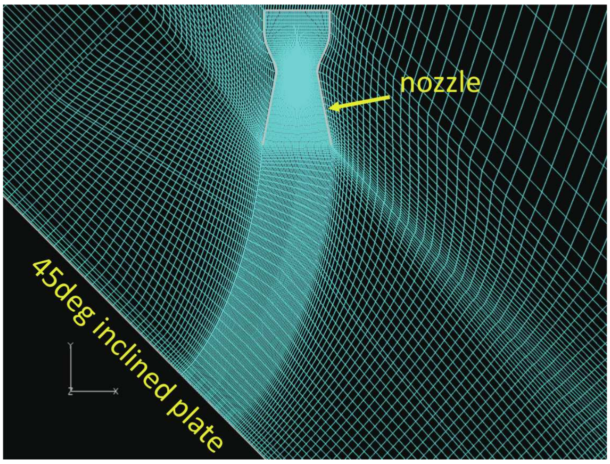

FIGURE 2.8 – Maillage structuré curviligne 2-D utilisé par Nonomura *et al.* [96] pour étudier l'onde de souffle produite par un jet supersonique impactant une paroi avec un angle de 45 degrés.

2.5.1.3 Méthode de recouvrement de maillages

La dernière méthode permettant la simulation de parois inclinées repose sur l'utilisation de plusieurs maillages structurés. Les équations de Navier-Stokes sont résolues sur chacun des maillages et les variables de l'écoulement sont transférées entre les différents maillages à l'aide de méthodes d'interpolation. Marsden *et al.* [86] et Chicheportiche et Gloerfelt [31] ont par exemple comparé la précision de l'interpolation à l'aide de polynômes de Lagrange en 1-D en fonction du nombre de points utilisés. La taille de support optimal est environ de 10 points pour l'aéroacoustique numérique. Il s'agit du meilleur compromis entre la précision nécessaire pour effectuer des calculs en aéroacoustique et le coût numérique assez lourd de cette méthode. Des schémas d'interpolation centrés optimisés pour la CAA ont par ailleurs été proposés par Tam [141] puis par Chicheportiche et Gloerfelt [31]. Ces schémas ont été développés à partir des polynômes de Lagrange, en minimisant l'erreur locale intégrée dans l'espace des nombres d'onde. Cependant, pour une interpolation 2-D centrée, l'amélioration par rapport à l'interpolation Lagrangienne classique reste très faible [31]. Enfin, des schémas d'interpolation décentrés avec contrôle de l'amplification ont été construits par Desvigne *et al.* [44]. Ces schémas ont été appliqués avec succès à l'étude du bruit rayonné par un écoulement subsonique affleurant une cavité cylindrique [85]. La disposition des maillages dans cette étude est présentée sur la figure 2.9. La paroi de la cavité est discrétisée par un maillage cylindrique et deux maillages cartésiens sont utilisés pour discrétiser l'intérieur de la cavité et la paroi. Il est à noter que ces maillages sont coïncidents dans la direction normale à la paroi, ce qui permet de se limiter à une interpolation 2-D.

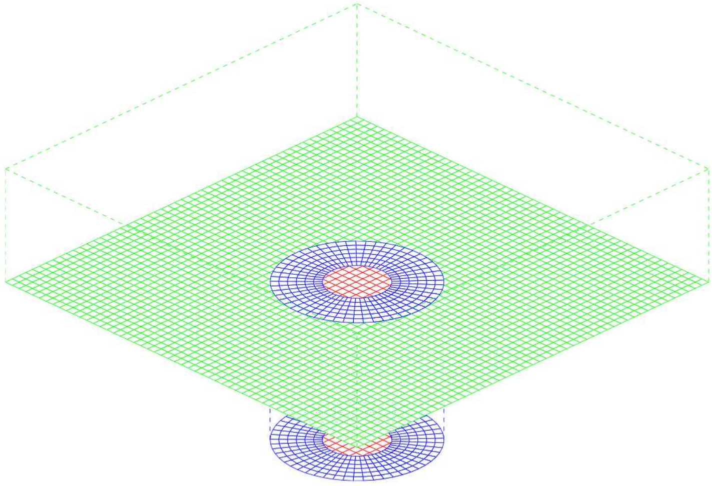

Figure 2.9 – Méthode de recouvrement de maillages pour le calcul du bruit rayonné par un écoulement affleurant une cavité cylindrique par Marsden *et al.* [85]. Le maillage cylindrique bleu permet la discrétisation de la paroi de la cavité cylindrique, le maillage cartésien rouge celle de l'intérieur de la cavité et le maillage cartésien vert celle de la paroi.

2.5.2 Méthode de recouvrement de maillages utilisée

Afin de simuler une paroi inclinée, la méthode de recouvrement de maillages a été utilisée dans ce travail. Deux maillages se superposent et les variables de l'écoulement sont transférées entre les deux maillages à l'aide d'une interpolation 2-D.

Dans un premier temps, la position du point receveur est repérée dans le maillage donneur et les points donneurs sont déterminés. A titre d'exemple, un point receveur et ses points donneurs correspondant sont représentés sur la figure 2.10. Ensuite, une interpolation 2-D est effectuée à partir de schémas d'interpolation centrés en utilisant des polynômes de Lagrange sur un support de N points.

Pour un point receveur de coordonnées (x_l, y_l) et ses points donneurs correspondant $(x(i), y(j))$, la méthode d'interpolation 2-D s'écrit alors pour une variable u :

$$u(x_l, y_l) = \sum_{i,j=1}^{N} S_{ij} u(x(i), y(j)) \tag{2.33}$$

où les coefficients S_{ij} sont les N^2 coefficients d'interpolation à déterminer. Les polynômes fondamentaux de Lagrange 2-D ont été choisis pour effectuer l'interpolation. Ils s'écrivent :

$$S_{ij} = \prod_{k=1,k\neq i}^{N} \frac{x_l - x(i)}{x(k) - x(i)} \prod_{l=1,l\neq j}^{N} \frac{y_l - y(j)}{y(l) - y(j)} \tag{2.34}$$

Dans ces travaux, le choix $N = 10$ a été fait car il semble être le meilleur compromis entre coût de calcul et précision de la solution numérique [31]. Les interpolations sont ainsi réalisées sur des supports 10×10, avec un ordre formel égal à 10.

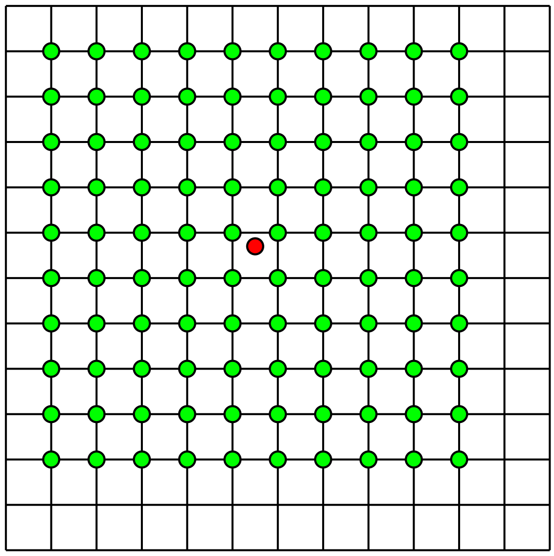

FIGURE 2.10 – Méthode d'interpolation à l'aide de polynômes de Lagrange en 2-D; ● point receveur et ● points donneurs.

2.6 Comparaison des mécanismes de dissipation

En mécanique des fluides compressible, les schémas numériques doivent posséder une certaine dissipation intrinsèque, afin de garantir la stabilité du calcul, la positivité de certaines variables et les conditions d'entropie. Cependant, une dissipation numérique excessive peut égaler, voire dépasser la dissipation physique, ce qui n'est pas souhaité. Si la dissipation du filtrage sélectif ou la dissipation de l'intégration temporelle est plus importante que la dissipation visqueuse par exemple, le nombre de Reynolds effectif de la simulation peut être inférieur à celui attendu [18].

Dans notre approche LES, la dissipation résulte de la viscosité moléculaire, du filtrage sélectif, du filtrage non-linéaire et de l'intégration temporelle. En effet, le schéma de différenciation spatiale centré est caractérisé par une dissipation nulle. Les différentes contributions à la dissipation totale peuvent être comparées dans l'espace des nombres d'onde $k\Delta x$ [23]. La fonction de transfert associée à la viscosité moléculaire s'écrit en effet :

$$T_{visc}(k\Delta x) = \nu \left(\frac{k\Delta x}{\Delta x}\right)^2 \tag{2.35}$$

où Δx est la taille de la maille considérée.

Celle associée au filtrage s'exprime de la manière suivante :

$$T_{fil}(k\Delta x) = \frac{\sigma}{\Delta t}\left(d_0 + 2\sum_{j=1}^{5} d_j cos(jk\Delta x)\right) \tag{2.36}$$

où les d_j sont les coefficients du filtrage explicite, σ son intensité et Δt le pas temporel de la simulation.

La fonction de transfert de l'intégration temporelle a pour expression :

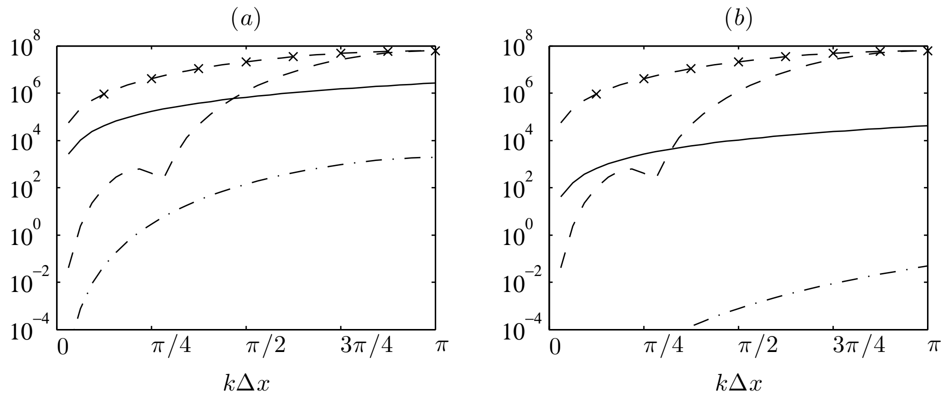

FIGURE 2.11 – Fonctions de transfert associées : —— à la dissipation visqueuse, – – – à la dissipation du filtrage explicite centré SFo11p, —·— à la dissipation de l'algorithme d'intégration spatiale RK2 et — ✱ — à la dissipation du filtre de la capture de choc Fopt; (a) pour une taille de maille $\Delta x_{min} = 7.5 \times 10^{-6}$m et (b) $\Delta x_{max} = 6 \times 10^{-5}$m de maille dans le domaine de calcul, hors des zones éponges.

$$T_{temp}(k\Delta x) = (1 - |G_{RK}(\omega\Delta t)|)/\Delta t \tag{2.37}$$

où $G_{RK}(\omega\Delta t)$ est la fonction d'amplification de l'intégration temporelle définie au début du chapitre et $\omega\Delta t = u_c k\Delta x \Delta t/\Delta x$ est la pulsation normalisée. La vitesse de convection des structures turbulentes u_c est prise égale à $(2/3)u_j$ pour un jet rond et $(1/2)u_j$ pour un jet rectangulaire, où u_j est la vitesse du jet adapté équivalent.

Enfin, la fonction de transfert du filtrage non-linéaire s'écrit :

$$T_{sc}(k\Delta x) = \frac{\sigma^{sc}}{\Delta t}\left(-2c_1 + 2(c_1 - c_2)cos(k\Delta x) + 2c_2 cos(2k\Delta x)\right) \tag{2.38}$$

où les c_j sont les coefficients du filtrage non-linéaire de la capture de choc et σ^f_{sc} est son intensité variable, qui sera ici prise égale à sa valeur maximale de 1.

Les jets simulés dans ce travail ont des nombres de Reynolds proches de $Re \simeq 5 \times 10^4$ et les maillages utilisés possèdent sensiblement les mêmes tailles de mailles. Ainsi, les fonctions de transfert associées aux quatre mécanismes de dissipation ont été calculées pour le seul jet plan supersonique JetpL3 étudié dans le chapitre 4. Pour ce jet, la taille de maille minimale est de $\Delta x_{min} = 7.5 \times 10^{-6}$ m au niveau de la paroi et des couches de mélange, et la taille de maille maximale est de $\Delta x_{max} = 6 \times 10^{-5}$ m en dehors du jet. La vitesse du jet adapté équivalent est égale à $u_{j1} = 381,1$ m.s^{-1} et le pas temporel est de $\Delta t = 1.6 \times 10^{-8}$ s. La comparaison des quatre fonctions de transferts est proposée sur la figure 2.11 dans l'espace des nombres d'onde $k\Delta x$ pour les tailles de maille minimale Δx_{min} et maximale Δx_{max}.

Pour ces deux tailles de maille, on constate que la dissipation due à l'intégration temporelle est beaucoup plus faible que la dissipation des trois autres mécanismes, et notamment que la dissipation visqueuse, pour tous les nombres d'onde. La dissipation du filtrage explicite, pour la taille de maille minimale Δx_{min}, sur la figure 2.11(a), est inférieure à la dissipation visqueuse pour $k\Delta x < 1.5$ et supérieure pour $k\Delta x > 1.5$. Ainsi la dissipation est principalement due à la viscosité pour les structures discrétisées par plus de $\lambda/\Delta x = 4.5$ points par longueur d'onde. De la même manière, pour la taille maximale de maille Δx_{max}, sur la figure 2.11(b), la dissipation du filtrage explicite est inférieure à la dissipation visqueuse pour $k\Delta x < 1.1$ et supérieure pour $k\Delta x > 1.1$. La dissipation est donc principalement due à la viscosité pour les structures discrétisées par plus de $\lambda/\Delta x = 5.7$ points par longueur d'onde. En ne prenant pas en compte la dissipation due à la capture de choc, la figure 2.11 permet donc de démontrer que la dissipation visqueuse est prépondérante sur les échelles résolues par la LES. Cependant, quand la procédure de capture de choc s'applique, elle induit une dissipation supérieure à la dissipation visqueuse pour tous les nombres d'onde.

Chapitre 3

Simulations de jets ronds supersoniques sous-détendus

Dans ce chapitre, un jet cylindrique sous-détendu libre et quatre jets impactant une paroi avec un angle normal sont simulés en résolvant les équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles. Les résultats obtenus pour le jet libre sont tout d'abord présentés afin de valider la méthodologie numérique. Les résultats des jets impactant sont ensuite montrés.

3.1 Paramètres des simulations

3.1.1 Code de résolution cylindrique

Les simulations sont effectuées à l'aide d'un code Fortran développé en interne, parallélisé à l'aide de OpenMP. Les équations de Navier-Stokes 3-D compressibles instationnaires sont résolues sur un maillages cylindrique à pas variable (r, θ, z) où r, θ et z indiquent les directions radiale, azimutale et axiale. L'algorithme de Runge-Kutta RK26 est utilisé pour l'intégration temporelle et des schémas de différentiation spatiale sur 11 points à faible dispersion et faible dissipation [16, 12] sont employés. A la fin de chaque pas temporel, un filtrage explicite sur 11 points est appliqué afin de supprimer les oscillations maille-à-maille et de fournir une dissipation de sous-maille [19, 21]. Les conditions de rayonnement de Tam et Dong [138] sont implémentées sur les frontières du domaine. Une zone éponge qui combine un étirement du maillage et un filtrage Laplacien est ajoutée afin de dissiper les structures turbulentes avant qu'elles n'atteignent la frontière du domaine. Un code de résolution similaire a déjà été utilisé avec succès [23, 24] pour simuler des jets ronds subsoniques turbulents avec un nombre de Mach d'éjection de $\mathcal{M}_e = 0.9$. Au niveau de la buse et de la paroi le cas échéant, une condition adiabatique est imposée. Une méthode de capture de choc [22] est appliquée afin de dissiper les oscillations de Gibbs de part et d'autre des chocs comme utilisé dans la simulation de de Cacqueray *et al.* [43] d'un jet rond supersonique sur-détendu avec un nombre de Mach équivalent de $\mathcal{M}_j = 3.3$. Par ailleurs, les jets simulés dans ce chapitre sont excités à l'aide d'anneaux tourbillonnaires de divergence nulle [23] afin d'obtenir un taux de turbulence compris entre 5% et 10% de la vitesse du jet idéalement détendu équivalent en sortie de buse. La singularité au niveau de l'axe est traitée à l'aide de la méthode de Mohseni et Colonius [91]. Finalement, afin d'augmenter le pas de temps du calcul, une diminution de la résolution effective azimutale dans la région proche de l'axe est implémentée. Toutes les méthodes numériques citées sont présentées en détail dans le chapitre 2.

3.1.2 Paramètres des jets

Les jets ronds considérés dans ce chapitre sont des jets sous-détendus supposés issus d'une tuyère convergente. Le nombre de Mach d'éjection $\mathcal{M}_e = u_e/c_e$ des jets est alors égal à 1, où u_e est la vitesse du jet sur l'axe et c_e la vitesse du son au niveau de la sortie de buse. Le milieu ambiant est caractérisé par une pression $p_0 = 100000\ Pa$ et une température $T_0 = 293\ K$. Le taux de détente p_r/p_0 des jets est égal à $NPR = 4.03$, ce qui donne un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.56$. Le nombre de Reynolds des jets est de $Re_j = u_j D_j/\nu = 6 \times 10^4$, où u_j et D_j sont la vitesse d'éjection et le diamètre des jets parfaitement détendus équivalents. Les valeurs des paramètres d'éjection sont présentées dans le tableau 3.1. Ces valeurs ont été choisies afin de se rapprocher des valeurs d'une étude expérimentale effectuée par Henderson *et al.* [59].

pression p_e	$212900\ Pa$
température T_e	$244.2\ K$
densité ρ_e	$3.038\ kg.m^{-3}$
vitesse u_e	$313.2\ m.s^{-1}$
diamètre buse D	$2\ mm$
épaisseur buse e	$e = 0.1 r_0$

TABLE 3.1 – Paramètres d'éjection des jets.

3.1.3 Profil moyen

La modélisation de la buse demande un soin particulier afin de représenter au mieux la physique en sortie de la buse. Les jets sont simulés à l'aide d'une tuyère cylindrique de rayon $r_0 = D/2$ et d'épaisseur de lèvre $e = 0.1 r_0$. Un profil laminaire de Blasius est utilisé pour initialiser la vitesse moyenne axiale dans la tuyère. Ce profil est défini de la manière suivante :

$$\frac{< u_z >}{u_e} = \begin{cases} \eta(2 - 2\eta^2 + \eta^3) \text{ si } \eta < 1 \\ 1 \text{ si } \eta \geq 1 \end{cases} \tag{3.1}$$

où $< u_z >$ est la vitesse moyenne axiale, η est la distance à la paroi normalisée par l'épaisseur de la couche limite δ, et u_e est la vitesse d'éjection du jet.

Dans ce mémoire, l'épaisseur de la couche limite δ est égale à 15% du rayon de la buse. La masse volumique moyenne $< \rho >$ est ensuite déterminée à l'aide de la relation de Crocco-Busemann :

$$< \rho > = \left[\frac{1}{\rho_\omega} - \left(\frac{1}{\rho_\omega} - \frac{1}{\rho_e} \right) \frac{< u_z >}{u_j} - \frac{\gamma - 1}{2} \mathcal{M}_e^2 \left(\frac{< u_z >}{u_j} - 1 \right) \frac{< u_z >}{u_j} \right]^{-1} \tag{3.2}$$

où $\rho_e = p_e/(rT_e)$ est la masse volumique d'éjection et $\rho_\omega = p_e/(rT_r)$ est la masse volumique au niveau de la paroi de la buse, déterminée à l'aide de la température de réservoir T_r qui correspond à la température d'arrêt isentropique des jets.

Les profils de vitesse et de masse volumique donnés par les relations (3.1) et (3.2) sont imposés en amont au sein de la buse et un rappel des champs moyens vers ces profils est effectué jusqu'en sortie de buse. La force de ce rappel diminue avec la position axiale, et est maximale avec $\sigma_{rappel} = 0.05$ en amont. L'amplitude du rappel suit plus précisément la loi suivante :

$$\sigma_r(z(i)) = \sigma_{rappel} \left(\frac{z(i) - z_{buse}}{z_0 - z_{buse}} \right)^{1/2} \tag{3.3}$$

où z_0 et z_{buse} sont les coordonnées des extrémités amont et aval de la buse. Ce rappel est nécessaire afin de garantir une sortie de buse avec les paramètres d'éjection voulus et d'éviter l'apparition de cellules de chocs dans la buse. Un exemple de profil de vitesse moyenne axiale obtenu en sortie de buse pour un jet rond supersonique étudié dans ce chapitre est donné sur la figure 3.1.

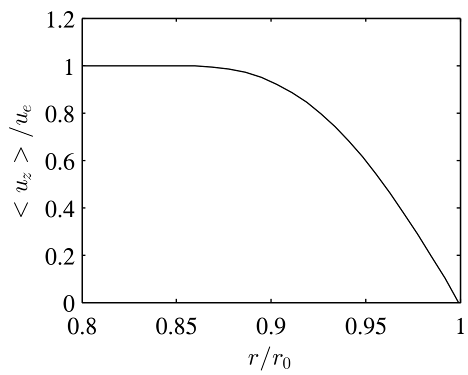

FIGURE 3.1 – Profil de vitesse moyenne axiale en sortie de la buse.

3.1.4 Excitation des couches de mélange à l'aide d'anneaux tourbillonnaires

Dans la buse, à environ un rayon en amont des lèvres de la buse, les couches limites du profil de Blasius sont excitées à l'aide d'anneaux tourbillonnaires de divergence nulle afin d'obtenir des perturbations de vitesse en sortie de buse. La formule suivante est appliquée sur chaque plan du maillage dans la direction azimutale :

$$\begin{bmatrix} u_r(r,z) \\ u_z(r,z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_r(r,z) \\ u_z(r,z) \end{bmatrix} + \epsilon_a \alpha u_j \begin{bmatrix} u_r^{ring}(r,z) \\ u_z^{ring}(r,z) \end{bmatrix} \tag{3.4}$$

où $\begin{bmatrix} u_r^{ring}(r,z) \\ u_z^{ring}(r,z) \end{bmatrix} = \dfrac{2r_{ring}}{rb} exp\left(-ln(2)\dfrac{a^2}{b^2}\right) \begin{bmatrix} z - z_{ring} \\ r_{ring} - r \end{bmatrix}$, $a^2 = (z_{ring} - z)^2 + (r_{ring} - r)^2$, $b = 4\Delta r$ où Δr est la taille de maille dans la direction radiale, z_{ring} et r_{ring} sont les coordonnées du centre de l'anneau tourbillonnaire, ϵ_a est un nombre aléatoire compris entre -1 et 1 qui module la force du tourbillon sur chaque plan azimutal et α est l'intensité du forçage.

Le centre de l'anneau tourbillonnaire est donné par les relations :

$$\begin{cases} z_{ring} = -r_0 \\ r_{ring} = r_0 - \dfrac{\delta}{2} + \epsilon_r \dfrac{\delta}{6} \end{cases} \tag{3.5}$$

où δ est l'épaisseur du profil de Blasius utilisé pour l'initialisation dans la buse, ϵ_r est un nombre aléatoire compris entre -1 et 1 qui fait varier la position du tourbillon par rapport au centre de la couche limite. L'application de cette méthode sur chaque plan azimutal du maillage permet de perturber l'écoulement sans entrainer artificiellement de corrélation dans la direction azimutale.

L'intensité α du forçage est fixée à 0.02 afin d'obtenir des taux de turbulence compris entre 5% et 10% de la vitesse du jet parfaitement détendu équivalent en sortie de buse. Cette valeur est similaire à celles utilisées par Bogey *et al.* [23] pour des jets subsoniques.

3.2 Jet rond sous-détendu libre

3.2.1 Paramètres de la simulation

Un jet libre est tout d'abord simulé sur un maillage cylindrique contenant $n_r \times n_\theta \times n_z = 500 \times 512 \times 1561 = 400$ millions de points, à pas variable dans les directions radiale et axiale afin de s'adapter à la physique du problème. Les évolutions de la taille des mailles dans ces directions sont illustrées sur la figure 3.2.

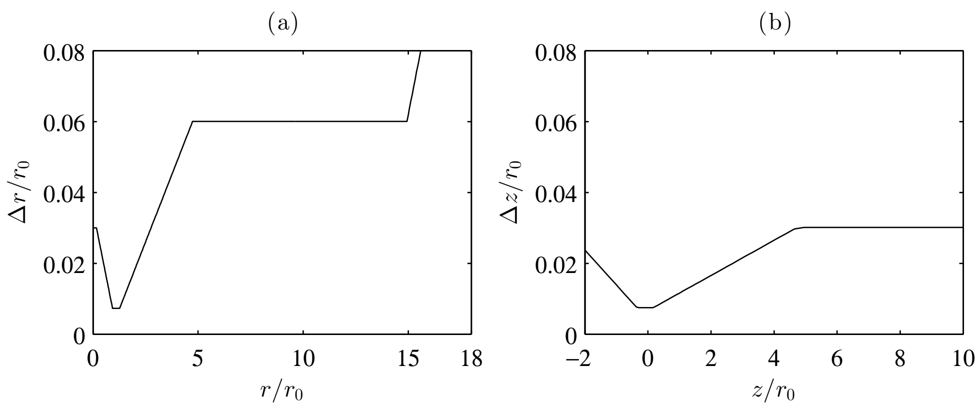

FIGURE 3.2 – Evolutions de la taille des mailles dans les directions (a) radiale et (b) axiale.

Les variations de la taille de maille dans la direction radiale sont présentés sur la figure 3.2(a). La taille de maille minimale se situe au niveau de la couche de mélange du jet, à $r = r_0$, et vaut $\Delta r = 0.0075 r_0$. Le maillage est ensuite étiré pour atteindre $\Delta r = 0.06 r_0$ en $5r_0 \leq r \leq 15r_0$. Pour $r \geq 15r_0$ une zone éponge est implémentée. Dans la direction axiale, les variations de la taille de maille sont montrées sur la figure 3.2(b). La taille de maille minimale se trouve au niveau de la sortie de buse, en $z = 0$, et vaut $\Delta z = 0.0075 r_0$. La taille de maille vaut ensuite $\Delta z = 0.03 r_0$ pour $5r_0 \leq z \leq 30r_0$. En aval, pour $z \geq 30r_0$ une zone éponge est utilisée. Ces tailles de maille permettent la propagation d'ondes acoustiques dont le nombre de Strouhal est inférieur à $St = fD_j/u_j = 6.4$ où f est la fréquence de l'onde. On peut noter que, afin de préserver la précision numérique des schémas de différenciation spatiale, les maillages sont étirés à des taux inférieurs à 1% à l'extérieur des zones éponges.

Environ 200000 itérations temporelles on été effectuées au total, dont 150000 pour le régime permanent. Le temps simulé pour le régime permanent est ainsi égal à $1000 r_0/u_j$.

3.2.2 Représentations instantanées

Une visualisation 3-D est donnée sur la figure 3.3, sur laquelle des isosurfaces de masse volumique sont représentés afin de montrer la structure de cellules de chocs. Les frontières des couches de mélanges sont également représentées à l'aide d'isosurfaces de masse volumique colorées par le nombre de Mach local. La pression fluctuante dans le plan $\theta = 0$ degré est aussi montré afin de mettre en évidence le champ proche acoustique. Une représentation instantanée isolée doit être considérée avec prudence mais elle peut donner des résultats qualitatifs. Dans cette figure notamment, une composante acoustique se propageant en amont peut être observée dans la région proche de la buse. Cette composante apparaît déphasée de part et d'autre de la buse. Un bruit de *screech*, associé à un mode d'oscillation hélicoïdal du jet, semble donc être produit.

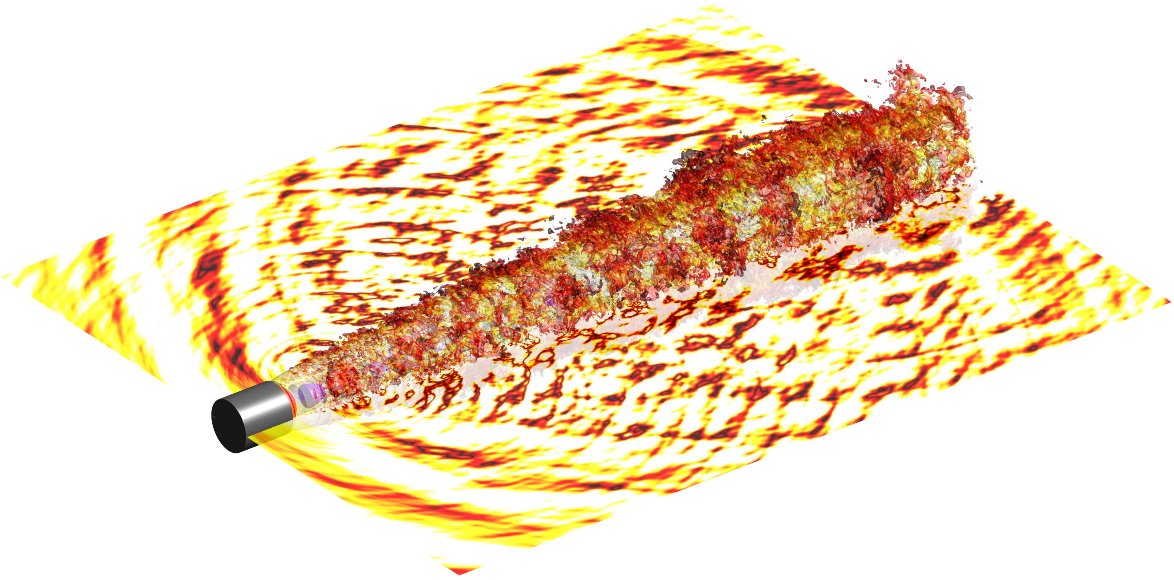

FIGURE 3.3 – Visualisation du jet simulé. Les isosurfaces de masse volumique en mauve et rouge sont obtenues pour des valeurs 0.8 et 2.5 kg.m^{-3}, respectivement. Les isosurfaces de masse volumique correspondant à 1.25 kg.m^{-3} sont également représentées et sont colorées par le nombre de Mach local. Le champ de pression fluctuante dans le plan $\theta = 0$ degré est montré. La buse est en gris.

La norme de la vorticité obtenue dans le plan (z, r) est représentée sur la figure 3.4. Les couches de mélange se développent rapidement en aval de la buse avec l'apparition de petites et de grandes structures turbulentes, comme attendu pour un nombre de Reynolds du jet de $Re_j = 6 \times 10^4$.

Sur l'axe du jet, le cône potentiel est visible et prend fin aux alentours de $z = 15r_0$. Lau *et al.* [76] ont proposé un modèle empirique pour prédire la longueur du cône potentiel z_p pour des jets isothermes dont le nombre de Mach est inférieur à 2.5 :

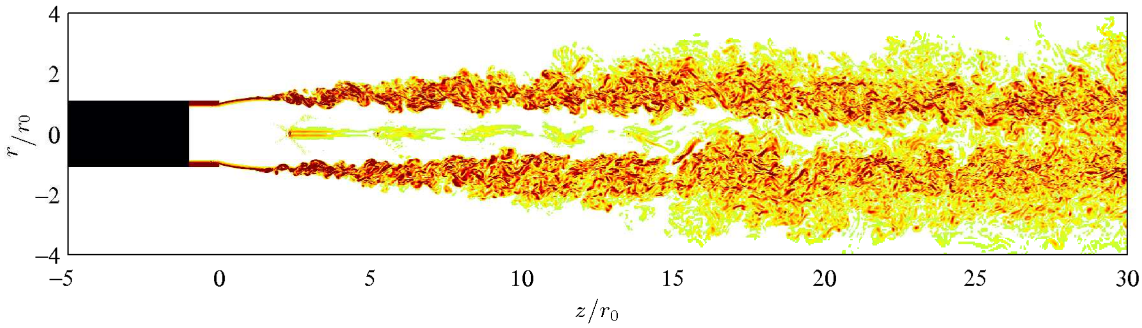

FIGURE 3.4 – Représentation instantanée dans le plan (z, r) de la norme de la vorticité $|\omega|$ pour le jet libre. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à $10u_j/D_j$. La buse est en noir.

$$\frac{z_p}{D_j} = 4.2 + 1.1\mathcal{M}_j^2 \tag{3.6}$$

où D_j et $\mathcal{M}_j$ sont le diamètre et le nombre de Mach du jet idéalement détendu équivalent.

Pour le jet étudié, les valeurs $\mathcal{M}_j = 1.56$ et $D_j = 2.2$ mm donnent une longueur de cône potentiel de $z_p = 15.1r_0$. Plus tard, Tam *et al.* [142] ont amélioré l'expression (3.6) en y incluant le rapport entre la température d'éjection du jet et la température ambiante afin de prendre en compte les effets de compressibilité. Pour le jet simulé, où $T_e \leq T_0$, la formule s'écrit :

$$\frac{z_p}{D_j} = 4.2 + 1.1\mathcal{M}_j^2 + 1.1\left(1 - \frac{T_e}{T_0}\right) \tag{3.7}$$

L'expression (3.7) donne la valeur $z_p = 15.6r_0$, en accord avec le résultat de la simulation.

Afin d'illustrer simultanément le champ aérodynamique et le champ acoustique, une représentation instantanée dans le plan (z, r) de la masse volumique et de la pression fluctuante est proposée sur la figure 3.5(a). Un réseau de cellules de choc est obtenu avec une dizaine de cellules visibles dans le champ de masse volumique. Un disque de Mach peut également être observé dans la première cellule à $z = 2.35r_0$. De plus, sur la figure 3.4, des forts niveaux de vorticité, correspondant à la présence d'une ligne de glissement, sont visibles entre la région subsonique située en aval du disque de Mach et l'anneau supersonique situé en aval du choc oblique annulaire. La présence d'un disque de Mach est en accord avec les résultats de Powell [111], Henderson [58], et Addy [1] qui ont noté l'apparition d'un disque de Mach dans la première cellule pour $NPR > 3.8$ ou 3.9.

Deux contributions acoustiques apparaissent dans le champ de pression fluctuante sur la figure 3.5(a). Des fronts d'ondes circulaires sont visibles et semblent se propager à partir des cinq premières cellules. Ils sont dus aux interactions entre les chocs du réseau de cellules et la turbulence dans les couches de mélange du jet. Des ondes acoustiques se propageant dans la direction amont peuvent également être notées dans la région proche de la buse. Enfin, la figure 3.5(b) présente une photographie *schlieren* de André *et al.* [3] pour un jet supersonique sous-détendu avec un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.55$ et un nombre de Mach d'éjection de $\mathcal{M}_e = 1$. Les résultats sont assez similaires à ceux de la LES, avec notamment la présence d'un disque de Mach et d'une ligne de glissement en aval de celui-ci, dans la première cellule.

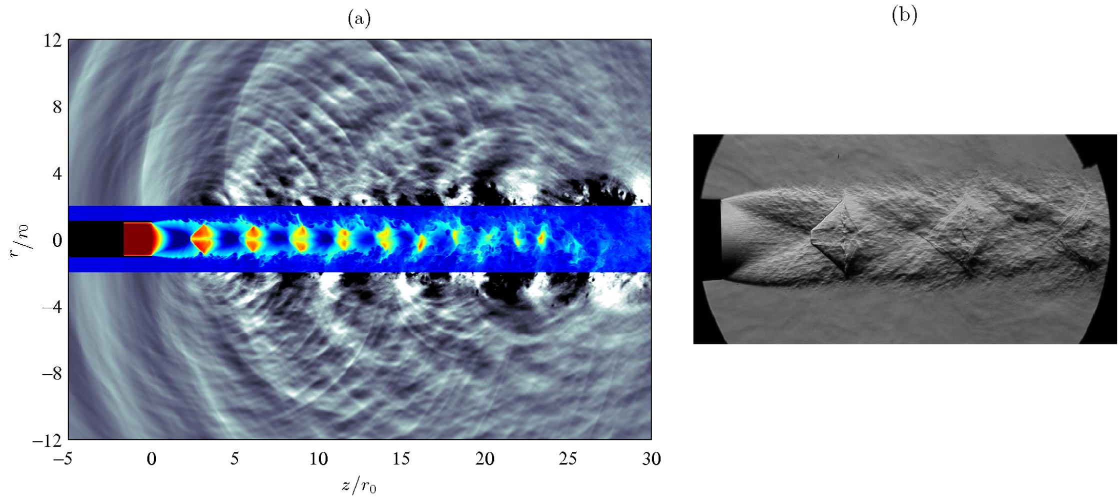

FIGURE 3.5 – (a) Représentation instantanée dans le plan (z, r) de la masse volumique dans la région proche de l'axe et de la pression fluctuante pour le jet libre. Les échelles de couleur varient pour des valeurs de 1 à 3 kg.m^{-3} pour la densité et de -2000 à 2000 Pa pour la pression fluctuante; (b) photographie *schlieren* d'un jet supersonique sous-détendu ($\mathcal{M}_j = 1.55$ et $\mathcal{M}_e = 1$) de André *et al.* [3].

3.2.3 Champs moyens de vitesse

Les champs moyens de vitesse axiale et radiale obtenus pour le jet simulé sont représentés sur la figure 3.6. Les résultats expérimentaux PIV de André *et al.* [3] pour un jet supersonique sous détendu ($\mathcal{M}_j = 1.5$ et $\mathcal{M}_e = 1$) sont aussi montrés. La structure du réseau de cellules de chocs et les niveaux obtenus dans la simulation et dans l'expérience sont en très bon accord. En particulier, la longueur des cellules est identique pour la première cellule, et devient légèrement plus faible dans les champs LES que dans les résultats PIV.

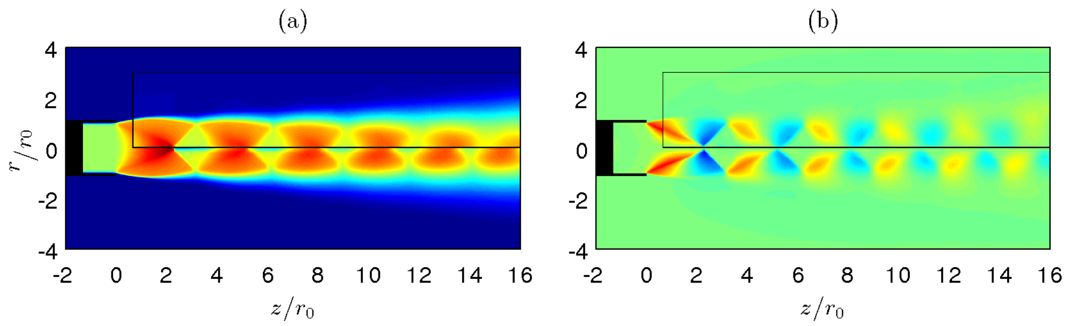

FIGURE 3.6 – Champs moyens dans le plan (z, r) de la vitesse (a) axiale et (b) radiale. Les échelles de couleur varient pour des valeurs de 0 à 600 m.s^{-1} pour la vitesse axiale et de -150 à 150 m.s^{-1} pour la vitesse radiale. Les résultats PIV de André *et al.* [3] pour un jet supersonique sous-détendu ($\mathcal{M}_j = 1.5$ et $\mathcal{M}_e = 1$) sont montrés dans les rectangles noirs.

Le champ moyen de vitesse totale est représenté sur la figure 3.7 pour le jet simulé. Les résultats expérimentaux de Henderson *et al.* [59] pour un jet similaire sont également représentés, et un excellent accord est obtenu.

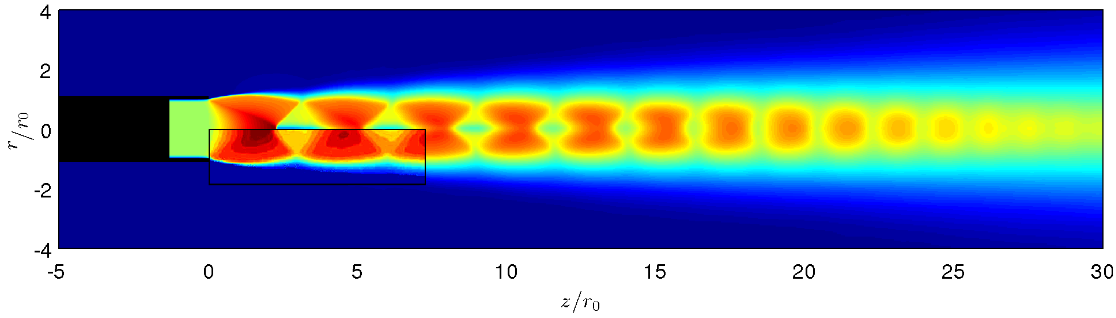

FIGURE 3.7 – Champs moyens dans le plan (z, r) de la vitesse totale. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 600 m.s^{-1}. Les résultats PIV de Henderson *et al.* [59] pour un jet supersonique sous-détendu ($\mathcal{M}_j = 1.56$ et $\mathcal{M}_e = 1$) sont montrés dans le rectangle noir.

Dans les figures 3.6 et 3.7, la longueur de la première cellule de choc dans le jet est égale à $3.20r_0$. Ce résultat est très proche des résultats expérimentaux de André *et al.* [3] et Henderson *et al.* [59] pour des jets libres similaires. Par ailleurs, la longueur de la première cellule peut être estimée grâce à la formule de Prandtl présentée dans le chapitre 1 :

$$L_s = \frac{\pi D_j \beta}{\mu_1} \simeq 1.306\beta D_j \tag{3.8}$$

où μ_1 est le premier zéro de la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre zéro et $\beta = \sqrt{\mathcal{M}_j^2 - 1}$.

La relation (3.8) donne pour le jet libre $L_s = 3.45r_0$. Cette valeur est légèrement supérieure à celle trouvée sur la figure 3.6. Cependant, l'expression (3.8) a été améliorée par Pack [101] en calculant les quarante premiers coefficients du modèle de Prandtl [114]. Elle devient alors :

$$L_s \simeq 1.22\beta D_j \tag{3.9}$$

Cela fournit $L_s = 3.20r_0$ pour le jet libre, ce qui correspond parfaitement à la valeur déterminée à partir des champs moyens du jet.

La taille des cellules dans le réseau de cellules de chocs semble diminuer dans la direction aval sur la figure 3.6(a). Cette diminution est due à la croissance de l'épaisseur de la couche de mélange. La taille normalisée des cellules est présentée sur la figure 3.8 pour le jet simulé. Les résultats expérimentaux de André *et al.* [3] pour des jets supersoniques sous-détendus avec un nombre de Mach parfaitement détendu compris entre $\mathcal{M}_j = 1.10$ et $\mathcal{M}_j = 1.50$ y sont aussi tracés. Les résultats sont en bon accord et une diminution linéaire de la taille des cellules est constatée. Une telle évolution a également été notée par Harper-Bourne et Fisher [57] qui ont proposé le modèle suivant pour la taille de la n^{ime} cellule du réseau de cellules de chocs :

$$L_n = L_s - (n-1)\Delta L \tag{3.10}$$

où ΔL est la variation de taille d'une cellule à l'autre.

Le champ moyen issu de la LES permet d'obtenir $\Delta L/L_s = 5\%$ à l'aide d'une régression linéaire sur les 10 premières cellules. Expérimentalement, Harper-Bourne et Fisher [57] ont trouvé $\Delta L/L_s = 6\%$ et André *et al.* [3] une valeur $\Delta L/L_s = 3\%$ en moyenne pour leurs jets supersoniques sous-détendus. Cette valeur plus faible dans l'expérience de André *et al.* [3] que dans la LES peut être due à la présence d'un écoulement secondaire située autour du jet dans l'expérience, dont le nombre de Mach est égal à $\mathcal{M}_f = 0.05$.

Enfin, pour des jets supersoniques sous-détendus, Harper-Bourne et Fisher [57] et Seiner et Norum [124] ont mesuré les longueurs moyennes des huit premières cellules du réseau et ont proposé la relation empirique $L_t = 1.11\beta D$ pour cette longueur. Cette relation donne pour le jet simulé $L_t = 21.5r_0$, en accord avec la valeur $20.5r_0$ obtenu à partir des champs moyens de la LES.

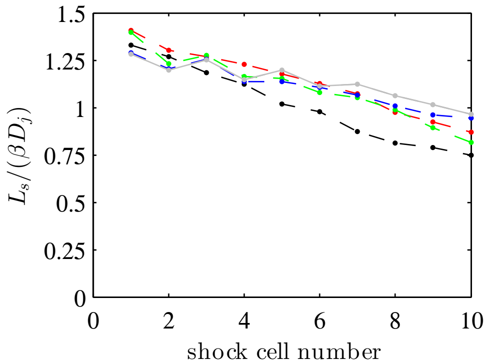

FIGURE 3.8 – Taille normalisée des dix premières cellules du réseau de cellules de chocs pour – • – le jet libre simulé et les jets expérimentaux de André *et al.* [3] à des nombres de Mach parfaitement détendus de – • – $\mathcal{M}_j = 1.10$, – • – $\mathcal{M}_j = 1.15$, – • – $\mathcal{M}_j = 1.35$ et – • – $\mathcal{M}_j = 1.50$.

Finalement, le disque de Mach dans la première cellule, situé à $z_M = 2.3r_0$, correspond à un choc droit et doit ainsi vérifier la relation de saut de Rankine-Hugoniot. Cette relation s'écrit :

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{(\gamma-1)\mathcal{M}_1^2 + 2}{(\gamma+1)\mathcal{M}_1^2} \tag{3.11}$$

où u_1 et u_2 sont les vitesses moyennes axiales en amont et en aval du disque de Mach, et $\mathcal{M}_1$ est le nombre de Mach en amont du disque de Mach. Dans le jet libre, les valeurs $u_1 = 595$ m.s^{-1} et $\mathcal{M}_1 = 2.75$ sont relevées en amont du disque de mach et la valeur $u_2 = 166$m.s^{-1} est trouvée en aval du disque. Cette dernière valeur est en très bon accord avec la valeur $u_{2_{RH}} = 164$ m.s^{-1} prédite par la relation (3.11). La position du disque de Mach z_M et son diamètre D_M peuvent également être extraits des champs de vitesse moyenne, ce qui donne $z_M = 2.3r_0$ et $D_M = 0.25r_0$. Expérimentalement, Addy [1] a obtenu un disque de Mach dans ses jets supersoniques sous-détendus pour un taux de détente supérieur à 3.9, et a proposé les relations empiriques suivantes :

$$\frac{z_M}{D_j} = 0.65\sqrt{NPR} \tag{3.12}$$

$$\frac{D_M}{D_j} = 0.36\sqrt{NPR} - 3.9 \tag{3.13}$$

La position du disque de Mach et son diamètre pour le jet simulé et les jets expérimentaux de Addy [1] sont représentés sur la figure 3.9 en fonction du taux de détente. Les résultats donnés par les relations (3.12) et (3.13) sont également tracés. Un bon accord est alors obtenu entre les valeurs obtenues pour le jet simulé, les données expérimentales et les relations empiriques. Il peut cependant être noté que la relation (3.12) surestime légèrement la position z_M du disque de Mach pour $NPR < 6$.

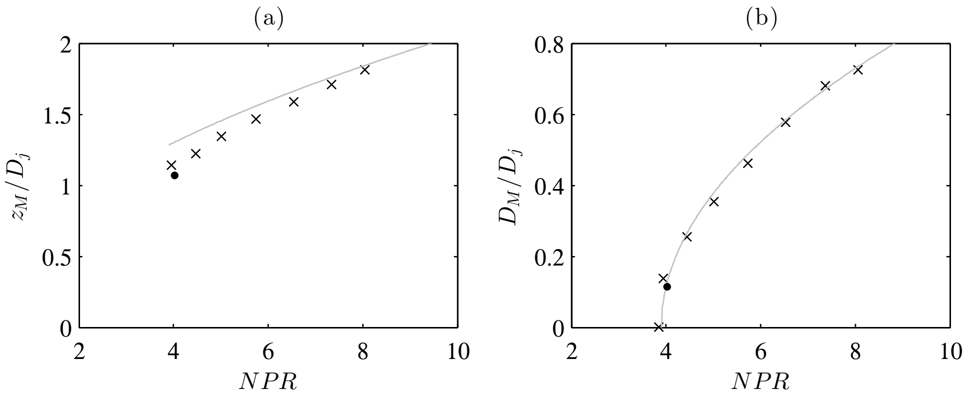

FIGURE 3.9 – (a) Position et (b) diamètre du disque de Mach pour • le jet simulé, × les jets expérimentaux de Addy [1] et —— en utilisant les relations (3.12) and (3.13).

3.2.4 Champs fluctuants de vitesse

Les champs de vitesse rms axiale et radiale obtenus pour le jet libre sont présentés sur la figure 3.10. Les résultats expérimentaux PIV de André *et al.* [3] sont aussi montrés. Un très bon accord qualitatif est ainsi obtenu avec le jet simulé. Il est intéressant de noter que la vitesse rms axiale dans la couche de mélange du jet oscille avec le réseau de cellules de choc, ce qui n'est pas le cas pour la vitesse rms radiale. De plus, l'épaisseur de la couche de mélange est plus importante dans la simulation que dans l'expérience. Ce résultat peut être lié au nombre de Reynolds beaucoup plus important dans l'expérience ($Re_j = 1 \times 10^6$) que dans la simulation ($Re_j = 5 \times 10^4$).

Afin de mener une étude plus quantitative, les valeurs maximales des champs de vitesse rms axiale et radiale dans la couche de mélange sont tracées sur la figure 3.11 en fonction de la distance axiale.

Sur la figure 3.11(a), la valeur maximale de la vitesse rms axiale évolue principalement en suivant le réseau de cellules de chocs. Elle croît progressivement à partir du début d'une cellule et diminue rapidement en fin de cellule. Par exemple, au niveau de la première cellule, elle augmente de la sortie de la buse jusqu'à la distance $z = 3r_0$. Elle vaut alors 18% pour le jet simulé et 16% pour le jet expérimental. Une décroissance rapide est ensuite observée, pour atteindre en fin de cellule, à $z \simeq 4r_0$, des valeurs de 13.5% et 12.5% pour le jet simulé et le jet expérimental, respectivement. Sur la figure 3.11(b), la valeur maximale de la vitesse rms radiale présente une valeur sensiblement constante dans le jet simulé, égale à 11%. Dans le

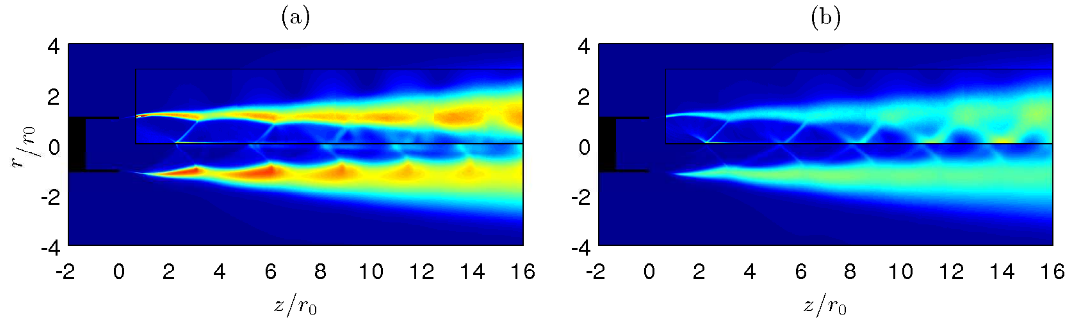

FIGURE 3.10 – Champs de vitesse rms (a) axiale et (b) radiale dans le plan (z, r). L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 100 m.s^{-1}. Les résultats PIV de André *et al.* [3] pour un jet supersonique sous-détendus ($\mathcal{M}_j = 1.5$ et $\mathcal{M}_e = 1$) sont représentés dans les rectangles noirs.

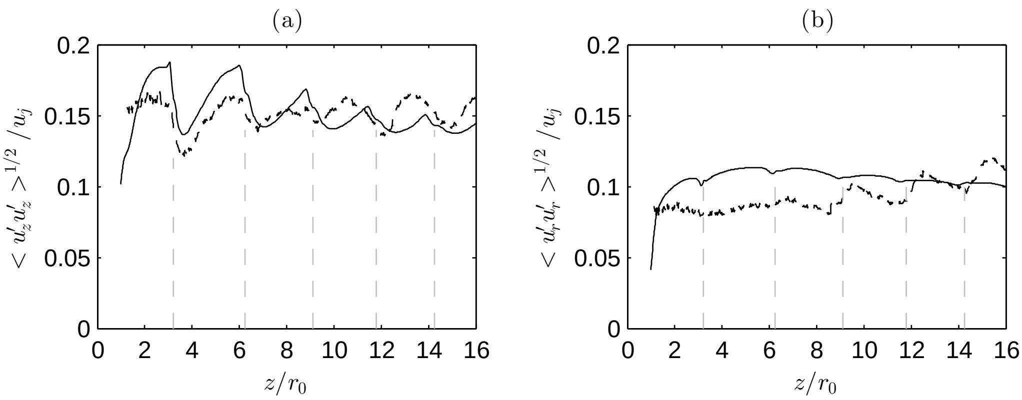

FIGURE 3.11 – Evolution de la valeur maximale de la vitesse rms (a) axiale et (b) radiale le long de la couche de mélange en fonction de la distance axiale; —— pour le jet simulé; — — — résultats PIV de André *et al.* [3]. Les pointillés gris indiquent les fins de cellules du réseau de cellules de chocs dans la LES.

jet expérimental, cette valeur est égale à 8% au niveau des trois premières cellules puis varie selon le réseau de cellules de chocs pour $z \geq 10$.

3.2.5 Vitesse de convection

La vitesse de convection u_c des structures turbulentes le long de la couche de mélange du jet a été étudiée. Elle a été calculée au centre de la couche de mélange, dont la position est donnée par la position radiale du maximum de la vitesse rms totale. Le chemin trouvé est représenté sur la figure 3.12. Le long de ce chemin, des corrélations ont été effectuées sur les champs de vitesse instantanée axiale afin d'obtenir la vitesse de convection des structures turbulentes. Cette vitesse est tracée en fonction de la distance axiale sur la figure 3.13.

La vitesse de convection des structures turbulentes n'est pas constante le long de la couche de mélange mais varie selon le réseau de cellules de chocs comme observé expérimentalement par André [2] pour différents jets sous-détendus. Dans la première cellule, la vitesse de convection augmente de la valeur $u_c = 0.4u_j$ à la valeur $u_c = 0.63u_j$ en même temps que la vitesse à

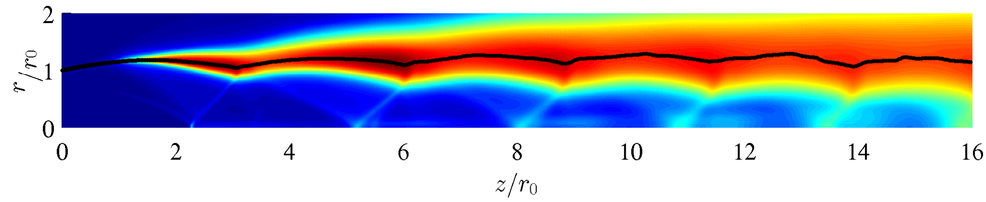

FIGURE 3.12 – Champ de vitesse rms totale du jet libre simulé. L'échelle de couleur varie de 0 à 100 m.s^{-1}. La ligne noire indique la position radiale de la valeur maximale du champ.

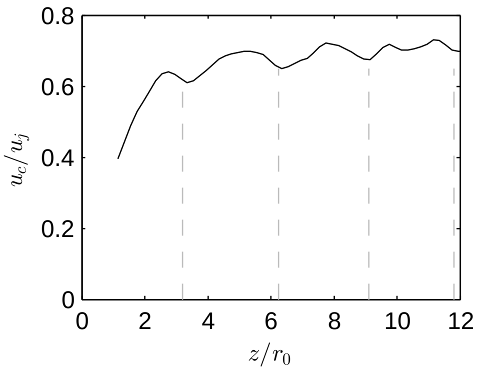

FIGURE 3.13 – Vitesse de convection des structures turbulentes le long de la couche de mélange du jet libre simulé. Les pointillés gris indiquent les fins de cellules du réseau de cellules de chocs.

l'intérieur du jet augmente. La vitesse de convection diminue ensuite en fin de cellule jusqu'à la valeur $u_c = 0.60u_j$, suivant la diminution de vitesse au sein du jet causée par le disque de Mach et le choc oblique. Cette évolution se répète pour les autres cellules de chocs. La vitesse de convection se rapproche d'une valeur de $0.35u_j \simeq 0.5u_e$ à la sortie de la buse, ce qui correspond à la vitesse attendue initialement dans une couche de mélange quand la vitesse sur l'axe vaut u_e. Enfin, la vitesse de convection semble tendre vers la valeur $u_c = 0.65u_j$ dans la direction aval, ce qui est en accord avec les observations expérimentales de Harper-Bourne et Fisher [57], qui ont trouvé $u_c = 0.70u_j$ pour des jets sous-détendus à l'aide d'un système *schlieren* croisé.

3.2.6 Spectre acoustique en amont

Le spectre acoustique (SPL pour *Sound Pressure Level* en anglais) obtenu dans la région proche de la buse au point de coordonnées $z = 0$ et $r = 2r_0$ est représenté sur la figure 3.14 en fonction du nombre de Strouhal St. Une composante tonale apparaît 15 dB au dessus du bruit large bande à un nombre de Strouhal $St = 0.305$. Cette composante correspond à un bruit de *screech*, comme observé expérimentalement par Westley et Woolley [161], Tam et Tanna [146], Panda [103], et André *et al.* [3] sur un grand nombre de jets ronds supersoniques imparfaitement détendus.

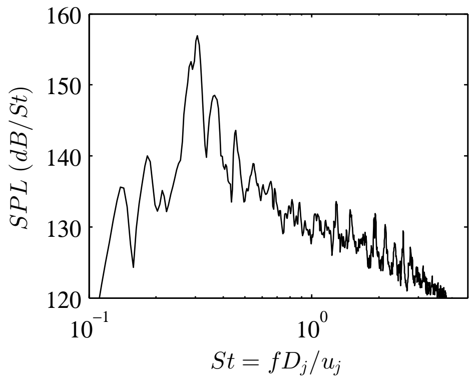

FIGURE 3.14 – Spectre acoustique (SPL) en $z = 0$ et $r = 2r_0$ en fonction du nombre de Strouhal du jet libre.

3.2.7 Analyse des propriétés des champs de pression dans le jet

Le champ de pression dans le plan (z, r) a été enregistré tous les 50 pas de temps. Ces données sont stockées dans une matrice $M \times N$ de la manière suivante :

$$P_{all} = \begin{bmatrix} P_1^1 & P_1^2 & . & P_1^N \\ P_2^1 & P_2^2 & . & P_2^N \\ . & . & . & . \\ P_M^1 & P_M^2 & . & P_M^N \end{bmatrix} \tag{3.14}$$

où N est le nombre d'échantillons et $M = n_z \times 2n_r$ est le nombre total de points dans le plan (z, r). Le champ de pression pour un temps donné est ainsi fourni par une colonne de la matrice P_{all}. Une transformée de Fourier rapide (FFT pour *Fast Fourier Transform* en anglais) est appliquée à chaque ligne de la matrice P_{all}. De cette manière, pour une fréquence donnée, des champs d'amplitude et de phase peuvent être obtenus. Pour la fréquence tonale $St = 0.305$, ces champs sont représentés sur la figure 3.15. Le champ d'amplitude de la figure 3.15(a) exhibe une structure de cellules différente de la structure de cellules de chocs. Cette structure est générée par la présence d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique. Elle a été observée par Panda [103] pour des jets possédant un bruit de *screech*. La longueur caractéristique de cette structure est égale à la longueur d'onde de l'onde stationnaire L_{sw} formée entre les structures turbulentes convectées vers l'aval et les ondes acoustiques se propageant vers l'amont. La fréquence du bruit de *screech* f_s peut alors être déterminée par le modèle de Panda [103] à partir de L_{sw} :

$$f_s = \frac{u_c}{L_{sw}(1 + u_c/c_0)} \tag{3.15}$$

où u_c est la vitesse moyenne des structures turbulentes dans la couche de mélange et c_0 est la vitesse du son dans le milieu ambiant. Il est intéressant de noter que ce modèle repose sur la même construction que le modèle présenté dans le chapitre 1, donnant la relation (1.29). La relation (3.15) est ainsi similaire à la relation (1.29) en remplaçant la longueur de cellule de choc L_s par la longueur d'onde de l'onde stationnaire L_{sw}.

Pour le jet simulé, la figure 3.16 présente l'amplitude du spectre à la fréquence tonale $St = 0.305$ le long de la ligne $r = 3r_0$. Le réseau de cellule est clairement visible. La longueur

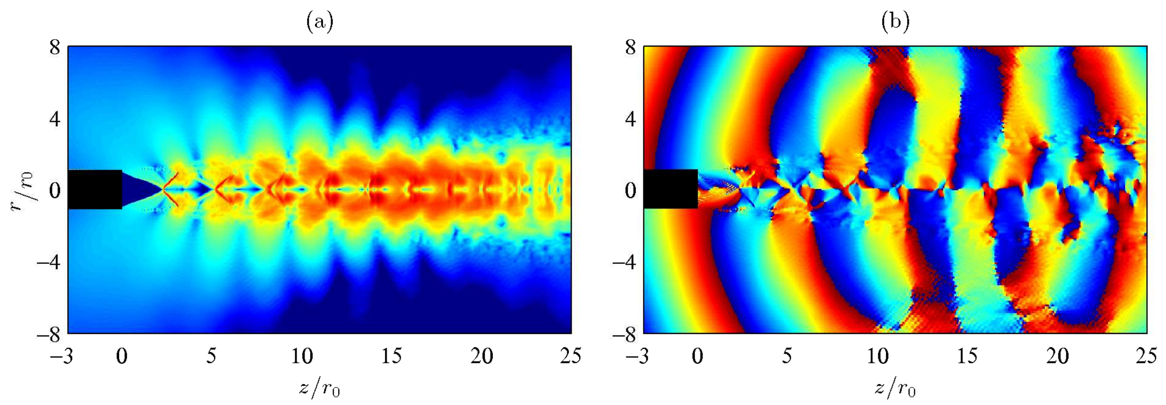

FIGURE 3.15 – Champs d'amplitude (a) et de phase (b) dans le plan (z, r) obtenus pour la fréquence tonale $St = 0.305$.

de cellule de ce réseau est constante à partir de la deuxième cellule, et est égale à $L_{sw} \simeq 2.6r_0$. Ce résultat diffère de celui obtenu pour la longueur des cellules de chocs qui diminue avec la distance axiale. Afin d'appliquer la relation (3.15), la vitesse de convection moyenne des structures turbulentes est prise égale à la valeur atteinte pour $z > 5r_0$ sur la figure 3.13, de $u_c = 0.65u_j$. La relation (3.15) donne alors un nombre de Strouhal de $St = f_s D_j/u_j \simeq 0.30$ pour le bruit de *screech*, en très bon accord avec la fréquence tonale dominante sur le spectre de la figure 3.14.

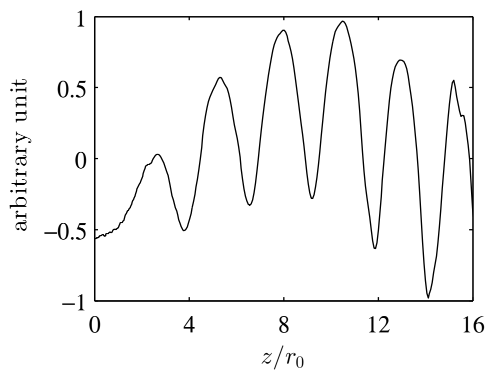

FIGURE 3.16 – Amplitude du spectre à la fréquence tonale $St = 0.305$ le long de la ligne $r = 3r_0$.

Le champ de phase présenté sur la figure 3.15(b) permet de déterminer la nature du mode d'oscillation du jet associé à la fréquence $St = 0.305$. Un déphasage de 180 degrés est observé de part et d'autre de l'axe du jet. Cela indique que la fréquence tonale $St = 0.305$ est associée à un mode d'oscillation sinueux ou hélicoïdal du jet. Une décomposition de Fourier appliquée à 32 capteurs régulièrement espacés dans la direction azimutale en $z = 0$ et $r = 2r_0$ permet de confirmer la nature hélicoïdale du mode. Afin de visualiser ce mode, la pression fluctuante obtenue pour ces 32 capteurs est filtrée autour de $St = 0.305$ puis normée. Le résultat est représenté sur la figure 3.17 en fonction de la direction azimutale à trois instants séparés par un temps $T/3$, où T est la période correspondante au nombre de Strouhal du *screech* $St = 0.305$. L'évolution hélicoïdale du champ de pression dans la région proche de la buse à cette fréquence est ainsi visible. Cette fréquence tonale est finalement comparée sur la figure 3.18 aux fréquences de *screech* trouvées expérimentalement par Powell *et al.* [113] pour des jets sous-détendus. Ces fréquences forment plusieurs paliers en fonction du nombre de Mach du jet adapté équivalent $\mathcal{M}_j$. Les fréquences appartenant aux paliers $A1$ et $A2$ sont associées à des modes axisymétriques du jet, celles du palier B à des modes sinueux et parfois hélicoïdaux du jet, celles du palier C à des modes hélicoïdaux du jet et enfin celles du palier D à des modes sinueux du jet. La fréquence tonale du jet simulé se situe à proximité du palier C. Par conséquent, la fréquence et la nature du *screech* du jet libre simulé sont en accord avec le modèle théorique de Panda [103] et les observations expérimentales de Powell *et al.* [113].

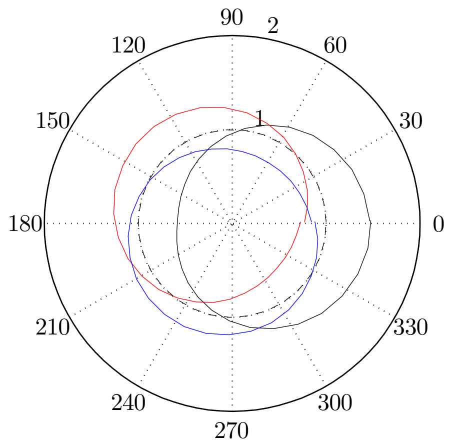

FIGURE 3.17 – Représentation polaire de la pression fluctuante filtrée autour de $St = 0.305$ en fonction de la direction azimutale, sur le cercle $z = 0$ et $r = 2r_0$, à trois instants séparés de $T/3$; — — — cercle de rayon unitaire.

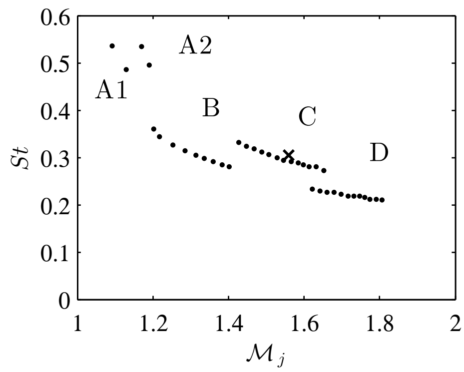

FIGURE 3.18 – • Représentation des fréquences dominantes du bruit de *screech* obtenues expérimentalement par Powell *et al.* [113] en fonction du nombre de Mach du jet équivalent idéalement adapté $\mathcal{M}_j$; × fréquence dominante du *screech* obtenue pour le jet simulé.

3.2.8 Analyse des propriétés des champs de pression acoustique

La transformée de Fourier rapide appliquée à chaque ligne de la matrice P_{all} (cf expression (3.14)) permet également d'avoir accès au spectre acoustique en tous les points du domaine de calcul. Ainsi, les propriétés du champ acoustique ont été étudiées. Dans un premier temps, celles obtenues sur un cercle centré en $r = 0$ et $z = 15r_0$, de rayon $15r_0$, sont examinées. Le spectre acoustique calculé sur ce cercle est représenté sur la figure 3.19 en fonction de l'angle d'observation selon la direction aval θ.

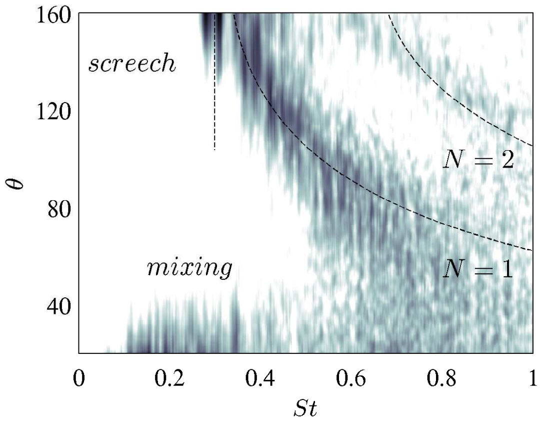

FIGURE 3.19 – Densité spectrale de puissance (PSD pour *Power Spectral Density* en anglais) des fluctuations de pression sur un cercle dont le centre est situé sur l'axe du jet en $z = 15r_0$ et dont le rayon vaut $15r_0$, en fonction du nombre de Strouhal et de l'angle d'observation selon la direction aval θ.

Plusieurs composantes du bruit des jets supersoniques sous-détendus peuvent être identifiées sur la figure 3.19. Dans la direction amont, pour $\theta > 140$ degrés, la fréquence tonale $St = 0.305$ du bruit de *screech* domine le spectre, comme il a déjà été noté sur la figure 3.14. Entre 20 et 40 degrés, une composante due au bruit de mélange est observée autour d'un nombre de Strouhal de 0.25, ce qui est conforme avec le nombre de Strouhal de 0.20 et l'angle 30 degrés relevés dans le chapitre 1 pour le bruit de mélange produit par les grandes structures turbulentes de la couche de mélange des jets. La dernière composante, visible entre 80 et 160 degrés, est caractérisée par une fréquence qui évolue avec l'angle d'observation. Cette composante est due au bruit de choc large bande, étudié lors de plusieurs études expérimentales [2, 144, 146] et numériques [34, 11]. La fréquence centrale de cette composante, donnée par la relation (1.30) du chapitre 1, est rappelée ici :

$$f_{shock} = \frac{N u_c}{L_s(1 - \mathcal{M}_c.cos(\theta))} \tag{3.16}$$

où N correspond au numéro du mode, $\mathcal{M}_c$ est le nombre de Mach de convection des structures turbulentes et θ est l'angle par rapport à la direction du jet. La longueur des cellules du réseau de cellules de chocs n'est cependant pas constante et évolue assez fortement avec la distance. Il est donc délicat de choisir une longueur L_s pour appliquer la formule (3.16). Dans le cas d'un jet générant un bruit de *screech*, Tam *et al.* [144] ont supposé que la fréquence centrale du mode $N = 1$ du bruit de choc large bande se confond avec la fréquence du bruit de *screech* dans la direction amont. Dans la direction amont, avec $\theta = 180$ degrés, la relation (3.16) devient :

$$f_{shock}(\theta = 180 \text{ degrés}) = \frac{N u_c}{L_s(1 + u_c/c_0)} \tag{3.17}$$

Ainsi, afin de faire tendre la fréquence centrale du mode $N = 1$ du bruit de choc large bande vers la fréquence du bruit de *screech* donnée par la relation (3.15), l'utilisation de la longueur d'onde de l'onde stationnaire $L_{sw} = 2.6r_0$ semble intéressante mais cette longueur ne donne pas des résultats satisfaisants. La longueur finalement considérée dans la relation (3.16) est la taille de la sixième cellule, égale à $2.35r_0$. Cette cellule est située en $z \simeq 15r_0$ et se situe ainsi au niveau du centre du cercle sur lequel la densité spectrale de puissance des fluctuations de pressions a été calculée sur la figure 3.19. Les fréquences associées aux modes $N = 1$ et $N = 2$ du bruit de choc large bande sont ainsi représentées sur la figure 3.19. Elles sont en très bon accord avec le bruit de choc large bande du jet simulé.

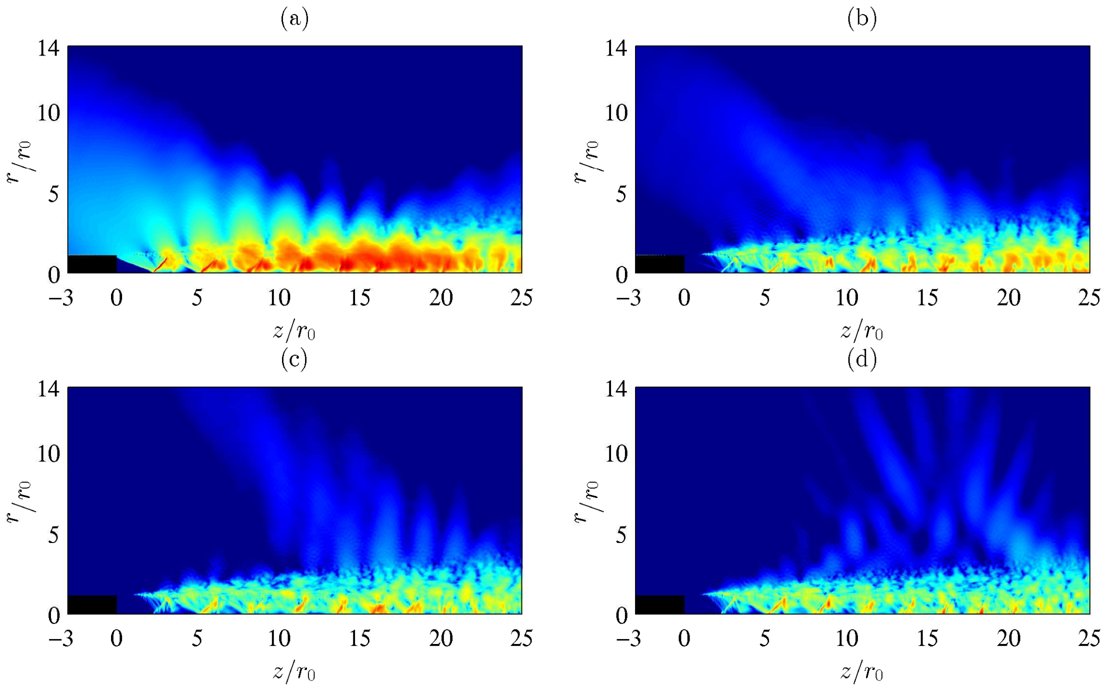

FIGURE 3.20 – Champs d'amplitude dans le plan (z, r) obtenus pour les fréquences (a) $St = 0.305$, (b) $St = 0.40$, (c) $St = 0.50$ et (d) $St = 0.60$.

Afin de mieux illustrer les propriétés du bruit de choc large bande du jet simulé, les champs d'amplitude obtenus dans le plan (z, r) pour quatre fréquences entre $St = 0.305$ et $St = 0.60$ sont présentés sur la figure 3.20. La figure 3.20(a) montre le champ d'amplitude à la fréquence du bruit de *screech* $St = 0.305$. Une composante acoustique se propageant dans la direction amont y est donc visible. Sur le champ d'amplitude déterminé pour la fréquence $St = 0.40$ de la figure 3.20(b), une direction de forte amplitude est observée à $\theta \simeq 130$ degrés. Son angle est en très bon accord avec l'expression (3.16) qui fournit $\theta = 125$ degrés pour une fréquence $St = 0.40$. Sur le champ d'amplitude à la fréquence $St = 0.50$ présenté sur la figure 3.20(c), une directivité marquée est observée pour $\theta \simeq 110$ degrés. La relation (3.16) donne $\theta = 104$ degrés pour cette fréquence. Enfin, sur le champ d'amplitude à la fréquence $St = 0.60$ de la figure 3.20(d), une direction de forte amplitude est notée dans la direction radiale mais sa directivité est nettement moins marquée que pour les fréquences précédentes. La relation (3.16) donne $\theta = 90$ degrés pour cette fréquence. Par ailleurs, sur les figures 3.20(b) 3.20(c) et 3.20(d), le bruit de choc large bande semble provenir d'un point situé sur l'axe à environ $z = 15r_0$, ce qui a motivé le choix de ce point comme origine pour le cercle donnant les résultats acoustiques sur la figure 3.19.

3.3 Jets ronds sous-détendus impactant une paroi

Les jets considérés dans cette section présentent les mêmes caractéristiques en amont que le jet libre étudié précédemment. Ils ont un taux de détente égal à $NPR = P_r/P_{amb} = 4.03$, un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.56$, un nombre de Reynolds de $Re_j = 6 \times 10^4$ et un nombre de Mach d'éjection de $\mathcal{M}_e = 1$. Quatre jets impactant une paroi située à une distance de la sortie de buse comprise entre $L = 4.16r_0$ et $L = 9.32r_0$ sont simulés.

3.3.1 Paramètres des simulations

Quatre simulations des grandes échelles de jets ronds sous-détendus impactant une paroi sont effectuées à l'aide du code de résolution cylindrique. Pour les différents cas, la distance L entre les lèvres de la buse et la paroi est égale à $4.16r_0$, $5.6r_0$, $7.3r_0$ et $9.32r_0$, comme il est présenté dans le tableau 3.2. Ces jets sont désignés respectivement JetL4, JetL5, JetL7 et JetL9. Les conditions d'éjection et les distances entre les lèvres de la buse et la paroi ont été choisies afin de se rapprocher des valeurs d'une étude expérimentale menée par Henderson *et al.* [59].

	$\mathcal{M}_j$	Re_j	L
JetL4	1.56	6×10^4	$4.16r_0$
JetL5	1.56	6×10^4	$5.6r_0$
JetL7	1.56	6×10^4	$7.3r_0$
JetL9	1.56	6×10^4	$9.32r_0$

TABLE 3.2 – Paramètres des jets : nombre de Mach parfaitement détendu $\mathcal{M}_j$, nombre de Reynolds Re_j et distance entre les lèvres de la buse et la paroi L.

La position de la paroi par rapport au réseau de cellules de chocs obtenu pour le jet libre est représentée sur la figure 3.21. Pour $L = 4.16r_0$, la paroi se trouve dans la première moitié de la seconde cellule de choc. A cette position, la vitesse moyenne augmente et la pression moyenne diminue sur l'axe du jet avec la direction axiale. Pour $L = 5.6r_0$, la paroi se situe dans la deuxième moitié de la seconde cellule, où la vitesse moyenne sur l'axe du jet diminue et la pression moyenne augmente sur l'axe du jet avec la direction axiale. Pour $L = 7.3r_0$ et $L = 9.32r_0$, les parois sont placées dans les premières moitiés des troisième et quatrième cellules de choc, respectivement. Ces résultats sont importants car d'après Henderson *et al.* [59], la présence d'une boucle de rétroaction aéroacoustique dans un jet supersonique non-adapté dépend de la position de la paroi dans le réseau de cellules de chocs du jet libre correspondant.

Les jets sont simulés à l'aide d'une tuyère cylindrique de rayon r_0. Le profil de couche limite laminaire de Blasius d'épaisseur $\delta = 0.15r_0$ est imposé dans la buse et l'excitation des couches de mélange à l'aide d'anneaux tourbillonnaires est employée avec une intensité du forçage égale à $\alpha = 0.02$. Les maillages cylindriques (n_r, n_θ, n_z) contiennent entre 171 et 217 millions de points, comme rapporté dans le tableau 3.3.

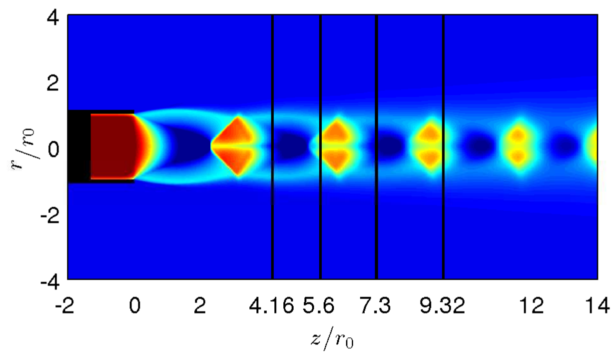

FIGURE 3.21 – Champ moyen de masse volumique obtenu dans le plan (z, r) pour le jet libre. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 1 à 3 kg.m^{-3}. Les lignes noires indiquent les positions des parois pour les quatre jets impactant une paroi.

	n_r	n_θ	n_z	nombre de points
JetL4	500	512	668	171×10^6
JetL5	500	512	764	195×10^6
JetL7	500	512	780	200×10^6
JetL9	500	512	847	217×10^6

TABLE 3.3 – Paramètres des maillages : nombre de points dans les directions radiale, azimutale et axiale, et nombre total de points.

Pour les quatre jets calculés, le maillage est à pas variable dans les directions radiale et axiale. Les variations de la taille de maille sont présentées sur la figure 3.22. Les variations de la taille de maille dans la direction radiale sont données sur la figure 3.22(a). La taille de maille minimale se situe au niveau de la couche de mélange du jet, à $r = r_0$ et est égale à $\Delta r = 0.0075 r_0$. Le maillage est ensuite étiré pour atteindre $\Delta r = 0.06 r_0$ en $5r_0 \leq r \leq 15r_0$. Pour $r \geq 15r_0$, une zone éponge est implémentée. Dans la direction axiale, les variations de la taille de maille pour chacun des quatre maillages sont montrées sur la figure 3.22(b). La taille de maille minimale se situe au niveau de la sortie de buse et de la paroi. Elle est la même pour les quatre jets simulés et vaut $\Delta z = 0.0075 r_0$. La taille de maille maximale est égale à $\Delta z = 0.015 r_0$ pour JetL4 et JetL5, et à $\Delta z = 0.03 r_0$ pour JetL7 et JetL9. De la même manière que pour le jet libre, ces tailles de maille permettent la propagation d'ondes acoustiques dont le nombre de Strouhal est inférieur à $St_j = 6.4$. Afin de préserver la précision numérique des schémas de différenciation spatiale, les maillages sont étirés à des taux inférieurs à 1% à l'extérieur des zones éponges.

Environ 250000 itérations temporelles ont été effectuées au total, dont 200000 pour le régime permanent. Le temps simulé pour le régime permanent est ainsi de $1300 r_0/u_j$.

La discrétisation du jet de paroi qui se forme après l'impact du jet est à présent discutée. Cette discrétisation est évaluée en exprimant les tailles de maille Δz, Δr et $r\Delta\theta$ en unités de paroi pour la couche limite obtenue en $r = 4r_0$.

Dans la direction axiale, on obtient :

$$\Delta z^+ = \frac{\Delta z u_\tau}{\nu} \tag{3.18}$$

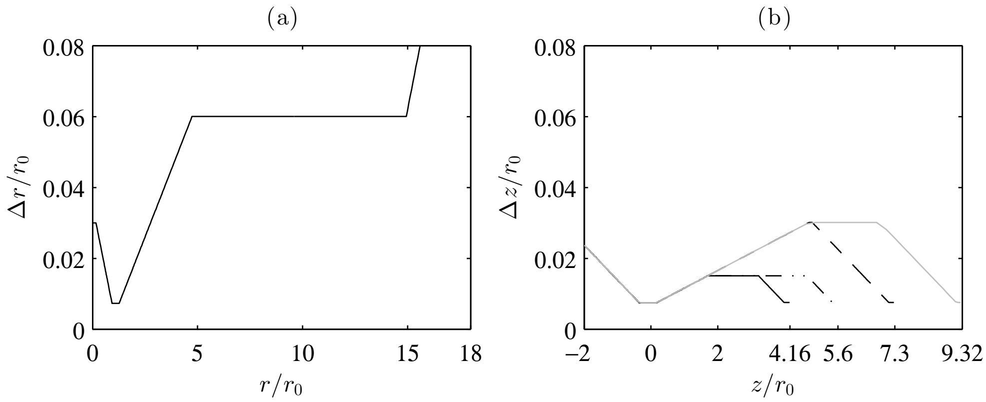

FIGURE 3.22 – Evolution de la taille des mailles dans la direction (a) radiale et (b) axiale pour —— JetL4, —·— JetL5, — — — JetL7 et —— JetL9.

où $u_\tau = \sqrt{\tau_\omega/\rho}$ est la vitesse de frottement calculée à partir de la tension visqueuse moyenne à la paroi τ_ω. Cette dernière est déterminée à partir des champs moyens de vitesse totale qui seront présentés plus loin. Les tailles des mailles au niveau de la paroi en $r = 4r_0$, exprimées en unités de paroi, sont fournies dans le tableau 3.4.

	Δz^+	Δr^+	$\Delta\theta^+$
JetL4	4.5	24	31
JetL5	5.3	28	35
JetL7	5.4	29	36
JetL9	5.4	28	35

TABLE 3.4 – Tailles des mailles au niveau de la paroi en $r = 4r_0$, en unités de paroi.

Au niveau de la paroi, dans les directions radiale et azimutale, parallèles à la paroi, les mailles doivent être suffisamment petites pour capturer les structures cohérentes se développant dans la couche limite. Elles sont égales à environ $\Delta r^+ \simeq r\Delta\theta^+ \simeq 30$ pour les quatre jets simulés. Ces résultats sont à comparer aux valeurs utilisées pour la LES de couches limites turbulentes dans la littérature. Viazzo *et al.* [159] et Gloerfelt et Berland [55] utilisent les valeurs $\Delta^+ \simeq 35$ et $\Delta^+ \simeq 15$ dans les directions parallèles à la paroi et Schlatter *et al.* [122] obtiennent des valeurs $\Delta^+ \simeq 25$ et $\Delta^+ \simeq 11$ dans ces directions. Dans la direction axiale, normale à la paroi, la valeur $\Delta z^+ \simeq 5$ est trouvée. Cette valeur est plus faible que dans les directions radiale et azimutale afin de permettre une bonne discrétisation du gradient de vitesse mais ne permet pas de simuler avec une bonne précision la couche limite turbulente du jet de paroi située autour du jet principal. Cependant, cela ne constitue pas un objectif de la présente étude.

3.3.2 Représentations instantanées

Comme pour le jet libre, des visualisations 3-D sont présentées sur la figure 3.23 pour JetL4 et sur la figure 3.24 pour JetL9. Pour JetL4, la figure 3.23 permet de mettre en évidence le réseau de cellules de chocs dans le jet et la couche de mélange. La pression fluctuante dans le plan $\theta = 0$ degré est également représentée afin de montrer le champ acoustique proche. Pour

JetL4, sur la figure 3.23, de grandes structures turbulentes sont visibles dans la couche de mélange du jet. Dans le champ acoustique, des ondes acoustiques se propageant vers l'amont apparaissent en phase de part et d'autre du jet. Ces observations suggèrent la présence d'un mode d'oscillation axisymétrique du jet.

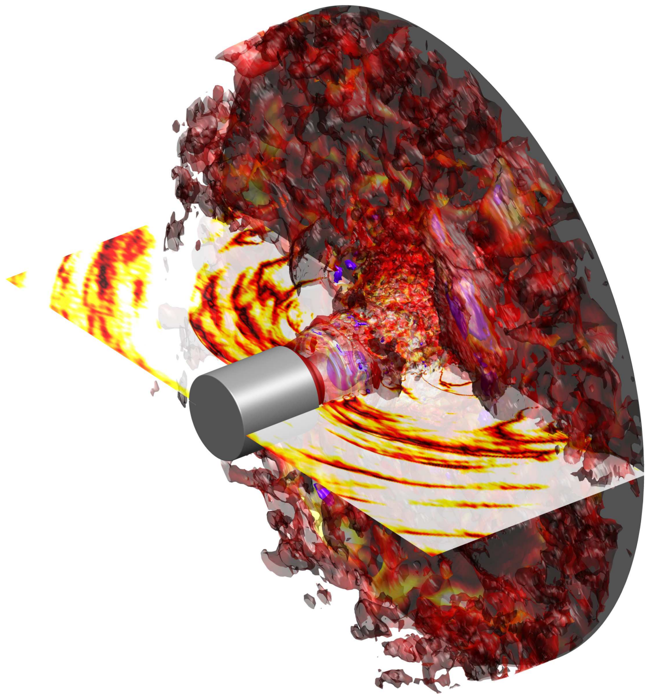

FIGURE 3.23 – Visualisation 3-D du jet JetL4. Les isosurfaces en mauve et rouge correspondent aux valeurs 0.8 et 2.5 kg.m^{-3}. Les isosurfaces associées à la valeur de 1.25 kg.m^{-3} sont également représentées et sont colorées par le nombre de Mach local. Le champ de pression fluctuante dans le plan $\theta = 0$ degré est aussi montré. La buse et la paroi sont en gris.

Pour JetL9, sur la figure 3.24, le réseau de cellules de chocs et la couche de mélange du jet sont également visibles. En sortie de buse, des structures étirées dans la direction axiale sont observées sur la frontière extérieure de la couche de mélange. Ces structures ont déjà été mise en évidence dans plusieurs études expérimentales, comme celle de Arnette *et al.* [4]. Elles sont dues aux petites perturbations présentes en sortie de buse qui sont amplifiées par des instabilités de type Taylor-Goertler. La pression fluctuante dans le plan $\theta = 0$ degré est également montrée. Comme pour le jet libre, une composante acoustique se propageant vers l'amont est constatée, déphasée de part et d'autre de la buse. Ces résultats suggèrent la présence d'un mode d'oscillation hélicoïdal du jet.

Une vue instantanée de la norme de la vorticité obtenue dans la plan (z, r) pour les quatre jets impactant étudiés est présentée sur la figure 3.25. Pour JetL4, sur la figure 3.25(a), de larges structures tourbillonnaires dont la taille est de l'ordre de $0.2r_0$ sont visibles en $z \simeq 3r_0$ dans la couche de mélange du jet. La distance entre les deux lignes de glissement situées en aval du disque de Mach est égale à $0.5r_0$. Elle est significativement plus grande que pour le jet libre pour lequel cette distance, donnée sur la figure 3.9, est de $D_M = 0.25r_0$. Cette différence est due à la présence de la paroi qui déforme le réseau de cellules de chocs, ce qui, dans ce cas, crée un disque de Mach de diamètre plus important. Pour JetL5, JetL7 et JetL9, la couche de

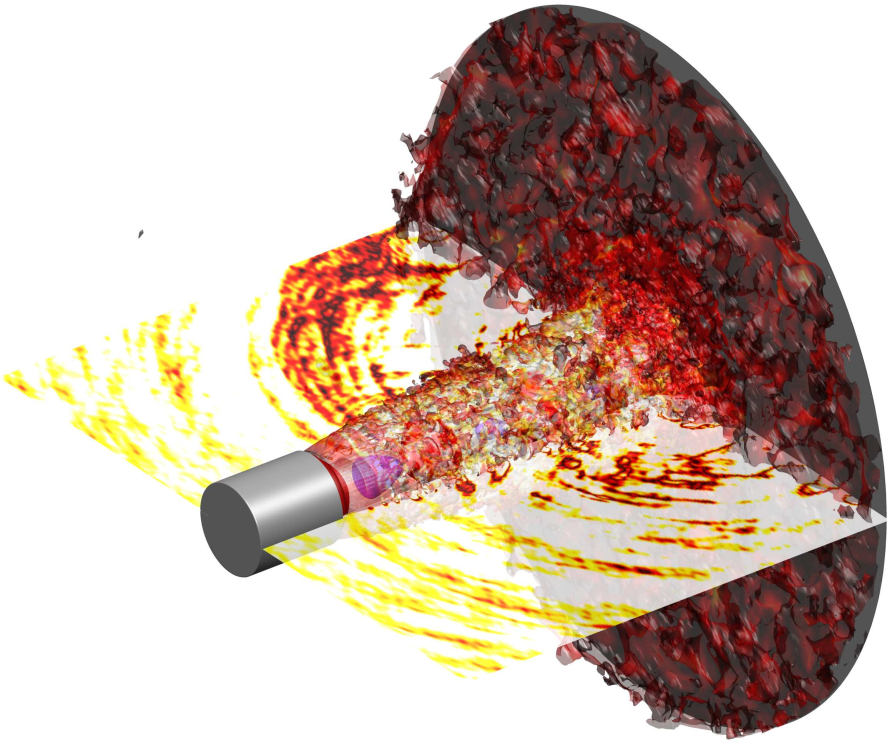

FIGURE 3.24 – Visualisation 3-D du jet JetL9. Les isosurfaces en mauve et rouge correspondent aux valeurs 0.8 et 2.5 kg.m^{-3}. Les isosurfaces associées à la valeur de 1.25 kg.m^{-3} sont également représentées et sont colorées par le nombre de Mach local. Le champ de pression fluctuante dans le plan $\theta = 0$ degré est aussi montré. La buse et la paroi sont en gris.

mélange se développe en aval de la buse comme pour le jet libre avec l'apparition de petites et de grandes structures turbulentes.

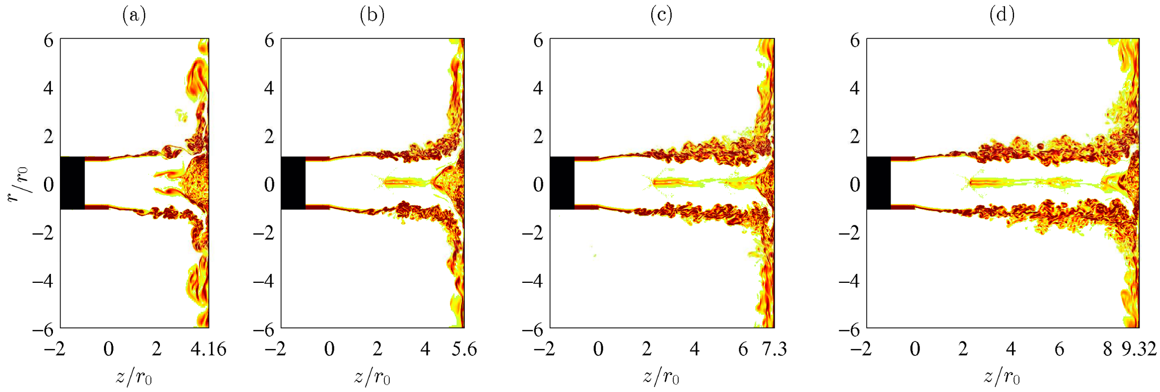

FIGURE 3.25 – Représentations instantanées de la norme de la vorticité $|\omega|$ dans le plan (z, r) pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à $10u_j/D_j$. La buse est en noir.

Une représentation instantanée de la masse volumique et de la pression fluctuante dans le plan (z, r) est fournie sur la figure 3.26 pour les quatre jets. Cette représentation permet notamment de voir, sur une même figure, les grandes structures turbulentes dans les couches de mélange des jets et les ondes acoustiques en champ proche. Pour JetL4, sur la figure 3.26(a), une seule cellule de choc apparaît entre la buse et la paroi. Le disque de Mach est situé en $z_M = 1.85r_0$ alors que dans le jet libre simulé, on le trouve en $z_M = 2.3r_0$. Comme observé sur la figure 3.25(a), le disque de Mach présente également un diamètre plus large que celui du jet libre. Un choc oblique annulaire est visible autour de ce disque de Mach, comme pour le jet libre. Le champ de pression fluctuante contient une principale contribution acoustique venant de la région d'impact. Des ondes acoustiques de fortes amplitudes sont en effet générées au niveau de l'impact et apparaissent en phase de part et d'autre de la buse, comme noté précédemment sur la figure 3.23. Au cours du temps, une oscillation axiale importante du disque de Mach est notée. Cette oscillation correspond ainsi à un mode de pulsation axiale du jet, présenté dans le chapitre 1. Pour JetL5, sur la figure 3.26(b), la première cellule du réseau de cellules de chocs ressemble à celle obtenue pour le jet libre sur la figure 3.5(a). De plus, un disque de Mach se forme en amont de la paroi, à $z = 4.25r_0$, au niveau de la deuxième cellule. Le champ de pression indique la présence d'une contribution acoustique prédominante au niveau de la région d'impact. Des ondes acoustiques sont émises dans cette région, avec un déphasage visible de part et d'autre du jet. Sur la figure 3.26(c), pour JetL7, les deux premières cellules du réseau de cellules de chocs du jet libre apparaissent. Deux contributions acoustiques sont également visibles dans le champ de pression fluctuante. La première est due aux interactions entre le réseau de cellules de chocs et la turbulence dans la couche de mélange du jet. Elle est émise principalement au niveau de la rencontre entre le choc oblique de la première cellule et la couche de mélange. La deuxième contribution acoustique provient de la région d'impact du jet sur la paroi. Cependant, les ondes acoustiques créées au niveau de la région d'impact ne montrent aucune organisation claire au niveau de la buse. Finalement, sur la figure 3.26(d), pour JetL9, un disque de Mach se forme en amont de la paroi, à $z = 7.7r_0$, dans la troisième cellule. Le champ de pression contient les mêmes contributions acoustiques

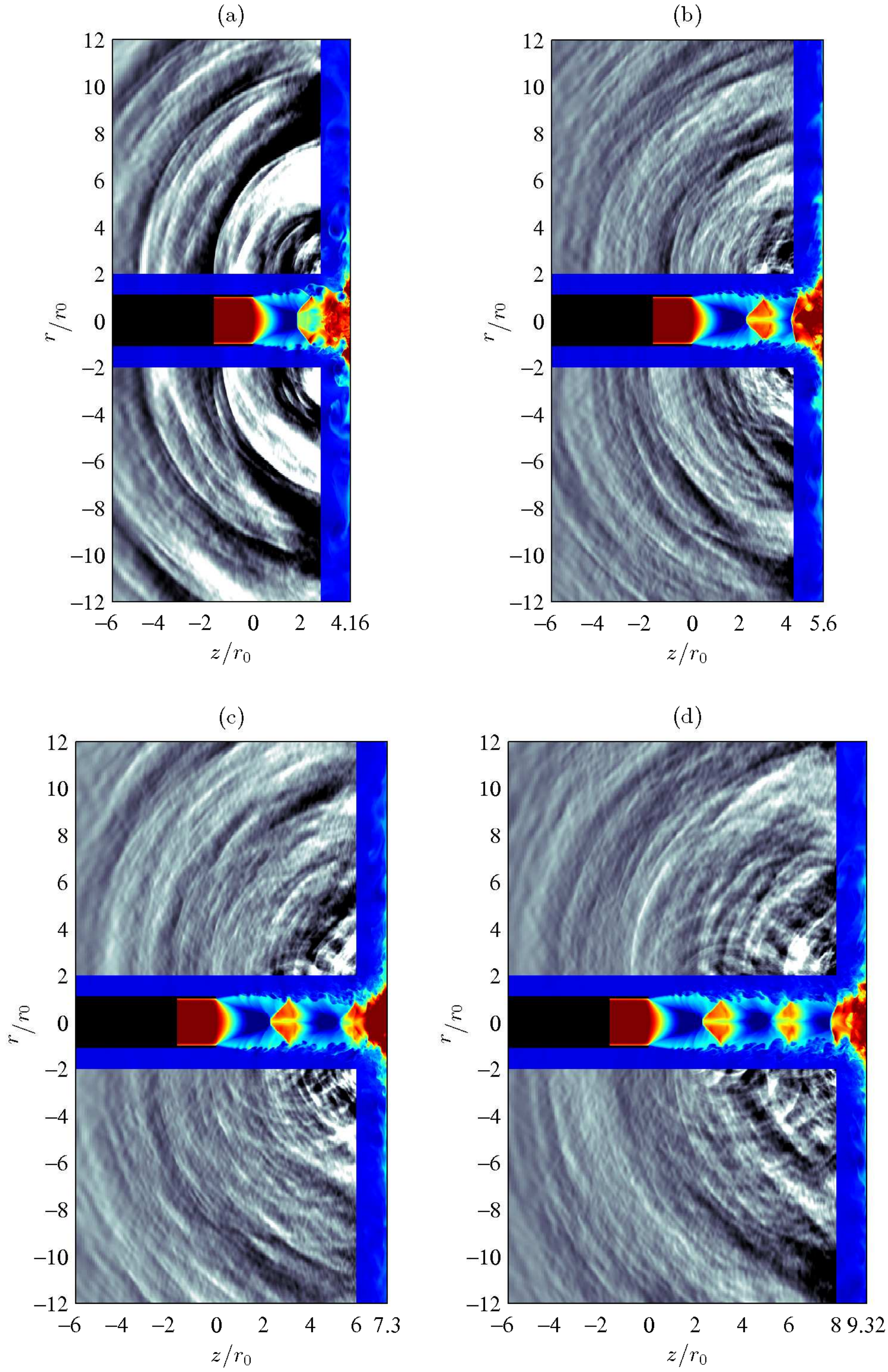

FIGURE 3.26 – Représentations instantanées dans le plan (z, r) de la masse volumique dans les régions proches de l'axe du jet et de la paroi, et de la pression fluctuante pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9. Les échelles de couleur varient pour des valeurs de 1 à 3 kg.m^{-3} pour la masse volumique et de -2000 à 2000 Pa pour la pression fluctuante. La buse est en noir.

que dans le cas JetL7. Les ondes acoustiques créées au niveau de la région d'impact exhibent une organisation en opposition de phase au niveau de la buse, comme déjà observé sur la figure 3.24.

3.3.3 Champs moyens de vitesse

Les champs moyens de vitesse totale obtenus dans le plan (r, z) sont présentés sur la figure 3.27. Un bon accord est trouvé avec les données expérimentales de Henderson *et al.* [59], également montrées sur la figure dans des rectangles noirs. Cependant, pour JetL5 et JetL7, les cellules de choc semblent plus petites dans la simulation que dans l'expérience. Cela a pour conséquence, pour JetL7, la présence d'un disque de Mach en amont de la paroi dans le jet de Henderson *et al.* [59] et l'absence d'un tel disque dans le jet simulé. Pour JetL4, sur la figure 3.27(a), les effets de la paroi sur la forme de la première cellule de choc, déjà observés sur la figure 3.26(a), sont visibles. Finalement, pour JetL5 et JetL9, une deuxième et une troisième cellule ne peuvent respectivement pas se former entièrement avant la paroi et un disque de Mach est créé en amont de la paroi. Au contraire, pour JetL7, sur la figure 3.27(c), les deux premières cellules de choc du jet libre semblent s'insérer parfaitement entre les lèvres de la buse et la paroi, et il n'y a pas formation d'un disque de Mach.

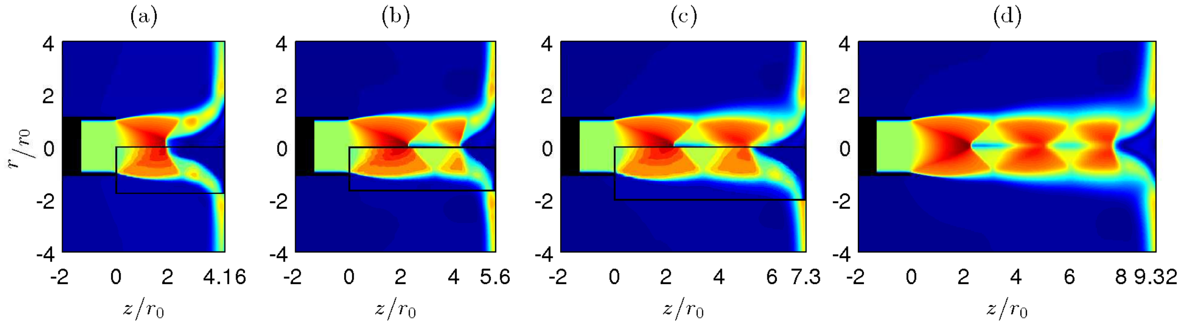

FIGURE 3.27 – Champs moyens de vitesse totale dans le plan (z, r) pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 500m.s^{-1}. Les résultats expérimentaux de Henderson *et al.* [59] sont représentés dans les rectangles noirs.

Les profils de la vitesse moyenne axiale $< u_z >$ sur l'axe du jet obtenus pour les quatre jets sont tracés sur la figure 3.28. Ils sont comparés avec les données expérimentales de Henderson *et al.* [59] et avec avec les résultats numériques de Dauptain *et al.* [37, 38]. Ces derniers auteurs ont effectués une simulation des grandes échelles sur un maillage non-structuré pour deux jets possédant les mêmes conditions d'éjection et des distances entre la buse et la paroi égales à $4.16r_0$ et $8.32r_0$. Pour JetL4, sur la figure 3.28(a), les résultats de la simulation sont en très bon accord à la fois avec les résultats expérimentaux de Henderson *et al.* [59] et avec les résultats numériques de Dauptain *et al.* [38]. Il peut cependant être noté que la vitesse est légèrement supérieure en amont du choc droit dans les deux études numériques. La même différence est visible pour JetL5, JetL7 et JetL9. Pour JetL5, sur la figure 3.28(b), la structure de cellules de chocs du jet simulé est similaire à celle du jet de Henderson *et al.* [59]. Un écart de niveau de vitesse est cependant constaté entre le disque de Mach de la première cellule situé à $z_M = 2.3r_0$ et le disque de Mach en amont de la paroi en $z = 4.25r_0$. Il peut être attribué à des difficultés de mesures PIV, le disque de Mach de la première cellule ayant un

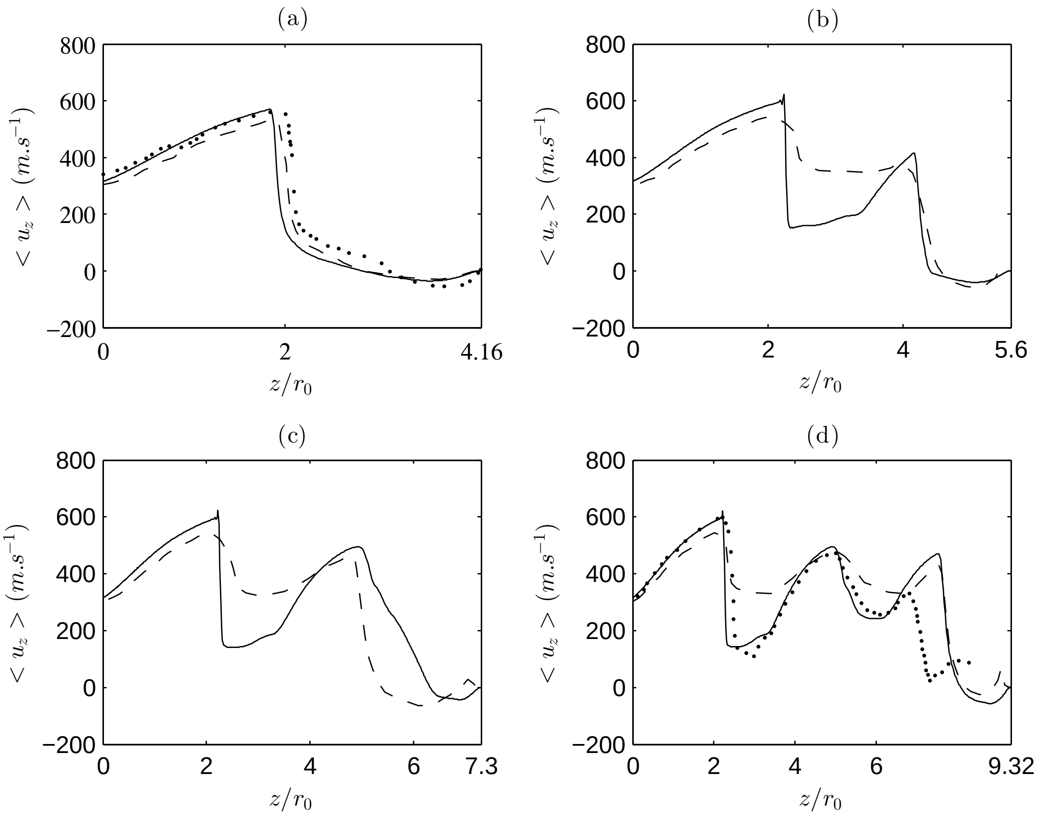

FIGURE 3.28 – Vitesses moyennes axiales sur l'axe des jets en fonction de la direction axiale pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9; —— résultats des simulations, — — — résultats expérimentaux de Henderson *et al.* [59], et • résultats numériques de Dauptain *et al.* [37, 38] pour des distances entre la buse et la paroi égales à (a) $4.16r_0$ et (d) $8.32r_0$.

diamètre de seulement $D_M = 0.25r_0$. La même observation est faite pour JetL7 et JetL9. Pour JetL7, sur la figure 3.28(c), l'absence d'un disque de Mach en amont de la paroi dans le jet simulé et la présence d'un tel disque dans le jet de Henderson *et al.* [59] sont ici clairement visibles. En effet, pour le jet simulé, la vitesse diminue progressivement en amont de la paroi alors qu'elle diminue brutalement pour le jet de Henderson *et al.* [59]. Pour JetL9, sur la figure 3.28(d), la structure de cellules de chocs du jet simulé est similaire à celle obtenue par Henderson *et al.* [59]. Par ailleurs, pour les deux premières cellules de choc, les résultats de la simulation sont très proches des résultats de Dauptain *et al.* [38] obtenus pour un même jet impactant une paroi située en $L = 8.32r_0$. Ce bon accord confirme l'imprécision de la PIV dans cette région proche de l'axe, au milieu du réseau de cellules de chocs.

Par ailleurs, pour les quatre jets, des zones de recirculation sont visibles dans les régions proches de la paroi. De telles zones ont également été observées expérimentalement par Henderson et Powell [60], Krothapalli *et al.* [72] et Henderson *et al.* [59]. De plus, pour JetL4, JetL5 et JetL9, ces résultats sont en accord avec les résultats de Kuo et Dowling [73]. En effet, ceux-ci ont obtenu une zone de recirculation dans des jets ronds sous-détendus impactant quand la distance entre le disque de Mach formé en amont de la paroi et la paroi est supérieure à $1.2r_0$. Or cette distance est égale à $2.3r_0$, $1.35r_0$ et $1.6r_0$ pour JetL4, JetL5 et JetL9, respectivement. Cette zone de recirculation rend par ailleurs impossible l'utilisation du modèle de Kuo et Dowling [73], présenté dans le chapitre 1, dans lequel l'écoulement est supposé parallèle à l'axe du jet.

Les profils de vitesse moyenne axiale obtenus dans la direction radiale à $z = 1.5r_0$, $z = 3r_0$ et $z = 3.6r_0$ sont montrés sur la figure 3.29. Ils sont comparés aux résultats expérimentaux de Henderson *et al.* [59] et aux résultats numériques de Dauptain *et al.* [38]. Un très bon accord est trouvé entre les différents résultats. La présente simulation semble en particulier un peu mieux reproduire la région proche de l'axe que la simulation de Dauptain *et al.* [38] réalisée sur un maillage non-structuré.

Dans tous les cas, un jet de paroi (*wall jet* en anglais) se forme sur la paroi après l'impact. Les échelles caractéristiques de ce type d'écoulement sont la vitesse maximale u_m, la distance z_m entre la paroi et la position du maximum de la vitesse u_m, et la distance $z_{1/2}$ entre la paroi et la position où la vitesse est égale à $u_m/2$. Ces échelles ont été par exemple utilisées dans les travaux de Irwin [65] et de George *et al.* [53]. Pour les quatre jets étudiés, leurs valeurs, calculées en $r = 4r_0$, sont données dans le tableau 3.5. La vitesse maximale du jet de paroi est plus faible pour JetL4 que pour les autres jets. Les échelles de longueurs z_m et $z_{1/2}$ sont aussi plus grandes pour JetL4 que pour les autres jets, de qui indique une couche limite plus épaisse et un jet de paroi plus large dans ce premier cas, ce qui peut être observé sur la figure 3.27.

	u_m $(m.s^{-1})$	z_m/r_0	$z_{1/2}/r_0$
JetL4	302	0.13	0.41
JetL5	366	0.09	0.29
JetL7	376	0.08	0.21
JetL9	359	0.09	0.32

TABLE 3.5 – Vitesse maximale u_m, distances z_m/r_0 et $z_{1/2}/r_0$ pour les jets de paroi obtenus pour les différents jets à $r = 4r_0$.

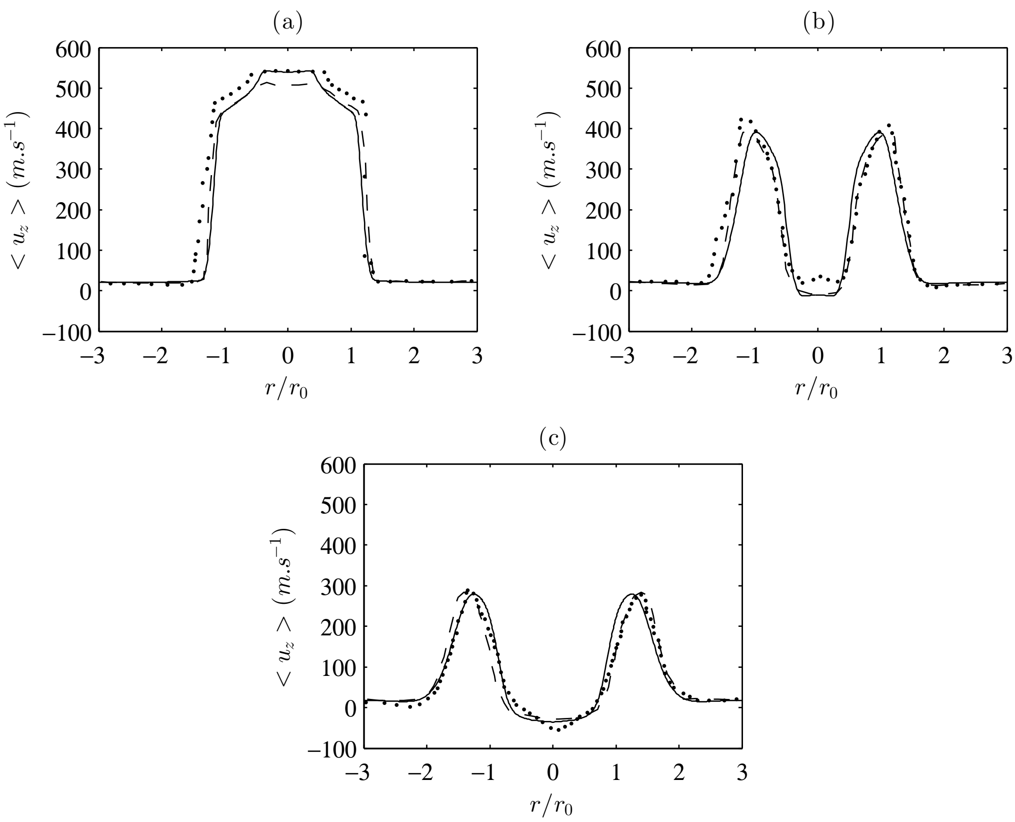

FIGURE 3.29 – Profils de vitesse moyenne axiale en fonction de la direction radiale pour JetL4 à (a) $z = 1.5r_0$, (b) $z = 3r_0$ et (c) $z = 3.6r_0$; —— résultats des simulations, — — — résultats expérimentaux de Henderson *et al.* [59] et • résultats numériques de Dauptain *et al.* [38].

3.3.4 Champs fluctuants de vitesse

Les champs rms de vitesses axiale et radiale sont représentés sur les figures 3.30 et 3.31 respectivement. Pour les quatre jets, dans la couche de mélange du jet, la vitesse rms axiale oscille avec le réseau de cellules de chocs alors que la vitesse rms radiale varie peu, comme pour le jet libre. De plus, sur la figure 3.30, le disque de Mach qui se forme en amont de la paroi dans les cas JetL4, JetL5 et JetL9 apparaît, ce qui signifie que ce disque oscille axialement au cours du temps. Sur la figure 3.31, des niveaux importants sont observés au niveau des jets de paroi. Enfin, sur le champ rms de la vitesse radiale de JetL4 de la figure 3.31(a), il est intéressant de noter que le disque de Mach n'est pas visible, indiquant un mouvement purement axial de ce disque au cours du temps, qui sera analysé plus tard.

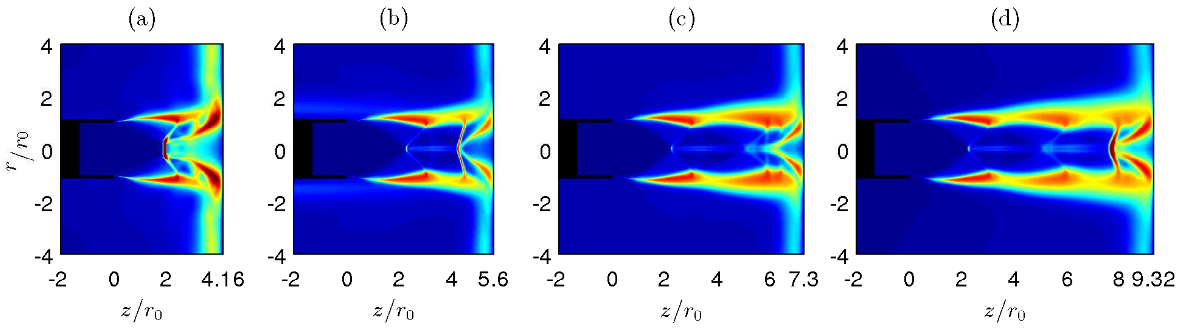

FIGURE 3.30 – Champs rms de la vitesse axiale obtenus dans le plan (z, r) pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 100 m.s^{-1}. La buse est en noir.

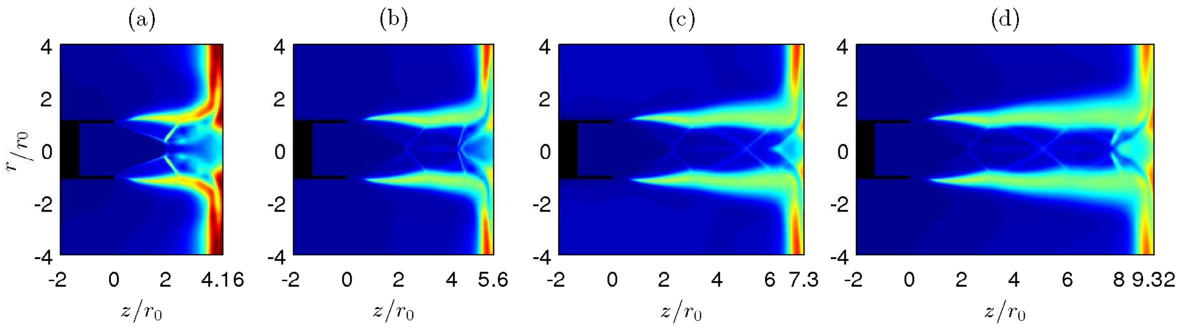

FIGURE 3.31 – Champs rms de la vitesse radiale obtenus dans le plan (z, r) pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 100 m.s^{-1}. La buse est en noir.

Les valeurs maximales des champs de vitesse rms axiale et radiale obtenus dans les couches de mélange des quatre jets sont présentés sur la figure 3.32 en fonction de la distance axiale. Les valeurs calculées pour le jet libre au début de ce chapitre sont aussi tracées. Sur la figure 3.32(a), la valeur maximale de la vitesse rms axiale varie principalement selon le réseau de cellules de chocs. Par ailleurs, les niveaux dans les jets impactant sont légèrement supérieurs à ceux dans le jet libre. Au niveau de la première cellule, les niveaux augmentent de la sortie de buse jusqu'à la distance $z \simeq 2.5r_0$ pour JetL4 et jusqu'à $z \simeq 3r_0$ pour tous les autres jets.

La valeur maximale vaut 18% de la vitesse du jet adapté équivalent u_j pour le jet libre, 19% pour JetL5, JetL7 et JetL9, et 21% pour JetL4. Une diminution rapide des niveaux rms est alors observée pour atteindre en fin de cellule, la valeur de 13.5% dans tous les jets. Pour la valeur maximale de la vitesse rms radiale, sur la figure 3.32(b), son évolution semble moins dépendante du réseau de cellules de chocs. Des niveaux un peu plus élevés sont néanmoins obtenus pour les jets impactant avec des valeurs maximales de 14% de u_j pour JetL4, 12.5% pour JetL5, JetL7 et JetL9, et 11% pour le jet libre.

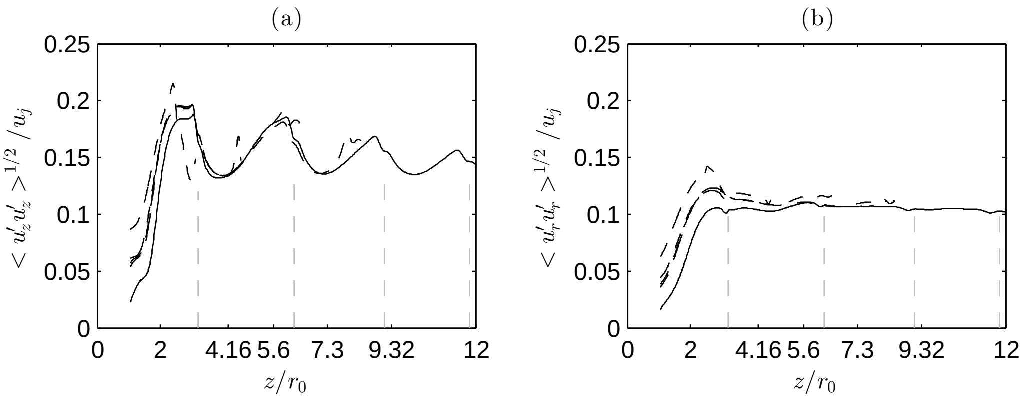

FIGURE 3.32 – Evolution de la valeur maximale de la vitesse rms (a) axiale et (b) radiale le long de la couche de mélange en fonction de la distance axiale; —— résultats pour le jet libre et — — — résultats pour les quatre jets impactant. Les pointillés gris indiquent les fins de cellules du réseau de cellules de chocs.

3.3.5 Vitesse de convection

La vitesse de convection u_c des structures turbulentes dans les couches de mélange des jets impactant a été calculée de la même manière que pour le jet libre en suivant les chemins des maxima de vitesse rms totale. Ce chemin est suivi jusqu'à une distance de l'ordre de r_0 de la paroi. On le prolonge alors de manière rectiligne jusqu'à la paroi. Le chemin trouvé pour JetL9 est représenté sur la figure 3.33. La vitesse de convection, calculée à l'aide de corrélations croisées de la vitesse axiale le long de ce chemin, est présentée sur la figure 3.34(a) pour les quatre jets impactant. La vitesse de convection du jet libre y est aussi montrée pour comparaison.

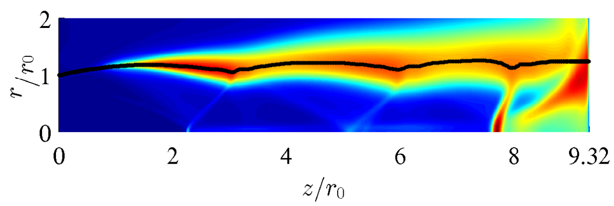

FIGURE 3.33 – Vitesse rms totale pour JetL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 100m.s^{-1}. La ligne noire indique le chemin suivant lequel a été calculé la vitesse de convection.

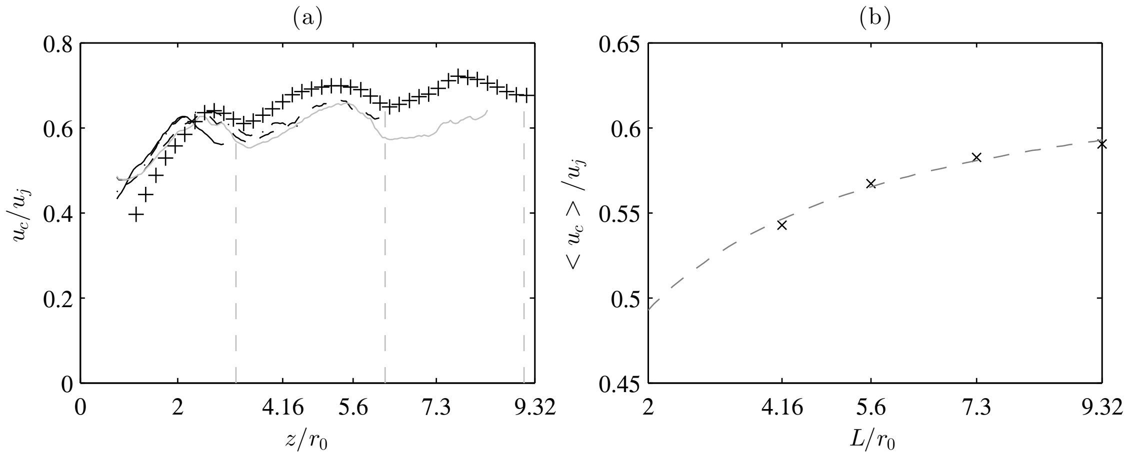

FIGURE 3.34 – (a) Vitesse de convection des structures turbulentes le long des couches de mélange pour —— JetL4, —·— JetL5, — — — JetL7, —— JetL9 et +++ pour le jet libre. Les pointillés gris indiquent les fins des cellules de chocs du jet libre; (b) vitesse moyenne de convection entre la buse et la paroi × pour les quatre jets impactant et — — — donnée par la relation (3.19), en fonction de la distance L/r_0.

Comme pour le jet libre, la vitesse de convection n'est pas constante le long de la couche de mélange mais varie selon le réseau de cellules de chocs, en suivant la vitesse sur l'axe du jet. La déformation de la première cellule de choc dans JetL4 en raison de la présence de la paroi se traduit sur la figure 3.34(a) par une vitesse de convection maximale atteinte à $z = 1.9r_0$ pour JetL4, au lieu de $z = 2.3r_0$ pour le jet libre, JetL5, JetL7 et JetL9. Au vu des variations de la vitesse de convection de la figure 3.34, il ne paraît pas judicieux de faire l'hypothèse d'une vitesse de convection constante pour toutes les distances entre la buse et la paroi, comme dans le modèle de prédiction des fréquences de la boucle de rétroaction de Ho et Nosseir [62] et Nosseir et Ho [98], présenté dans le chapitre 1. La valeur moyenne de la vitesse de convection calculée entre la buse et la paroi est présentée sur la figure 3.34(b) en fonction de la distance L entre la buse et la paroi. Elle varie de $0.54u_j$ pour JetL4 à $0.59u_j$ pour JetL9, et semble pouvoir être estimée par la relation :

$$< u_c > (L) = 0.65u_j - (0.65u_j - 0.5u_e)\frac{1}{1 + L/D_j} \tag{3.19}$$

Le résultat de cette expression a été ajouté sur la figure 3.34(b). Il est intéressant de noter qu'il tend vers la valeur $0.65u_j$ pour de grandes distances L, en accord avec la vitesse du jet libre. De plus, il tend vers la valeur $0.35u_j \simeq 0.5u_e$ en sortie de buse, qui est la vitesse attendue initialement dans la couche de mélange des jets, car la vitesse est égale à u_e en sortie de buse.

3.3.6 Spectres acoustiques amont

Les spectres acoustiques (SPL) obtenus au point de coordonnées $r = 2r_0$ et $z = 0$ sont représentés sur la figure 3.35 en fonction du nombre de Strouhal. Les fréquences tonales dont l'intensité dépasse de 5 dB le bruit large bande sont répertoriées dans le tableau 3.6.

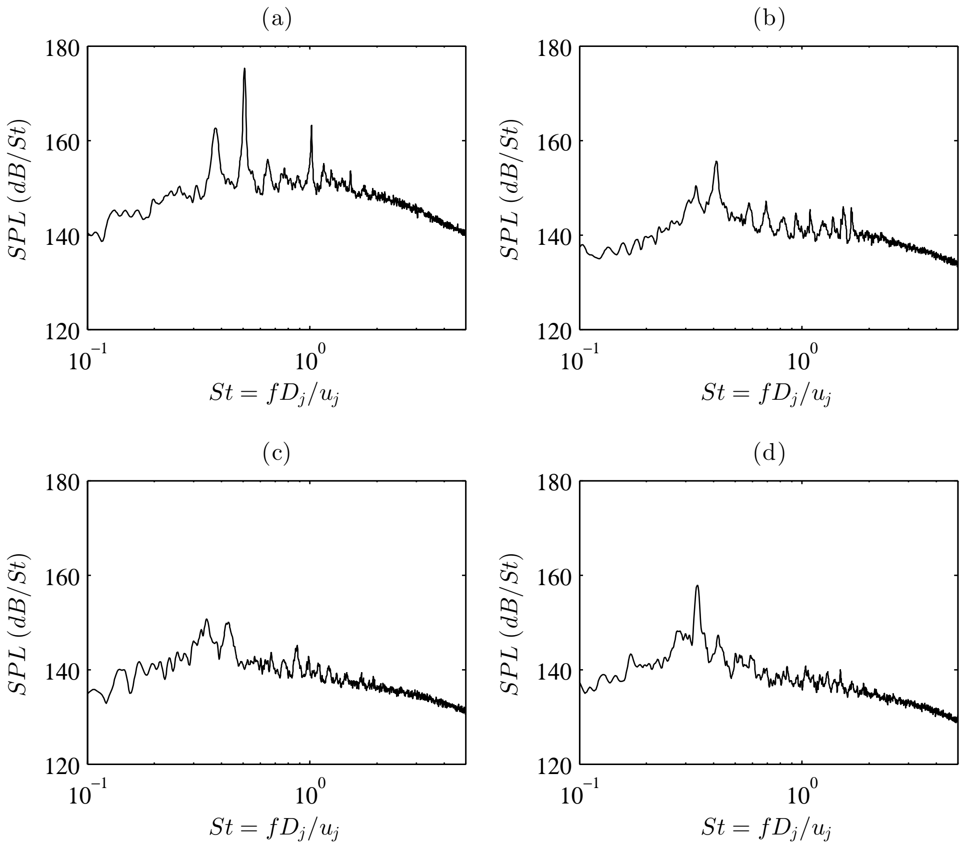

FIGURE 3.35 – Spectres acoustiques (SPL) en $r = 2r_0$ et $z = 0$ en fonction du nombre de Strouhal pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9.

Dans le spectre obtenu pour JetL4, sur la figure 3.35(a), trois fréquences tonales, dont les nombres de Strouhal sont égaux à $St_1 = 0.375$, $St_2 = 0.505$ et $St_3 = 1.01$, émergent. La relation $St_3 = 2St_2$ est vérifiée, indiquant que la troisième fréquence tonale correspond au premier harmonique de la deuxième fréquence tonale. La fréquence tonale à $St_2 = 0.505$ est la fréquence dominante. Son niveau associé dépasse de 20 dB le bruit large bande, et est en accord avec la fréquence tonale dominante observée expérimentalement par Henderson *et al.* [59]. Le spectre acoustique de JetL5, sur la figure 3.35(b), contient plusieurs fréquences tonales pour des nombres de Strouhal compris entre 0.3 et 2. Deux principales fréquences tonales, dépassant de 10 dB le bruit large bande, sont visibles à $St_1 = 0.335$ et $St_2 = 0.415$. Cette dernière valeur correspond à la fréquence tonale dominante. Elle est similaire à celle trouvée expérimentalement [59], égale à $St = 0.41$. Pour JetL7, sur la figure 3.35(c), deux fréquences tonales sont visibles à $St_1 = 0.345$ et $St_2 = 0.42$ et la fréquence tonale dominante $St_1 = 0.345$ est proche de la fréquence tonale expérimentale [59], à $St = 0.32$. Enfin, pour JetL9, sur la figure 3.35(d), une fréquence tonale dominante apparaît, à un nombre de Strouhal de $St_2 = 0.34$, entourée de deux fréquences tonales secondaires.

	St_1	St_2	St_3	expérience [59]
JetL4	0.375	**0.505**	1.01	0.52
JetL5	0.335	**0.415**	-	0.41
JetL7	**0.345**	0.42	-	0.32
JetL9	0.27	**0.34**	0.42	-

TABLE 3.6 – Nombre de Strouhal des fréquences tonales visibles sur les spectres de la figure 3.35. Les fréquences tonales dominantes sont en **gras**. Les fréquences tonales dominantes relevées expérimentalement par Henderson *et al.* [59] sont aussi données.

Dans les cas JetL4, JetL5 et JetL9, un disque de Mach se forme en amont de la paroi, et des fréquences tonales de fortes amplitudes sont observées sur les spectres acoustiques avec des amplitudes qui dépassent de plus de 6 dB le niveau du bruit large bande. Au contraire, dans le cas JetL7, il n'y a pas de disque de Mach en amont de la paroi et les amplitudes des fréquences tonales émergent de moins de 6 dB au dessus du bruit large bande. Ces tendances sont en accord avec les résultats expérimentaux de Henderson et Powell [60] qui ont noté un lien entre la présence d'une forte composante tonale dans les spectres acoustiques et la formation d'un disque de Mach en amont de la paroi. Par ailleurs, le cas JetL7 permet de faire une remarque supplémentaire. Dans ce cas, en effet, la présence d'un disque de Mach a été relevée dans l'expérience mais pas dans la simulation. La fréquence tonale de la boucle de rétroaction est cependant similaire dans les deux cas. Cette fréquence semble donc ne pas dépendre de la formation d'un disque de Mach en amont de la paroi, ce qui n'est pas le cas de l'amplitude des composantes tonales résultantes.

3.3.7 Etude des fréquences tonales

Les composantes tonales mises en évidence dans la section précédente sont dues à une boucle de rétroaction aéroacoustique. Les fréquences tonales associées aux modes d'une telle boucle peuvent être prédites par le modèle de Ho et Nosseir [62] et Nosseir et Ho [98] présenté dans le chapitre 1, qui s'écrit :

$$\frac{N}{f} = \frac{L}{< u_c >} + \frac{L}{c_0} \tag{3.20}$$

où $< u_c >$ est la vitesse de convection des structures turbulentes entre la buse et la paroi. Dans ce travail, cette vitesse dépend de la distance entre la buse et la paroi, et est donnée par l'expression (3.19).

Les nombres de Strouhal des fréquences tonales données dans le tableau 3.6 pour les quatre jets sont présentés sur la figure 3.36 en fonction de la distance entre la buse et la paroi. Les données expérimentales de Henderson *et al.* [59] pour des jets avec des conditions d'éjections similaires à celles des jets simulés, et de Henderson [58] pour des jets sous-détendus avec des nombres de Mach parfaitement détendus de 1.52, 1.58 et 1.64 sont aussi montrées. Les fréquences tonales prédites par la relation (3.20) sont également représentées.

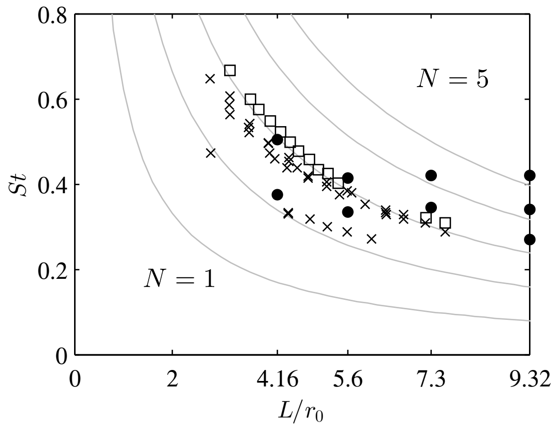

FIGURE 3.36 – Nombres de Strouhal des fréquences tonales obtenues pour • les jets simulés, □ expérimentalement par Henderson *et al.* [59] pour des jets aux conditions d'éjections similaires et × expérimentalement par Henderson [58] pour des jets sous-détendus à des nombres de Mach parfaitement détendus de 1.52, 1.58 et 1.64; —— valeurs prédites par la relation (3.20).

Un très bon accord est trouvé entre les résultats des simulations et les résultats expérimentaux. Par ailleurs, les fréquences tonales semblent bien prédites par la relation (3.20). Celles obtenues pour JetL4 et JetL5 sont associées aux deuxième et troisième modes du modèle. Celles pour JetL7 correspondent aux troisième et quatrième modes du modèle et enfin celles de JetL9 aux modes 3, 4 et 5. Quant à la fréquence tonale dominante, elle est attribuée au troisième mode pour JetL4, JetL5 et JetL7, et au quatrième mode pour JetL9. Cette évolution étagée de la fréquence tonale dominante avec l'augmentation de la distance entre la buse et la paroi permet à cette fréquence de rester dans l'intervalle entre $St = 0.34$ et $St = 0.505$. Ce type d'évolution est caractéristique d'un mécanisme de rétroaction aéroacoustique comme il a été pointé par Wagner [160] et Henderson [58] par exemple. Il est également retrouvé pour des écoulements affleurant une cavité [117].

3.3.8 Analyse des propriétés des champs de pression acoustique

Une méthode de décomposition de Fourier est appliquée aux champs de pression 2-D obtenus dans le plan (z, r) de la même façon que pour le jet libre. Pour les quatre jets impactant, l'amplitude et la phase des fréquences tonales obtenues dans les spectres acoustiques sont représentées. Des informations sur la nature des modes d'oscillation du jet associés à ces fréquences sont données par les champs de phase, et des informations sur les sources acoustiques sont visibles dans les champs d'amplitude et de phase. Afin de décrire ces champs, nous appellerons α l'angle repéré au niveau de la région d'impact entre la direction amont et les ondes acoustiques se propageant à partir de la région d'impact, comme il est illustré sur la figure 3.37(a). Pour JetL4, les champs d'amplitude et de phase des deux fréquences tonales sont présentés sur la figure 3.37. La fréquence tonale $St_1 = 0.375$ est considérée dans les figures 3.37(a) et 3.37(b). Sur le champ d'amplitude, on distingue le disque de Mach dans le jet et le choc oblique annulaire à sa périphérie. Un réseau de structure est également visible dans le jet, entre la buse et la paroi. Un lobe est notamment visible centré autour de $z = 2.5r_0$ et deux autres demi-lobes apparaissent près de la buse et de la paroi. En considérant les deux demi-lobes situés au niveau de la buse et de la paroi comme un lobe, il y a deux lobes entre la buse et la paroi. Sur la figure 3.37(b), un déphasage de 180 degrés peut être vu de part et d'autre du jet. Cela indique que la fréquence tonale $St_1 = 0.375$ correspond à un mode d'oscillation sinueux ou hélicoïdal du jet. Une décomposition en série de Fourier appliquée à 32 capteurs régulièrement espacés dans la direction azimutale au point de cordonnées $z = 0$ et $r = 2r_0$ permet de confirmer la nature hélicoïdale du mode. Afin de visualiser ce mode, la pression fluctuante filtrée autour de $St_1 = 0.375$ puis normée est représentée sur la figure 3.38(a) en fonction de la direction azimutale à trois instants séparés par un temps $T_1/3$, où T_1 est la période temporelle correspondante à St_1. L'évolution hélicoïdale du champ de pression à cette fréquence est clairement visible.

Les champs d'amplitude et de phase pour la fréquence tonale $St_2 = 0.505$ sont présentés sur les figures 3.37(c) et 3.37(d). Sur la figure 3.37(c), trois lobes apparaissent entre la buse et la paroi. Par ailleurs, sur la figure 3.37(d), il n'y a pas de déphasage de part et d'autre du jet, indiquant un mode d'oscillation axisymétrique du jet. De la même manière que pour le mode hélicoïdal, ce mode est visualisé sur la figure 3.38(b) à l'aide d'une représentation de la pression fluctuante filtrée autour de $St_2 = 0.505$ puis normée à trois instants séparés de $T_2/4$, où T_2 est la période temporelle correspondante à St_2. L'évolution axisymétrique du champ de pression à cette fréquence apparaît. Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux de Henderson *et al.* [59] et les résultats numériques de Dauptain *et al.* [38] qui ont obtenu une oscillation axisymétrique du jet pour un jet similaire, à la fréquence $St = 0.52$. Par ailleurs, pour la fréquence tonale $St_2 = 0.505$, deux contributions acoustiques sont visibles sur la figure 3.37(c). La première contribution acoustique est observée dans la région proche de la couche de mélange du jet, de part et d'autre de la buse, pour $0 \leq \alpha \leq 20$ degrés. Cette contribution correspond aux ondes acoustiques se propageant vers l'amont qui permettent de fermer la boucle de rétroaction aéroacoustique. La seconde contribution est visible pour $40 \leq \alpha \leq 70$ degrés et semble être générée d'un point situé sur la paroi en $r \simeq 3r_0$. Cette position coïncide avec une zone de forte intensité dans le champ d'amplitude sur la figure 3.37(c). Le champ lointain dans la direction radiale est ainsi principalement dû à la seconde contribution. Par ailleurs, la zone de forte amplitude dans le champ d'amplitude sur la paroi en $r \simeq 3r_0$ sur la figure 3.37(c) semble correspondre à la source acoustique trouvée expérimentalement par Henderson *et al.* [59] sur la paroi en $r = 2.6r_0$ pour un jet similaire.

Pour JetL5, les champs d'amplitude et de phase obtenus pour les deux fréquences tonales à $St_1 = 0.335$ et à $St_2 = 0.415$ sont représentés sur la figure 3.39. Pour ces deux fréquences,

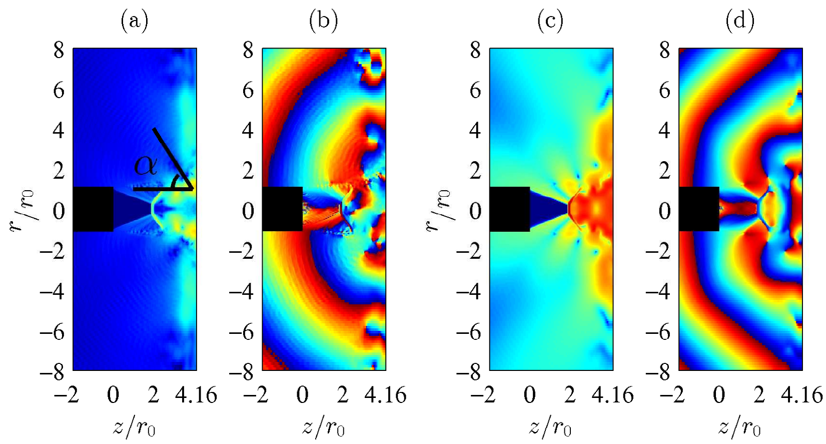

FIGURE 3.37 – Champs d'amplitude et de phase obtenus pour les deux fréquences tonales de JetL4 (a) et (b) à $St_1 = 0.375$, et (c) et (d) à $St_2 = 0.505$.

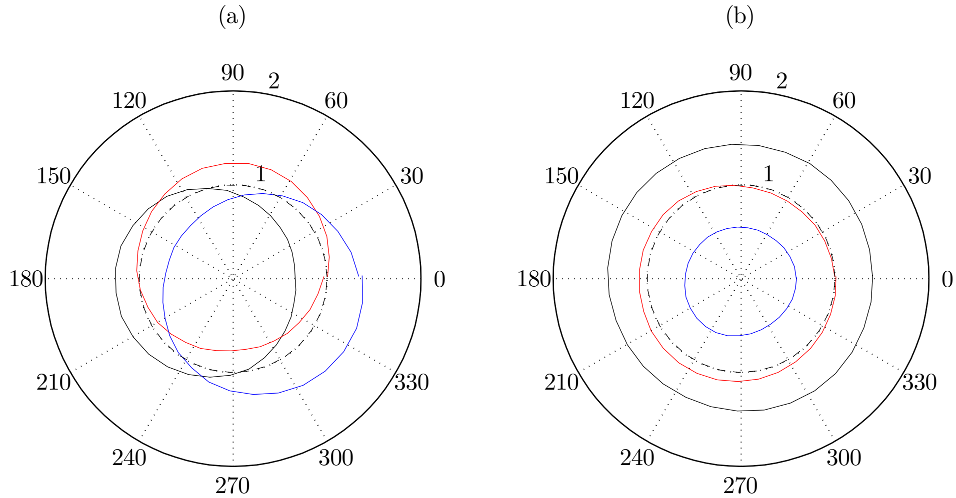

FIGURE 3.38 – Représentation polaire de la pression fluctuante sur le cercle de cordonnées $z = 0$ et $r = 2r_0$ pour JetL4, (a) filtrée autour de $St_1 = 0.375$ à trois instants séparés de $T_1/3$ et (b) filtrée autour de $St_2 = 0.505$ à trois instants séparés de $T_2/4$; — — — cercle de rayon unitaire.

un déphasage de 180 degrés est visible de part et d'autre du jet. En utilisant une décomposition de Fourier de la pression fluctuante dans la direction azimutale, on constate que ces deux fréquences tonales sont associées à des modes hélicoidaux du jet. Sur les champs d'amplitude des figures 3.39(a) et 3.39(c), deux et trois lobes apparaissent, respectivement. Par ailleurs, pour la fréquence tonale dominante $St_2 = 0.415$, les deux contributions acoustiques décrites pour la fréquence tonale dominante de JetL4 sont retrouvées. Dans ce cas, la seconde contribution semble provenir d'un point situé sur la paroi en $r \simeq 4r_0$.

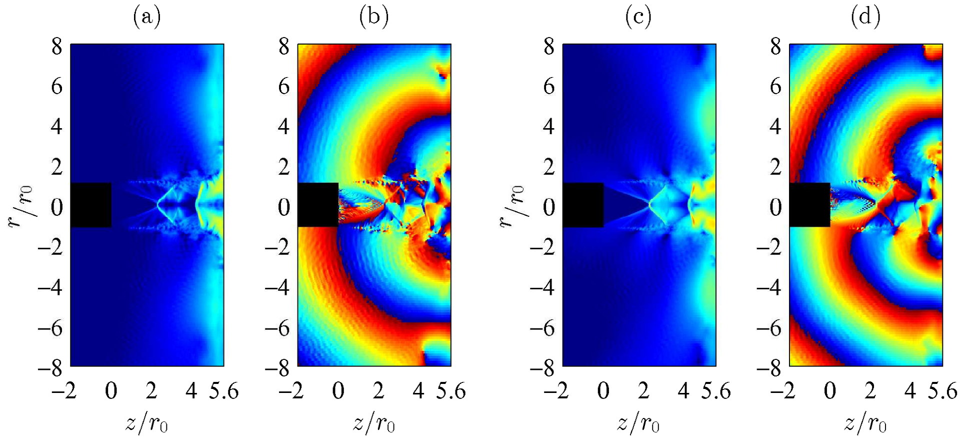

FIGURE 3.39 – Champs d'amplitude et de phase obtenus pour les deux fréquences tonales de JetL5 (a) et (b) à $St_1 = 0.335$, et (c) et (d) à $St_2 = 0.415$.

Pour JetL7, les champs d'amplitude et de phase des deux fréquences tonales $St_1 = 0.345$ et $St_2 = 0.42$ sont présentés sur la figure 3.40. Un déphasage de 180 degrés est visible de part et d'autre du jet sur les figures 3.40(b) et 3.40(d). Ces fréquences peuvent ainsi être associées à des modes hélicoïdaux du jet. Sur les champs d'amplitude des figures 3.40(a) et 3.40(c), trois et quatre lobes sont visibles, respectivement.

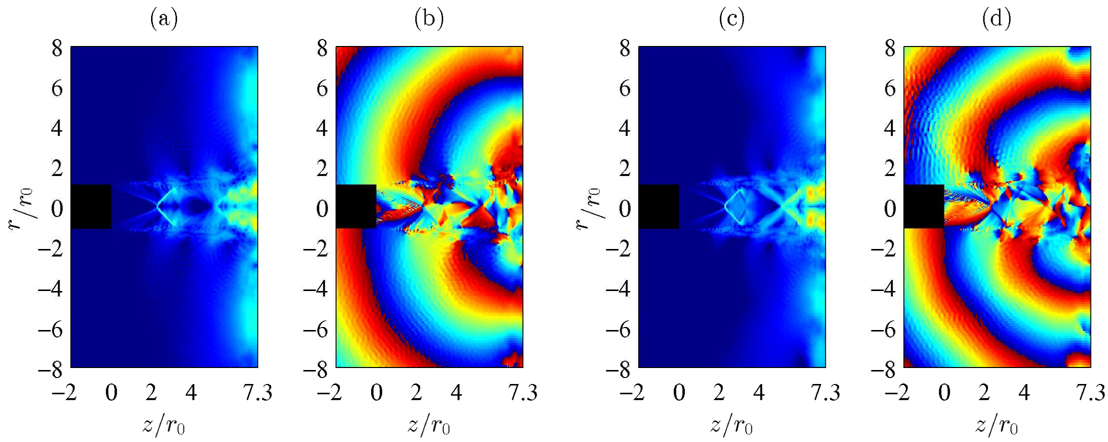

FIGURE 3.40 – Champs d'amplitude et de phase obtenus pour les deux fréquences tonales de JetL7 (a) et (b) à $St_1 = 0.345$, et (c) et (d) à $St_2 = 0.42$.

Pour JetL9, les champs d'amplitude et de phase des trois fréquences tonales $St_1 = 0.27$, $St_2 = 0.34$ et $St_3 = 0.42$ sont montrés sur la figure 3.41. Un déphasage de 180 degrés existe de part et d'autre du jet sur les figures 3.41(b), 3.41(d) et 3.41(f). Comme précédemment, ces fréquences tonales sont liées à des modes hélicoïdaux du jet. Les champs d'amplitude des figures 3.41(a) et 3.41(c) permettent d'identifier trois et quatre lobes respectivement. Par contre, on ne distingue pas clairement un nombre de lobes sur la figure 3.41(e). Par ailleurs, pour la fréquence tonale dominante $St_2 = 0.34$ (figures 3.41(c) et 3.41(d)), les deux contributions acoustiques relevées pour JetL4 et JetL5 pour la fréquence tonale dominante apparaissent. L'origine de la seconde contribution semble être une zone proche de la paroi située à $r \simeq 4r_0$.

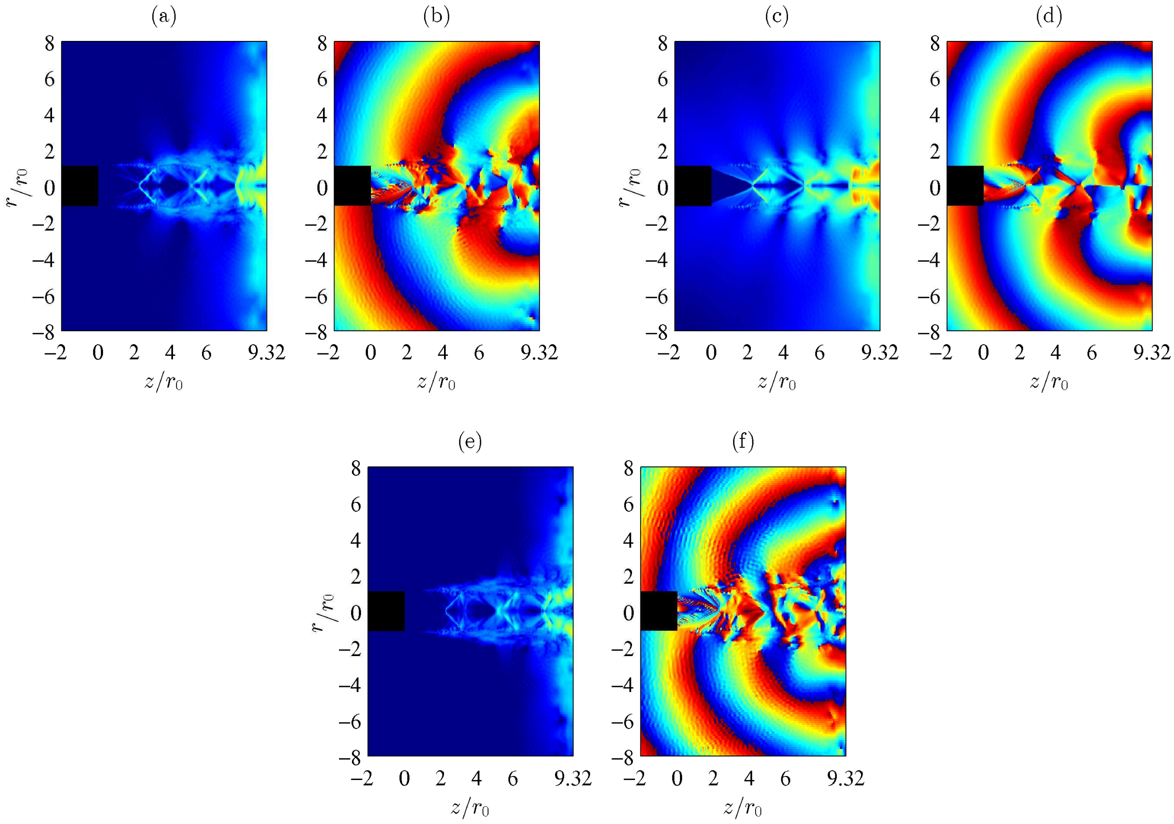

FIGURE 3.41 – Champs d'amplitude et de phase obtenus pour les trois fréquences tonales de JetL9 (a) et (b) à $St_1 = 0.27$, (c) et (d) à $St_2 = 0.34$, et (e) et (f) à $St_3 = 0.42$.

Finalement, dans la très grande majorité des cas, les champs d'amplitude des fréquences tonales des jets montrent un réseau de lobes situé dans les jets entre la buse et la paroi. En considérant les deux demi-lobes situés au niveau des lèvres de la buse et de la paroi, le nombre de lobes correspond au numéro du mode prédit par le modèle de Ho et Nosseir [62]. Ce réseau de lobes est dû à la présence d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique entre la buse et la paroi. Ce type d'ondes a été mise en évidence pour le jet libre en début de chapitre, et expérimentalement par Panda *et al.* [103]. Il sera étudié plus en détails dans le chapitre 4.

3.3.9 Mouvements du disque de Mach proche de la paroi

Pour JetL4, le jet évolue suivant un mode de pulsation axiale comme défini dans le chapitre 1. Ce mode induit un déplacement axial du disque de Mach et un battement du choc oblique annulaire, qui sont illustrés sur la figure 3.42 par quatre représentations instantanées de la masse volumique dans le plan (z, r), séparées par un temps $T_2/4$, où T_2 est la période correspondant à la fréquence tonale $St_2 = 0.505$. Le disque de Mach se situe en aval de la ligne indiquant sa position moyenne $z = 1.94r_0$ sur la figure 3.42(a), sur cette ligne sur la figure 3.42(b), en amont de cette ligne sur la figure 3.42(c), et de nouveau sur cette ligne sur la figure 3.42(d). Un mouvement de battement du choc oblique annulaire peut également être observé. Il est lié à une alternance d'une compression et d'une détente au niveau de la zone entre le disque de Mach et la paroi. Enfin, ce mouvement de la cellule de choc semble avoir pour période la période T_2 de la fréquence tonale dominante $St_2 = 0.505$.

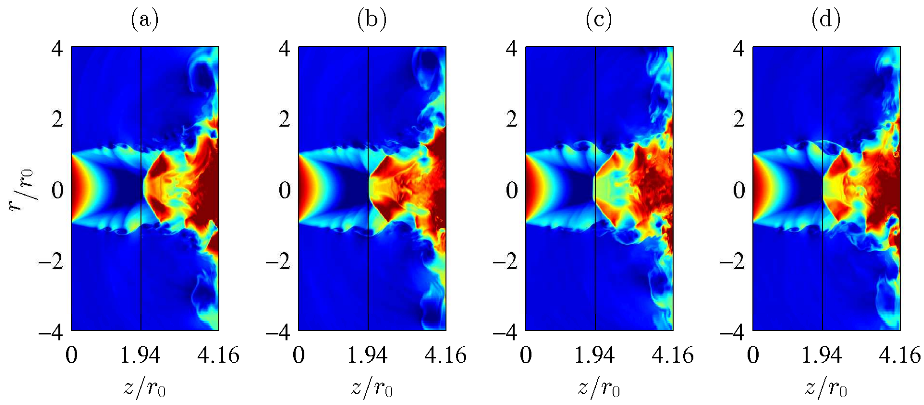

FIGURE 3.42 – Représentations instantanées de la masse volumique dans le plan (z, r) à (a) un temps T_0, (b) $T_0 + T_2/4$, (c) $T_0 + T_2/2$ et (d) $T_0 + 3T_2/4$, où T_2 est la période correspondant à la fréquence tonale $St_2 = 0.505$.

La position du disque de Mach sur l'axe du jet et la position du choc oblique annulaire sur la ligne $r = 0.7r_0$ ont été déterminées au cours du temps en recherchant la valeur maximale du gradient de vitesse axiale dans la zone $r_0 < z < 3r_0$. Les résultats sont présentés sur la figure 3.43(a). Sur l'axe du jet, la position du disque de Mach est en moyenne de $z = 1.94r_0$, pour un écart type de $0.036r_0$. Cette position oscille au cours du temps. La densité spectrale de puissance de cette position est présentée sur la figure 3.43(b). Une fréquence tonale dominante y est visible à $St_2 = 0.505$. Ainsi, le disque de Mach se déplace à la fréquence tonale principale du jet à $St_2 = 0.505$. Ce résultat est en accord avec les données de la simulation de Dauptain *et al.* [38], qui ont aussi mis en évidence un mode de pulsation axiale pour un jet similaire. Risborg et Soria [116] ont également observé, comme il a été rapporté dans le chapitre 1, ce mode pour un jet sous-détendus avec un nombre de Mach idéalement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.71$, pour une distance entre la buse et la paroi égale à deux diamètres du jet. Dans ce cas, une amplitude de l'oscillation du disque de Mach égale à 11% de la distance moyenne entre la buse et le disque de Mach a été notée. Dans le cas simulé, cette amplitude est de 3.7%.

La position du choc oblique le long de la ligne $r = 0.7r_0$ est aussi présentée sur la figure 3.43(a). Elle est en moyenne de $z = 2.26r_0$, pour un écart type à $0.055r_0$. Le mouvement du choc oblique est donc plus important que le mouvement du disque de Mach. Les deux

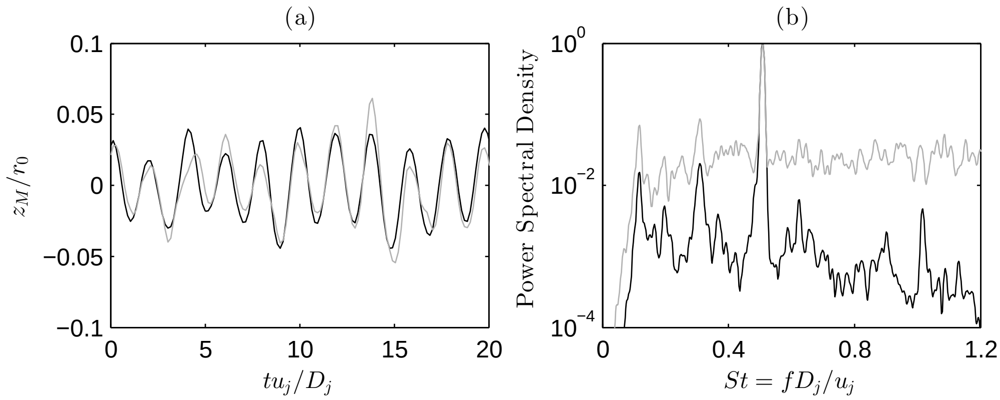

FIGURE 3.43 – (a) Position axiale du choc z_M au cours du temps et (b) densité spectrale de puissance de cette position pour jetL4; —— résultats pour le disque de Mach sur l'axe du jet, et —— résultats pour le choc oblique sur la ligne $r = 0.7r_0$. L'échelle de la densité spectrale de puissance est arbitraire.

mouvements sont cependant caractérisés par la même fréquence tonale $St_2 = 0.505$, comme montré sur la figure 3.43(b). Il est également intéressant de noter que la fréquence tonale secondaire du jet, à $St_1 = 0.375$, n'est pas visible sur la densité spectrale de puissance de la position du choc oblique annulaire. Ainsi, le mode d'oscillation hélicoïdal de la boucle de rétroaction aéroacoustique à cette fréquence ne se retrouve pas dans l'oscillation de la cellule de choc.

Une même analyse est effectuée pour le disque de Mach situé en amont de la paroi dans les cas JetL5 et JetL9. Pour JetL5, les positions du disque de Mach sur l'axe du jet et sur la ligne $r = 0.7r_0$ sont présentées sur la figure 3.44(a) et sont très similaires. Sur l'axe du jet et sur la ligne $r = 0.7r_0$, elles sont en moyenne de $z = 4.25r_0$ et $z = 4.43r_0$, pour des écarts types de $0.025r_0$ et $0.028r_0$, respectivement. Ainsi, le disque de Mach est presque plan. Les densités spectrales de puissance de ces positions sont proposées sur la figure 3.44(b). Les spectres apparaissent large bande. En particulier, les fréquences tonales à $St_1 = 0.335$ et $St_2 = 0.415$ ne sont pas visibles sur le spectre de la position du disque de Mach sur l'axe du jet et émergent faiblement sur celui sur la ligne $r = 0.7r_0$.

Pour JetL9, les positions du disque de Mach sur l'axe du jet et sur la ligne $r = 0.7r_0$ sont présentées sur la figure 3.45(a). Une grande différence est visible. En effet, le déplacement est chaotique et ne semble pas exhiber une fréquence dominante sur l'axe du jet alors que sur la ligne $r = 0.7r_0$, une fréquence dominante semble émerger. Sur l'axe du jet et sur la ligne $r = 0.7r_0$, les positions du disque de Mach sont en moyenne de $z = 7.70r_0$ et $z = 7.91r_0$, pour des écarts types de $0.060r_0$ et $0.075r_0$, respectivement. Ainsi, le disque de Mach est presque plan et l'écart type de sa position augmente entre le centre du disque de Mach et sa périphérie. Les densités spectrales de puissance de ces positions sont représentée sur la figure 3.45(b) et confirme l'analyse précédente. Sur l'axe du jet, le spectre est large bande entre $St = 0.15$ et $St_0.35$ mais sur la ligne $r = 0.7r_0$ le spectre dévoile une fréquence tonale dominante à $St = 0.34$.

Finalement, pour JetL5 et surtout pour JetL9, les disques de Mach oscillent aux fréquences tonales dominantes ($St_2 = 0.415$ pour JetL5 et $St_2 = 0.34$ pour JetL9) uniquement sur la

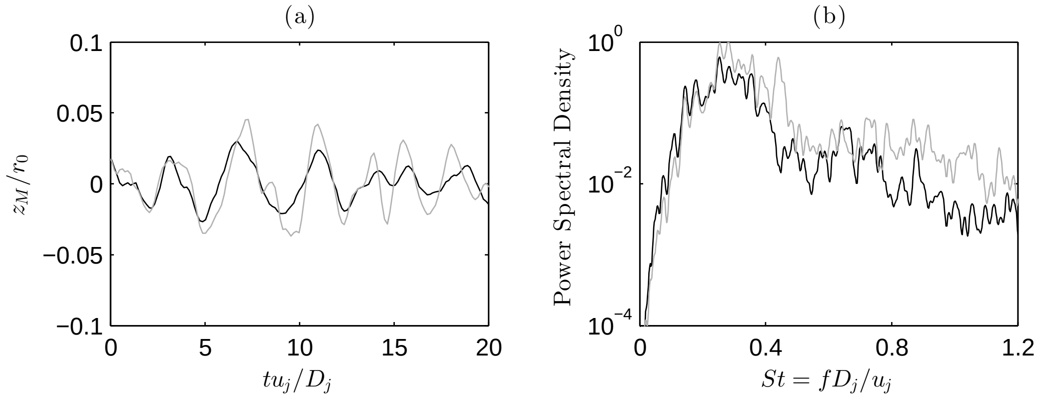

FIGURE 3.44 – (a) Position axiale du choc z_M au cours du temps et (b) densité spectrale de puissance de cette position pour jetL5; —— résultats pour le disque de Mach sur l'axe du jet, et —— résultats pour le disque de Mach sur la ligne $r = 0.7r_0$. L'échelle de la densité spectrale de puissance est arbitraire.

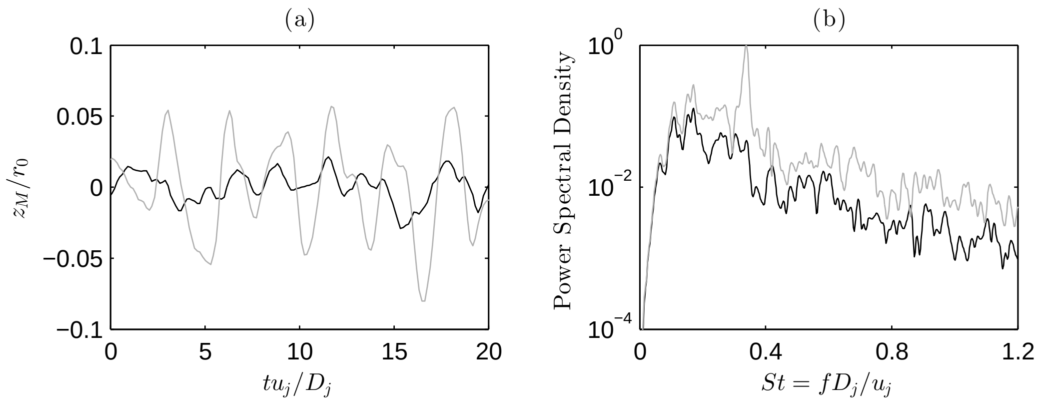

FIGURE 3.45 – (a) Position axiale du choc z_M au cours du temps et (b) densité spectrale de puissance de cette position pour jetL9; —— résultats pour le disque de Mach sur l'axe du jet, et —— résultats pour le disque de Mach sur la ligne $r = 0.7r_0$. L'échelle de la densité spectrale de puissance est arbitraire.

ligne $r = 0.7r_0$. Par ailleurs, une décomposition en série de Fourier du déplacement des disques de Mach sur 16 capteurs répartis selon la direction azimutale à $r = 0.7r_0$ permet de confirmer la nature hélicoïdale du mouvement des deux disques de Mach à ces fréquences. Ces observations sont ainsi en accord avec les résultats de la partie 3.3.8 où un mode d'oscillation hélicoïdal du jet a été mis en évidence pour ces deux fréquences tonales dominantes. Les modes associés aux fréquences tonales $St_2 = 0.415$ de JetL5 et $St_2 = 0.34$ de JetL9 sont ainsi des modes d'impact hélicoïdaux du jet. Ce mode a été observé expérimentalement par Risborg et Soria [116] pour un jet sous-détendu avec un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.56$, impactant une paroi à une distance de deux diamètres. Ce mode a été présenté dans le chapitre 1.

3.3.10 Intermittence des modes

Afin d'examiner si les différents modes coexistent on non, une transformée de Fourier rapide est appliquée au signal de la pression fluctuante au point de coordonnées $r = 2r_0$ et $z = 0$ sur une fenêtre glissante en temps. La taille de la fenêtre est de $35u_j/D_j$ et les résultats sont présentés sur la figure 3.46 où les niveaux acoustiques sont montrés en fonction du temps et du nombre de Strouhal. Pour JetL4, sur la figure 3.46(a), les deux fréquences tonales observées précédemment à $St_1 = 0.375$ et $St_2 = 0.505$ sont visibles et deux comportements différents peuvent être notés. L'intensité de la première semble osciller au cours du temps alors que l'intensité de la deuxième apparaît constante au cours du temps. Pour JetL5 et JetL7, toutes les fréquences tonales semblent osciller au cours du temps et une alternance semble se mettre en place. Pour JetL9, les trois fréquences tonales observées précédemment à $St_1 = 0.27$, $St_2 = 0.34$ et $St_3 = 0.42$ sont visibles. Les intensités de $St_1 = 0.27$ et $St_3 = 0.42$ semblent osciller en temps alors que celle de $St_2 = 0.34$ semble presque constante en temps.

Afin de mettre en évidence cette alternance entre fréquences tonales, les niveaux acoustiques associés à ces fréquences sont représentés sur la figure 3.47 en fonction du temps. Pour JetL4, sur la figure 3.47(a), le niveau acoustique associé à la fréquence $St_1 = 0.375$ oscille au cours du temps entre 145 dB/St et 159 dB/St. Le niveau acoustique associé à la fréquence $St_2 = 0.505$ reste lui presque constant entre 173 dB/St et 174 dB/St. Pour JetL5, sur la figure 3.47(b), lorsque le niveau acoustique associé à la fréquence $St_1 = 0.335$ est minimum, à $t \simeq 180D_j/u_j$, égal à 137 dB/St, le niveau acoustique associé à la fréquence $St_2 = 0.415$ est maximum, égal à 161 dB/St. En avançant en temps, le niveau acoustique associé aux fréquences $St_1 = 0.335$ et $St_2 = 0.415$ augmente et diminue, respectivement, jusqu'à $t \simeq 300D_j/u_j$ où le niveau acoustique associé à la fréquence $St_2 = 0.415$ est minimum, égal à 133 dB/St. Pour JetL7, sur la figure 3.47(c), à $t \simeq 140/u_j$, la fréquence tonale $St_1 = 0.345$ atteint une valeur maximale de 152 dB/St et la fréquence tonale $St_2 = 0.42$ atteint un minimum de 144 dB/St. A l'inverse, à $t \simeq 220/u_j$, la fréquence tonale $St_1 = 0.345$ atteint une valeur minimum de 144 dB/St et la fréquence tonale $St_2 = 0.42$ atteint un maximal de 155 dB/St. Pour JetL9, sur la figure 3.47(d), les niveaux acoustiques des trois fréquences tonales sont affichées au cours du temps. Ils oscillent entre 133 dB/St et 155 dB/St pour $St_1 = 0.27$, entre 153 dB/St et 161 dB/St pour $St_2 = 0.34$ et entre 134 dB/St et 148 dB/St pour $St_3 = 0.42$. Ainsi, la fréquence tonale dominante $St_2 = 0.34$ est la plus constante au cours du temps. Finalement, il est intéressant de noter que le mode de pulsation axiale de JetL4 à $St_2 = 0.505$ et le mode d'impact hélicoïdal de JetL9 à $St_2 = 0.34$ sont les deux seuls modes dont les

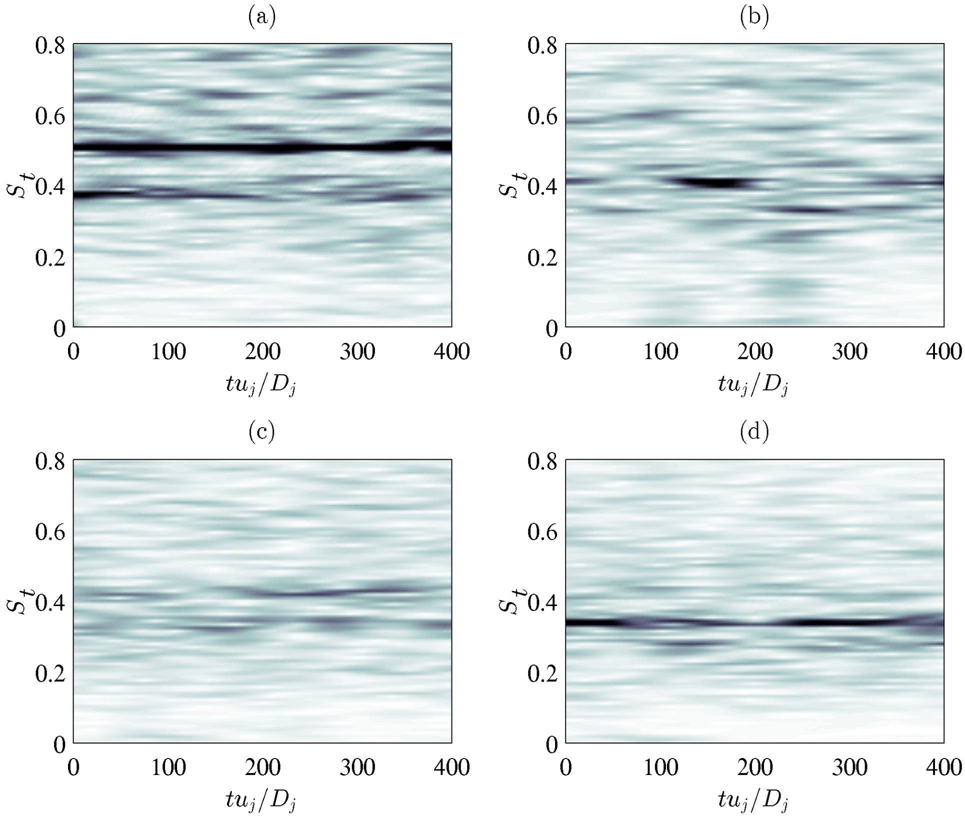

FIGURE 3.46 – Spectres acoustiques au point de coordonnées $r = 2r_0$ et $z = 0$ en fonction du temps et du nombre de Strouhal pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9.

niveaux acoustiques sont presque constants en temps. Ils correspondent également aux deux seuls modes pour lesquels une forte oscillation du disque de Mach est notée. L'oscillation du disque de Mach pourrait expliquer la stabilité dans le temps de ces modes.

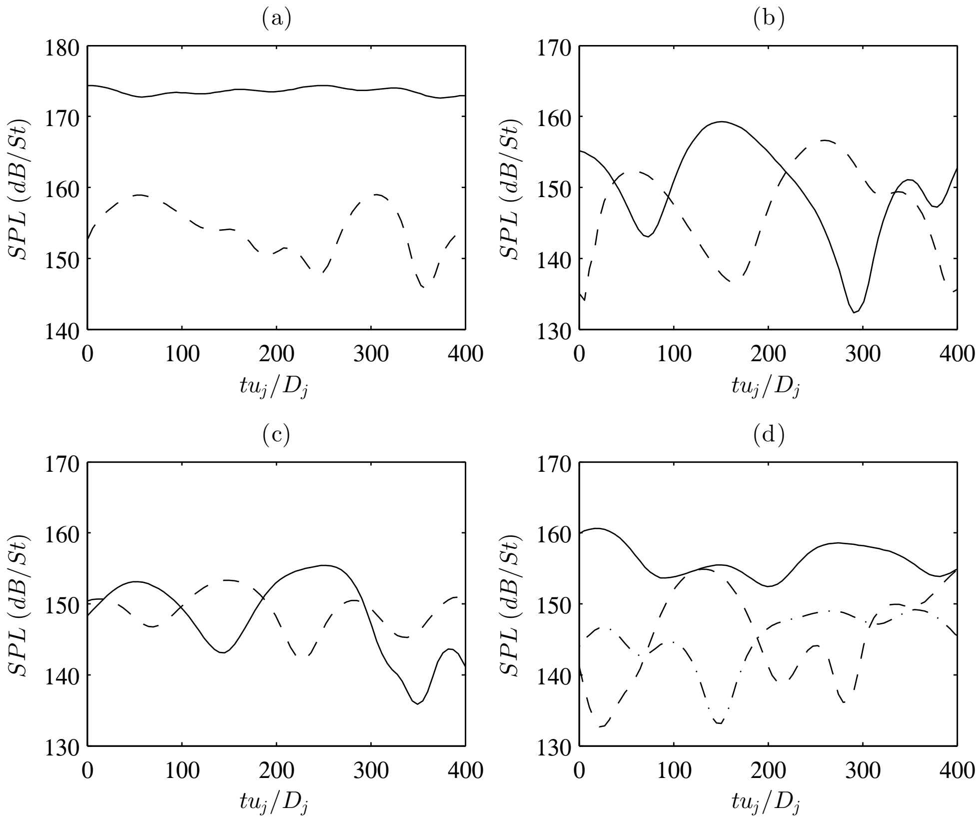

FIGURE 3.47 – Niveaux acoustiques au point de coordonnées $r = 2r_0$ et $z = 0$ en fonction du temps pour les fréquences tonales de (a) JetL4 (– – – $St_1 = 0.375$ et —— $St_2 = 0.505$), (b) JetL5 (– – – $St_1 = 0.335$ et —— $St_2 = 0.415$), (c) JetL7 (– – – $St_1 = 0.345$ et —— $St_2 = 0.42$) et (d) JetL9 (– – – $St_1 = 0.27$, —— $St_2 = 0.34$ et –·– $St_3 = 0.42$).

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les champs aérodynamiques et acoustiques d'un jet rond libre et de quatre jets ronds impactant une paroi ont été étudiés. Les jets sont sous-détendus et sont caractérisés par un nombre de Mach d'éjection de $\mathcal{M}_e = 1$, un nombre de Mach idéalement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.56$ et un nombre de Reynolds de $Re_j = 5 \times 10^4$. Les résultats du jet libre sont tout d'abord présentés à l'aide de vues instantanées, de champs moyens et de champs fluctuants. Un réseau de cellules de chocs se forme dans le jet, et un disque de Mach est présent dans la première cellule de ce réseau. Ces observations sont conformes aux modèles théoriques et empiriques de la littérature. Par ailleurs, un bon accord est obtenu avec les données expérimentales de Henderson *et al.* [59] pour un jet similaire et avec les résultats expérimentaux PIV de André *et al.* [3] pour un jet sous-détendu avec $\mathcal{M}_j = 1.5$ et $\mathcal{M}_e = 1$. La vitesse de convection des structures turbulentes le long de la couche de mélange du jet libre est ensuite calculée. Celle-ci évolue suivant le réseau de cellules de chocs, et tend vers une valeur de $0.65u_j$ dans la direction aval. Dans le champ acoustique amont, une fréquence tonale émerge de 15 dB au dessus du bruit large bande. Cette fréquence est caractéristique du bruit de *screech*. Une analyse des champs de pression fluctuante dans le jet fait également apparaître une onde stationnaire aérodynamique-acoustique, comme dans les jets ronds sous-détendus expérimentaux de Panda [103]. La fréquence $St = 0.305$ du bruit de *screech* et l'oscillation hélicoïdale du jet associée sont en accord avec le modèle d'onde stationnaire aérodynamique-acoustique de ce dernier auteur et avec les observations expérimentales de Powell *et al.* [113]. Enfin, les champs de pression acoustique sont examinés. Ils contiennent une composante de bruit de choc large bande. La fréquence de cette composante et sa directivité semble indiquer que cette composante de bruit est créée au niveau de la sixième cellule du réseau, en $z \simeq 15r_0$. La longueur caractéristique associée au mécanisme de cette composante de bruit apparaît comme la longueur de cette sixième cellule, égale à $L_6 = 2.35r_0$.

Les propriétés des quatre jets ronds supersoniques sous-détendus impactant une paroi sont ensuite étudiées. Des représentations instantanées sont présentées, ainsi que des champs moyens. Un bon accord est trouvé avec les données expérimentales de Henderson *et al.* [59] et avec les données numériques de Dauptain *et al.* [37, 38] pour des jets similaires. En particulier, un disque de Mach se forme dans JetL4, JetL5 et JetL9. Les vitesses de convection des structures turbulentes le long des couches de mélange sont ensuite caractérisées. Elles évoluent suivant le réseau de cellules de chocs, comme dans le cas du jet libre. Une relation permettant de déterminer la vitesse moyenne de convection entre la buse et la paroi en fonction de la distance entre le buse et la paroi est proposée. Les spectres acoustiques au point de coordonnées $r = 2r_0$ et $z = 0$ sont alors montrés. Plusieurs fréquences tonales sont identifiées. L'amplitude de ces fréquences dans les spectres semble corrélée avec la présence d'un disque de Mach en amont de la paroi, comme noté par Henderson et Powell [60]. De plus, une évolution étagée de la fréquence tonale dominante est constatée avec l'augmentation de la distance de la buse à la paroi. Un tel comportement est typique de la présence d'une boucle de rétroaction aéroacoustique. Les fréquences tonales sont alors comparées à celles prédites par le modèle de la boucle de rétroaction de Ho et Nosseir [62] en utilisant la relation proposée pour la vitesse moyenne de convection. Un très bon accord est obtenu. Les propriétés des champs de pression acoustique sont ensuite analysées, et la nature axisymétrique ou hélicoïdale de l'oscillation du jet associée à chaque fréquence tonale est déterminée. Par la suite, pour JetL4, JetL5 et JetL9, le mode d'oscillation du disque de Mach situé en amont de la paroi est étudié. Dans les trois cas, ce mode est à la même fréquence et de même nature que la composante tonale dominante obtenue dans les spectres acoustiques amont. Pour JetL4, JetL5 et JetL9, ces composantes sont associées respectivement à un mode de pulsation axiale et deux modes d'impact hélicoïdal. Enfin, l'intermittence entre les différents modes de la boucle de rétroaction aéroacoustique est étudiée, et une alternance de l'intensité des différents modes hélicoïdaux est mise en évidence pour JetL5, JetL7 et JetL9. Un résultat intéressant est la présence simultané d'un mode axisymétrique et d'un mode hélicoïdal pour JetL4.

Chapitre 4

Simulations de jets plans supersoniques idéalement détendus

Dans ce chapitre, six jets plans supersoniques idéalement détendus impactant une paroi avec un angle qui varie de 60 à 90 degrés sont simulés en résolvant les équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles en coordonnées cartésiennes. Quatre jets impactant une paroi avec un angle de 90 degrés sont tout d'abord étudiés et deux jets impactant une paroi avec des angles de 60 et 75 degrés sont ensuite montrés.

4.1 Paramètres des simulations

4.1.1 Codes de résolution cartésien

Les simulations sont effectuées à l'aide d'un code Fortran développé en interne. Les équations de Navier-Stokes 3-D compressibles instationnaires sont résolues sur un maillage cartésien à pas variable (x, y, z) où x, y et z indiquent les directions axiale, latérale et transverse. L'algorithme de Runge-Kutta $RK26$ est utilisé pour l'intégration temporelle. Des schémas de différentiation spatiale sur 11 points à faible dispersion et faible dissipation [12, 16] sont employés. A la fin de chaque pas temporel, un filtrage explicite sur 11 points est appliqué afin de supprimer les oscillations maille-à-maille et de fournir une dissipation de sous-maille [19, 21]. La direction transverse est modélisée à l'aide de conditions aux limites périodiques, permettant la simulation d'un jet plan. Les conditions de rayonnement de Tam et Dong [138] sont implémentées sur les frontières du domaine. Une zone éponge qui combine un étirement du maillage et un filtrage Laplacien est ajoutée en sortie d'écoulement afin de dissiper les structures turbulentes avant qu'elles n'atteignent la frontière du domaine. Ce code de résolution a déjà été utilisé avec succès par Bogey et Bailly [19, 21] pour la simulation de jets faiblement et pleinement turbulents dont le nombre de Mach d'éjection est égal à $\mathcal{M}_e = 0.9$. Une condition adiabatique est imposée au niveau de la buse et de la paroi. Une procédure de capture de choc [22] est appliquée afin de dissiper les oscillations de Gibbs de part et d'autre des chocs. Par ailleurs, les jets considérés dans la présente étude sont excités à l'aide d'anneaux tourbillonnaires de divergence nulle [23] afin d'obtenir un taux de turbulence compris entre 5% et 10% de la vitesse du jet idéalement détendu en sortie de buse.

Pour la simulation de jets plans impactant une paroi avec un angle de 90 degrés, le code de résolution décrit ci-dessus est implémenté sur un maillage cartésien à pas variable où x,

y et z correspondent aux directions longitudinale, latérale et transverse. Pour la simulation de jets impactant une paroi avec un angle différent de 90 degrés, deux maillages cartésiens à pas variable se recouvrant sont utilisés. Les maillages coïncident dans la direction transverse, permettant aux variables conservatives de l'écoulement d'être transférées d'un maillage à l'autre à l'aide d'une interpolation Lagrangienne 2-D d'ordre élevé dans le plan (x, y). La disposition de ces deux maillages dans le plan (x, y) est illustrée sur la figure 4.1 dans le cas où l'angle d'impact est de 75 degrés.

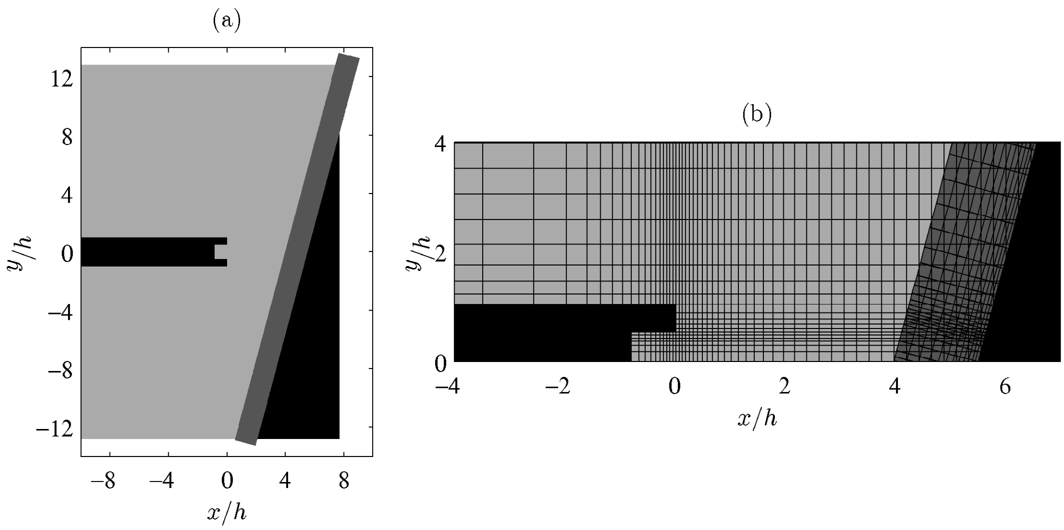

FIGURE 4.1 – Représentation des deux maillages cartésiens à pas variable dans le plan (x, y) dans le cas d'un angle d'impact de 75 degrés; (a) domaine de calcul complet, (b) région limitée à $-4 \leq x/h \leq 7$ et $0 \leq y/h \leq 4$; un point sur quinze est montré.

4.1.2 Paramètres des jets

Les jets plans considérés dans ce chapitre sont des jets idéalement détendus issus d'une tuyère convergente-divergente. Le nombre de Mach d'éjection des jets est égal à $\mathcal{M}_j = \mathcal{M}_e = 1.28$. Le milieu ambiant est caractérisé par une pression $p_0 = 100000 Pa$ et une température $T_0 = 293K$. Le nombre de Reynolds des jets est de $Re_j = u_j h/\nu = 5 \times 10^4$, où u_j est la vitesse d'éjection du jet et h est la hauteur de la buse. Les valeurs des paramètres d'éjection correspondants sont proposées dans le tableau 4.1. Ces valeurs ont été déterminées afin de se rapprocher des valeurs d'une étude expérimentale menée par Thurow *et al.* [153].

pression p_j	$100000\ Pa$
température T_j	$220.7\ K$
densité ρ_j	$1.579\ kg.m^{-3}$
vitesse u_j	$381.1\ m.s^{-1}$
hauteur buse h	$2\ mm$
épaisseur buse e	$e/h = 0.5$

TABLE 4.1 – Paramètres d'éjection des jets.

4.1.3 Profil moyen

Les jets sont simulés à l'aide d'une tuyère plane de hauteur h et de largeur $l = 3.25h$ dans la direction transverse. Des conditions aux limites périodiques sont appliquées dans la direction transverse afin de simuler des jets plans. Un profil laminaire de Blasius est utilisé pour initialiser la vitesse moyenne axiale dans la tuyère. Ce profil est défini de la manière suivante :

$$\frac{< u_x >}{u_e} = \begin{cases} \eta(2 - 2\eta^2 + \eta^3) \text{ si } \eta < 1 \\ 1 \text{ si } \eta \geq 1 \end{cases} \tag{4.1}$$

où $< u_x >$ est la vitesse moyenne axiale, η est la distance à la paroi normalisée par l'épaisseur de la couche limite δ, et u_e est la vitesse d'éjection du jet.

Dans ce mémoire, l'épaisseur de la couche limite δ est prise égale à 7.5% de la hauteur. La masse volumique moyenne $< \rho >$ est ensuite déterminée à l'aide de la relation de Crocco-Busemann :

$$< \rho >= \left[\frac{1}{\rho_\omega} - \left(\frac{1}{\rho_\omega} - \frac{1}{\rho_e} \right) \frac{< u_x >}{u_j} - \frac{\gamma - 1}{2} \mathcal{M}_e^2 \left(\frac{< u_x >}{u_j} - 1 \right) \frac{< u_x >}{u_j} \right]^{-1} \tag{4.2}$$

où $\rho_e = p_e/(rT_e)$ est la masse volumique d'éjection et $\rho_\omega = p_e/(rT_r)$ est la masse volumique au niveau de la paroi de la buse, déterminée à l'aide de la température de réservoir T_r qui correspond à la température d'arrêt isentropique des jets.

Les profils de vitesse et de masse volumique donnés par les relations (4.1) et (4.2) sont imposés en amont au sein de la buse et un rappel des champs moyens vers ces profils est effectué jusqu'en sortie de buse. La force du rappel diminue avec la position axiale et est maximale avec $\sigma_{rappel} = 0.05$ en amont. L'amplitude du rappel suit plus précisément la loi suivante :

$$\sigma_r(x(i)) = \sigma_{rappel} \left(\frac{x(i) - x_{buse}}{x_0 - x_{buse}} \right)^{1/2} \tag{4.3}$$

où x_0 et x_{buse} sont les coordonnées des extrémités amont et aval de la buse. Ce rappel est nécessaire afin de garantir une sortie de buse avec les paramètres d'éjection voulus et d'éviter l'apparition de cellules de chocs dans la buse. Un exemple de profil de vitesse moyenne axiale obtenu en sortie de buse pour un jet rond supersonique étudié dans ce mémoire est donné sur la figure 4.2.

4.1.4 Excitation des couches de mélange à l'aide d'anneaux tourbillonnaires

Dans la buse, à environ une demi hauteur en amont des lèvres de la buse, les couches limites du profil de Blasius sont excitées à l'aide d'anneaux tourbillonnaires de divergence nulle afin d'obtenir des perturbations de vitesse en sortie de buse. La formule suivante est appliquée sur chaque plan du maillage cartésien dans la direction transverse z :

$$\begin{bmatrix} u_x(x,y) \\ u_y(x,y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_x(x,y) \\ u_y(x,y) \end{bmatrix} + \epsilon_a \alpha u_j \begin{bmatrix} u_x^{ring}(x,y) \\ u_y^{ring}(x,y) \end{bmatrix} \tag{4.4}$$

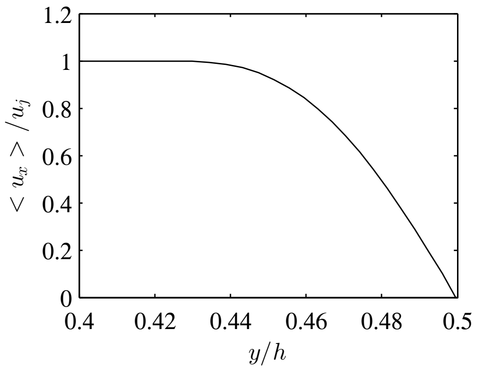

FIGURE 4.2 – Profil de vitesse moyenne axiale en sortie de la buse.

où $\begin{bmatrix} u_x^{ring}(x,y) \\ u_y^{ring}(x,y) \end{bmatrix} = \frac{2}{b} exp\left(-ln(2)\frac{a^2}{b^2}\right)\begin{bmatrix} y_{ring} - y \\ x - x_{ring} \end{bmatrix}$, $a^2 = (x_{ring} - x)^2 + (y_{ring} - y)^2$, $b = 4\Delta Y$ où ΔY est la taille de maille dans la direction transverse, (x_{ring}, y_{ring}) sont les coordonnées du centre de l'anneau tourbillonnaire et ϵ_a est un nombre aléatoire compris entre -1 et 1 qui module la force du tourbillon sur chaque plan transverse et α est l'intensité du forçage.

Le centre de l'anneau tourbillonnaire est donné par les relations :

$$\begin{cases} x_{ring} = -h/2 \\ y_{ring} = h/2 - \dfrac{\delta}{2} + \epsilon_r \dfrac{\delta}{6} \end{cases} \tag{4.5}$$

où δ est l'épaisseur du profil de Blasius utilisé pour l'initialisation dans la buse, ϵ_r est un nombres aléatoire compris entre -1 et 1 qui sert à faire varier la position du tourbillon par rapport au centre de la couche limite. L'application de cette méthode sur chaque plan transverse du maillage permet de perturber l'écoulement sans entrainer artificiellement de corrélation dans la direction transverse.

Comme dans le chapitre 3, l'intensité α du forçage est fixée à 0.02 afin d'obtenir des taux de turbulence compris entre 5% et 10% de la vitesse d'éjection du jet.

4.2 Jets plans idéalement détendus impactant une paroi avec un angle normal

Quatre LES de jets plans supersoniques impactant une paroi avec un angle normal sont réalisées à l'aide du code de résolution cartésien présenté ci-dessus.

4.2.1 Paramètres des simulations

Les quatre jets impactent une paroi située à une distance L comprise entre $3.94h$ et $9.1h$ avec un angle de 90 degrés. Plus précisément, la paroi se situe à $3.94h$, $5.5h$, $8.27h$, et $9.1h$ des lèvres de la buse. Les différentes configurations sont donc notées JetpL3, JetpL5, JetpL8 et JetpL9. Elles sont détaillées dans le tableau 4.2. Les conditions d'éjection des jets et les distances entre la buse et la paroi sont similaires aux paramètres de l'expérience de Thurow *et al.* [153].

	$\mathcal{M}_j$	Re_j	L
JetpL3	1.28	5×10^4	$3.94h$
JetpL5	1.28	5×10^4	$5.5h$
JetpL8	1.28	5×10^4	$8.27h$
JetpL9	1.28	5×10^4	$9.1h$

TABLE 4.2 – Paramètres des jets : nombre de Mach $\mathcal{M}_j$, nombre de Reynolds Re_j et distance L entre les lèvres de la buse et la paroi.

Les maillages cartésiens (n_x, n_y, n_z) contiennent entre 184 et 263 millions de points, comme indiqué dans le tableau 4.3.

	n_x	n_y	n_z	nombre de points
JetpL3	799	1051	219	184×10^6
JetpL5	903	1051	219	208×10^6
JetpL8	1087	1051	219	250×10^6
JetpL9	1142	1051	219	263×10^6

TABLE 4.3 – Paramètres des maillages : nombre de points dans les directions longitudinale, latérale et transverse, et nombre total de points.

Pour les quatre jets, le maillage est à pas variable dans les directions axiale et latérale. Les évolutions de la taille des mailles dans ces directions sont présentées sur la figure 4.3.

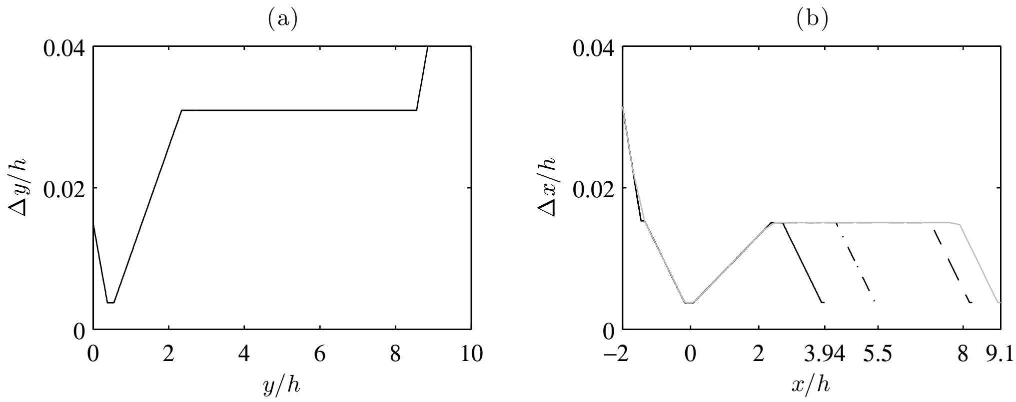

FIGURE 4.3 – Evolution de la taille des mailles dans les directions (a) latérale et (b) axiale pour —— JetpL3, —·— JetpL5, — — — JetpL8, et —— JetpL9.

L'évolution de la taille des mailles dans la direction latérale est montrée sur la figure 4.3(a). La valeur minimale est trouvée au niveau des couches de mélange du jet, en $y = \pm h/2$, et est égale à $\Delta y = 0.00375h$. La valeur maximale est située dans la zone $2.5h \leq y \leq 8h$ et est égale à $\Delta y = 0.03h$. L'évolution de la taille des mailles dans la direction axiale est présentée sur la figure 4.3(b). La taille de maille minimale dans cette direction, au niveau de la buse et au niveau de la paroi, est de $\Delta x = 0.00375h$. Entre ces deux régions, la taille de maille maximale est de $\Delta x = 0.015h$. Enfin, dans la direction transverse, la taille des mailles est constante, égale à $\Delta z = 0.015h$. Ces tailles de mailles permettent la propagation d'ondes acoustiques dont le nombre de Strouhal est inférieur à $St = fh/u_j = 5.6$. Par ailleurs, afin de préserver la précision numérique des schémas de différenciation spatiale, les maillages sont étirés à des taux inférieurs à 1% à l'extérieur des zones éponges.

Le nombre de pas temporels effectués est de 200000 pour le régime permanent afin d'assurer la convergence des grandeurs statistiques et des spectres acoustiques. Le temps simulé pour le régime permanent est ainsi égal à $500h/u_j$.

La discrétisation du jet de paroi situé de part et d'autre du jet est maintenant examinée. Cela est fait en exprimant les tailles des mailles Δx, Δy et Δz en unités de paroi pour la couche limite obtenue en $y = 2h$, le long de la paroi.

Dans la direction axiale, on obtient :

$$\Delta x^+ = \frac{\Delta x u_\tau}{\nu} \tag{4.6}$$

où $u_\tau = \sqrt{\tau_\omega/\rho}$ est la vitesse de frottement calculée à partir de la tension visqueuse moyenne à la paroi τ_ω. Cette dernière est déterminée à partir des champs moyens de vitesse totale présentés plus loin dans ce chapitre. Les tailles des mailles en unités de paroi au niveau de la paroi en $y = 2h$ sont données dans le tableau 4.4.

	Δx^+	Δy^+	Δz^+
JetpL3	11.7	62	45
JetpL5	10.1	55	40
JetpL8	10.8	57	43
JetpL9	10.5	56	42

TABLE 4.4 – Tailles des mailles au niveau de la paroi en $y = 2h$, en unités de paroi.

Au niveau de la paroi, dans les directions latérale et transverse, les mailles doivent être suffisamment petites pour capturer les structures cohérentes se développant dans la couche limite. Elles sont égales à environ $\Delta y^+ \simeq \Delta z^+ \simeq 50$ pour les quatre jets simulés. Ces résultats sont à comparés aux valeurs utilisées pour la LES de couches limites turbulentes dans la littérature. Viazzo *et al.* [159] et Gloerfelt et Berland [55] utilisent les valeurs $\Delta^+ \simeq 35$ et $\Delta^+ \simeq 15$ dans les directions parallèles à la paroi et Schlatter *et al.* [122] obtiennent des valeurs $\Delta^+ \simeq 25$ et $\Delta^+ \simeq 11$ dans ces directions. Dans la direction axiale, normale à la paroi, la valeur $\Delta x^+ \simeq 10$ est trouvée. Cette valeur est plus faible que dans les directions homogènes y et z afin de permettre une bonne discrétisation du gradient de vitesse mais, comme pour les jets impactant du chapitre 3, ne permet pas de simuler avec une bonne précision la couche limite turbulente des jets de paroi. Cependant, cela ne constitue pas un objectif de la présente étude.

4.2.2 Représentations instantanées

Des visualisations 3-D sont montrées sur la figure 4.4 pour JetpL3 et JetpL9. Sur cette figure, des isosurfaces de masse volumique colorées par le nombre de Mach local sont utilisées pour mettre en évidence les structures turbulentes au sein des couches de mélange des jets. La pression fluctuante dans le plan (x, y) est également montrée. Pour les deux jets, des ondes acoustiques sont créées au niveau de la région d'impact et remontent dans la direction de la buse. De plus, au niveau de la couche de mélange, de petites structures tourbillonnaires et des tubes de vorticité s'étendant dans la direction transverse sont visibles.

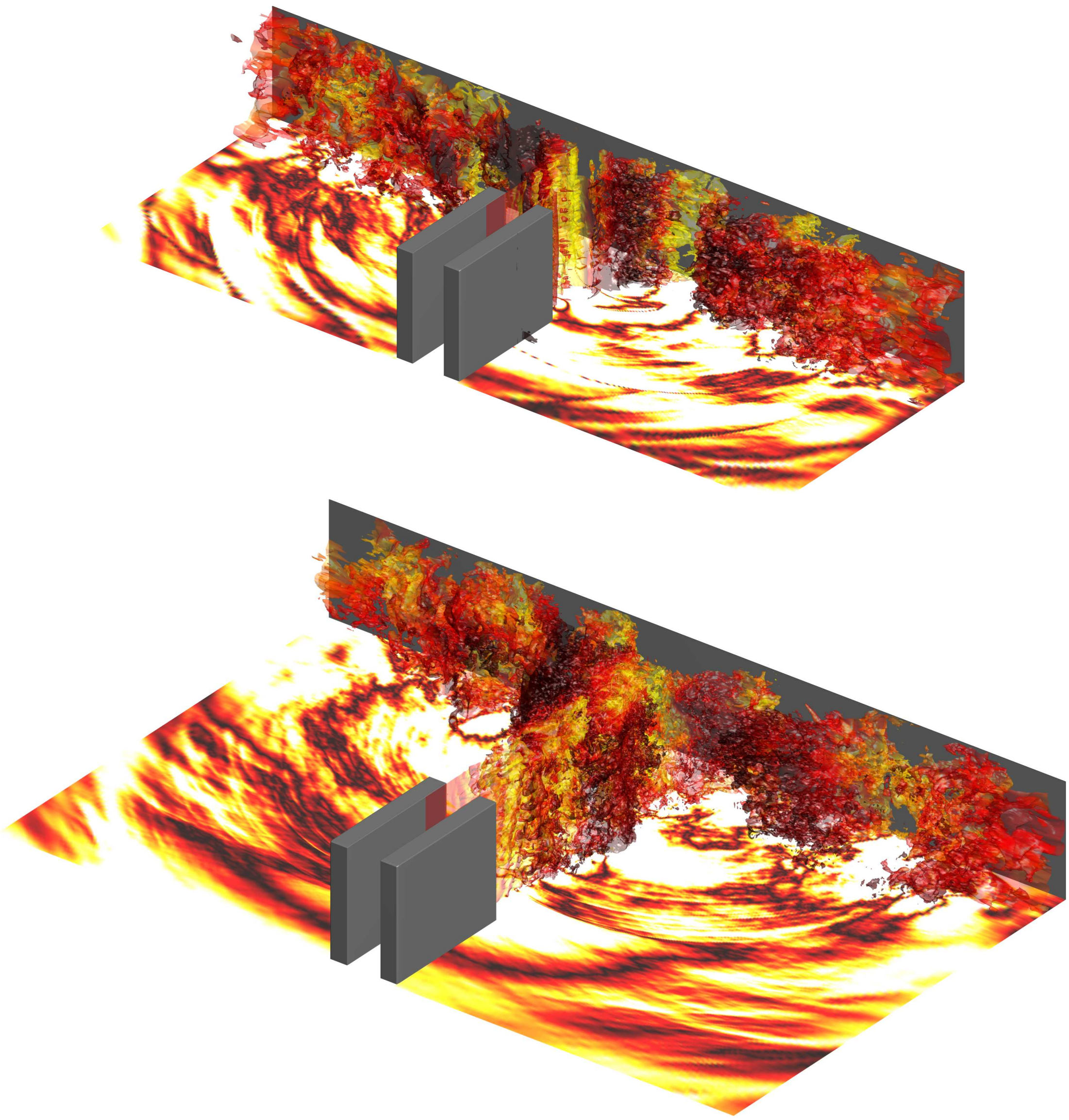

Figure 4.4 – Visualisations 3-D des jets JetpL3 et JetpL9. Les isosurfaces associées à la valeur de 1.25 kg.m^{-3} sont représentées, colorées par le nombre de Mach local. Le champ de pression fluctuante dans le plan (x, y) est aussi montré. La buse et la paroi sont en gris.

Des vues instantanées de la norme de la vorticité obtenues dans les plans (x, y) et (x, z) le long de la couche de mélange $y = h/2$ sont présentées sur la figure 4.5. Pour JetpL3, sur la figure 4.5(a), dans le plan (x, y), des structures de grande taille sont visibles dans les couches de mélange du jet, leurs tailles avoisinent $0.5h$. Ces structures semblent être organisées de manière antisymétrique par rapport au plan de symétrie du jet. Dans la direction transverse, des petites structures tourbillonnaires de taille $0.05h$ et des tubes de vorticité s'étendant dans la direction transverse sont visibles, comme déjà observé sur la figure 4.4, en accord avec un nombre de Reynolds de $Re_j = 5 \times 10^4$. La corrélation spatiale apparaît ainsi assez forte dans la direction transverse dans toute la région entre la buse et la paroi. Pour JetpL5, JetpL8 et JetpL9, l'organisation antisymétrique des grandes structures dans la couche de mélange et la corrélation spatiale dans la direction transverse sont encore visibles mais semblent diminuer avec la distance L de la buse à la paroi. Cette organisation, presque bi-dimensionnelle des structures turbulentes dans les couches de mélange des jets, visible sur la figure 4.5, a été observée expérimentalement par Krothapalli [71] et par Norum [97] pour des jets rectangulaires supersoniques impactant une paroi. Ces résultats sont également en accord avec les observations expérimentales de Thurow *et al.* [153] obtenues à l'aide de techniques de visualisation en temps réel de jets rectangulaires supersoniques impactant une paroi.

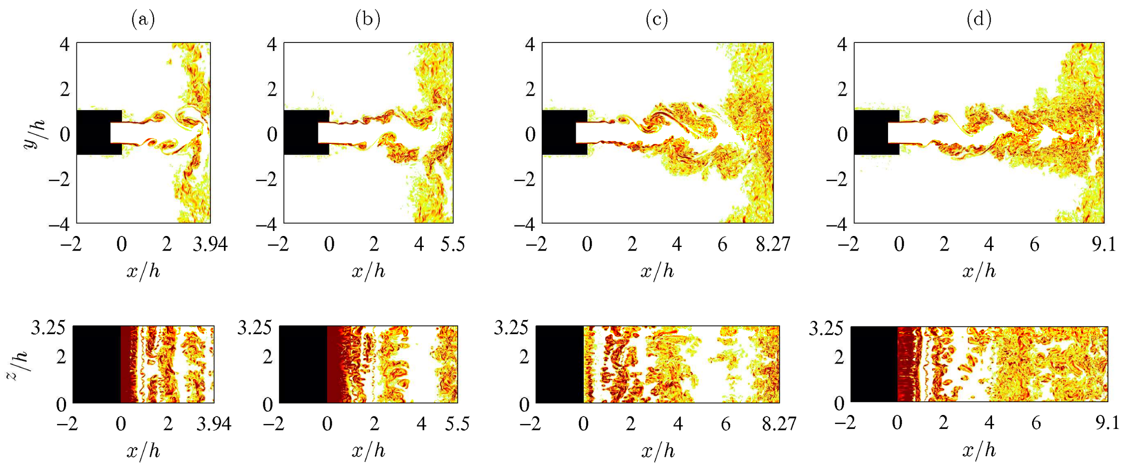

FIGURE 4.5 – Représentations instantanées de la norme de la vorticité $|\omega|$ dans les plans (x, y) et (x, z) le long de la couche de mélange $y = h/2$ pour (a) JetpL3, (b) JetpL5, (c) JetpL8 et (d) JetpL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à $10u_j/h$. La buse est en noir.

Une représentation instantanée de la masse volumique et de la pression fluctuante dans le plan (x, y) est fournie sur la figure 4.6 pour les quatre jets. Pour JetpL3 et JetpL5, sur les figure 4.6(a) et 4.6(b), une composante acoustique est visible. Des ondes acoustiques sont générées au niveau de la région d'impact et s'organisent de manière antisymétrique de part et d'autre du jet. Pour les jets JetpL8 et JetpL9, sur les figure 4.6(c) et 4.6(d), deux composantes acoustiques sont visibles dans le champ de pression fluctuante. La première composante est générée au niveau de la couche de mélange du jet, et produit des ondes acoustiques circulaires dans la direction latérale. Ces ondes sont créées par les interactions entre les chocs situés autour des grandes structures turbulentes et la turbulence au sein des couches de mélange des deux jets. La deuxième composante est générée au niveau de la région d'impact et semble

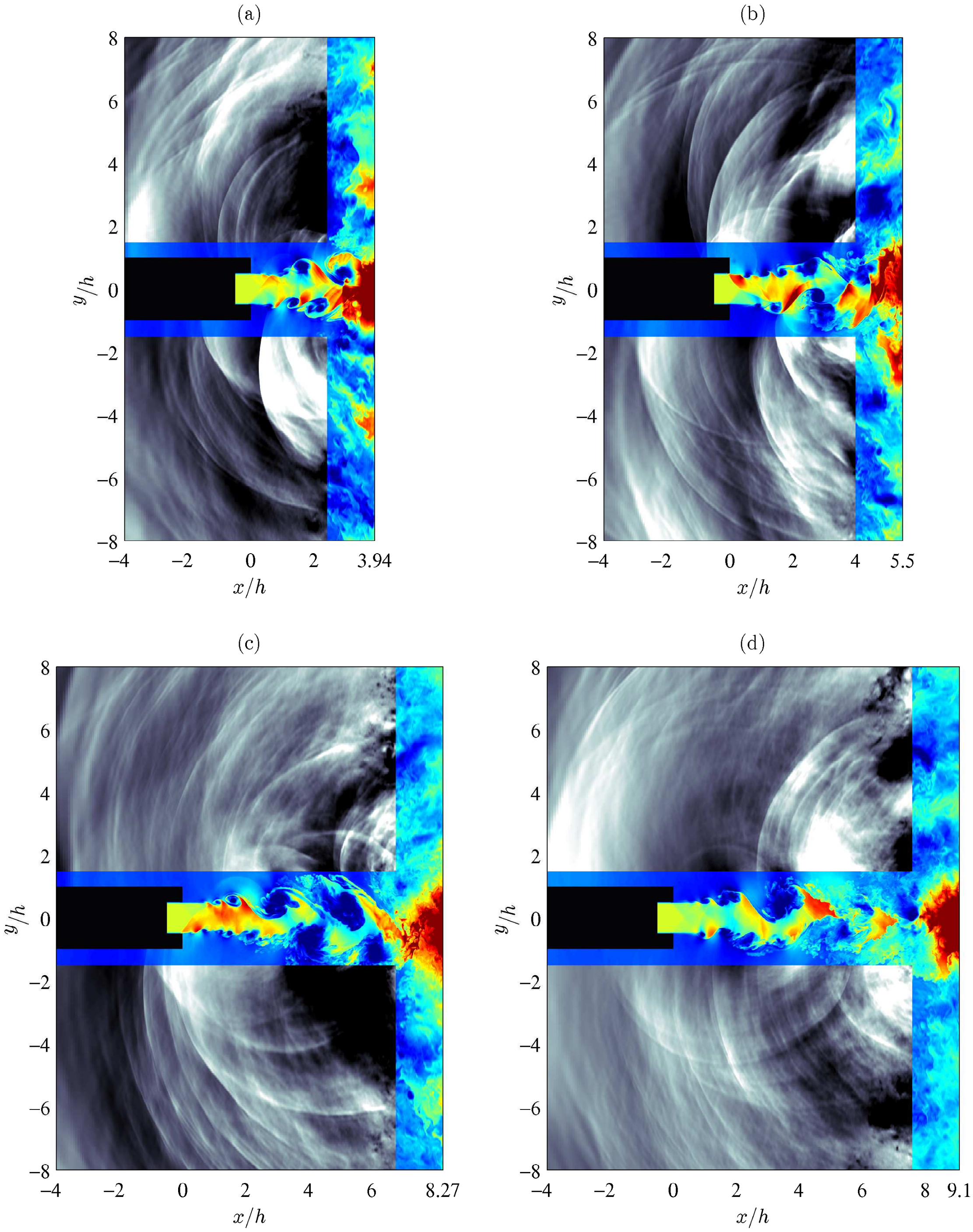

FIGURE 4.6 – Représentations instantanées dans le plan (x, y) de la masse volumique dans les régions proches du jet et de la paroi et de la pression fluctuante pour (a) JetpL3, (b) JetpL5, (c) JetpL8 et (d) JetpL9. Les échelles de couleur varient pour des valeurs de 1 à 2 kg.m^{-3} pour la masse volumique et de -7500 à 7500 Pa pour la pression fluctuante. La buse est en noir.

se propager principalement dans la direction amont. Cette deuxième composante est similaire à celle observée pour JetpL3 et JetpL5, et semble avoir une amplitude plus forte pour JetpL3 et JetpL5 que pour JetpL8 et JetpL9. Finalement, on peut noter une corrélation entre le degré d'organisation des structures dans les couches de mélange des jets et l'amplitude des ondes acoustiques. Une tendance similaire a été obtenue expérimentalement par Thurow *et al.* [153].

4.2.3 Champs moyens de vitesse

Les champs moyens de vitesse totale dans le plan (x, y) sont montrés sur la figure 4.7. Sur le plan de symétrie du jet, les variations de vitesse sont de très faible amplitude (environ 4% de la vitesse d'éjection du jet), indiquant que le jet est quasi idéalement détendu. Dans tous les jets, un point d'arrêt peut être observé sur le plan de symétrie du jet au niveau de la paroi et deux jets de paroi (*wall jet* en anglais) se forment après l'impact du jet. La vitesse maximale u_m, la distance x_m entre la paroi et la position du maximum de vitesse u_m, et la distance $x_{1/2}$ entre la paroi et la position où la vitesse est égale à $u_m/2$ des jets de paroi, définies et utilisées par Irwin [65] et par George *et al.* [53], sont donnés dans le tableau 4.5 le long de la ligne $y = 2h$. La vitesse maximale du jet de paroi u_m diminue avec la distance entre la buse et la paroi. Au niveau géométrique, l'épaisseur de la couche limite x_m diminue et l'épaisseur du jet de paroi $x_{1/2}$ augmente avec la distance des lèvres de la buse à la paroi.

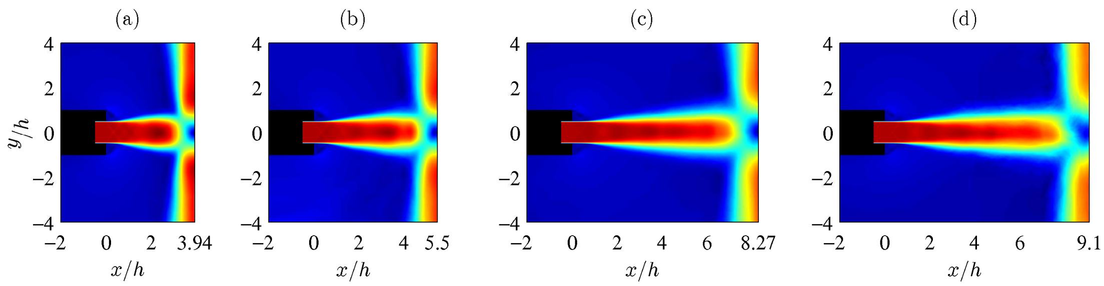

FIGURE 4.7 – Champs moyens de vitesse totale dans le plan (x, y) pour (a) JetpL3, (b) JetpL5, (c) JetpL8 et (d) JetpL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 400 m.s^{-1}. La buse est en noir.

	u_m $(m.s^{-1})$	x_m/h	$x_{1/2}/h$
JetpL3	361	0.065	0.75
JetpL5	349	0.051	0.83
JetpL8	317	0.040	0.98
JetpL9	300	0.039	1.00

TABLE 4.5 – Vitesse maximale u_m, distances x_m/h et $x_{1/2}/h$ pour le jet de paroi à $y = 2h$.

4.2.4 Champs fluctuants de vitesse

Les champs rms de vitesses axiale et latérale sont représentés sur les figures 4.8 et 4.9 respectivement. Au sein de la couche de mélange du jet, il est intéressant de noter que des vitesses rms axiale et latérale plus fortes sont observées pour JetpL3 et JetpL5 par rapport à JetpL8 et JetpL9. Par ailleurs, la vitesse rms axiale semble osciller le long de la couche de mélange et atteindre des maxima en sortie de buse et dans la région située juste en amont de la paroi alors que la vitesse rms latérale semble presque constante le long de la couche de mélange du jet.

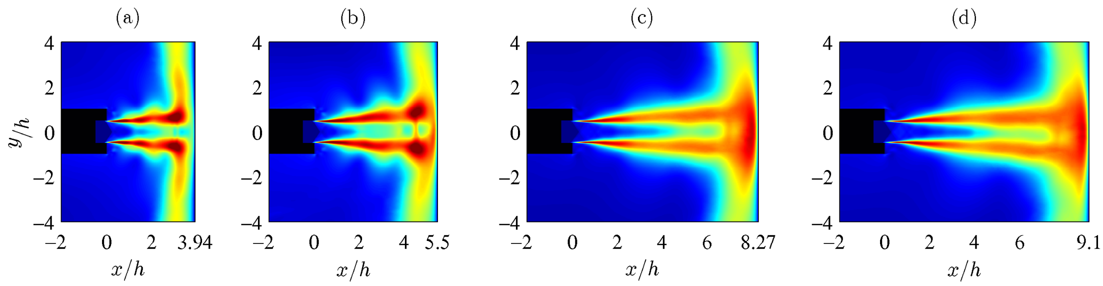

FIGURE 4.8 – Champs rms de la vitesse axiale dans le plan (x, y) pour (a) JetpL3, (b) JetpL5, (c) JetpL8 et (d) JetpL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 100 m.s^{-1}. La buse est en noir.

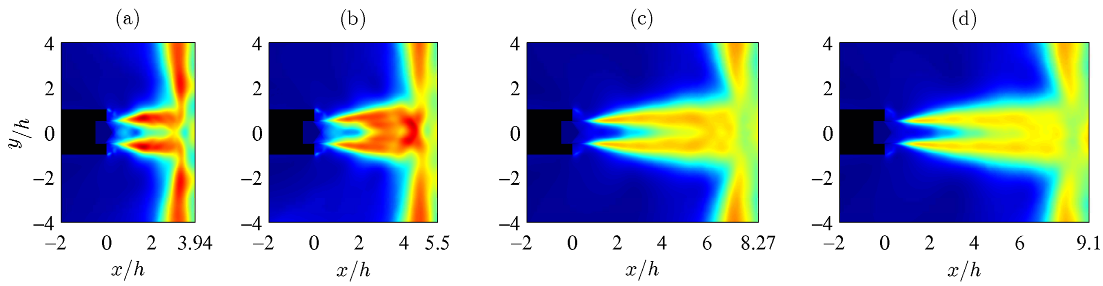

FIGURE 4.9 – Champs rms de la vitesse latérale dans le plan (x, y) pour (a) JetpL3, (b) JetpL5, (c) JetpL8 et (d) JetpL9. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 100 m.s^{-1}. La buse est en noir.

Les valeurs maximales des champs de vitesse rms axiale et latérale dans les couches de mélange des jets sont présentées sur la figure 4.10 en fonction de la distance axiale. Pour JetpL3 et JetpL5, sur la figure 4.10(a), les maxima des valeurs maximales des champs de vitesse rms axiale sont situés à environ $x = 0.5h$. Ces maxima sont égaux à 31.8% et 32.7% de la vitesse d'éjection du jet pour JetpL3 et JetpL5 respectivement. Pour JetpL8 et JetpL9, sur la figure 4.10(b), ces maxima se situent plus en aval, à $x \simeq 0.75h$, et sont égal à 26.6% et 27.3% de la vitesse d'éjection du jet. Pour les quatre jets, des maxima sont également atteints juste avant la paroi. Les valeurs des ces maxima diminuent avec la distance entre les lèvres de la buse et la paroi et est égale à 28.5%, 27.3%, 24.4% et 24% de la vitesse d'éjection du jet pour JetpL3, JetpL5, JetpL8 et JetpL9 respectivement. La figure 4.10(b) présente les valeurs maximales des champs de vitesse rms latérale. Des valeurs supérieures sont observées pour JetpL3 et JetpL5 que pour JetpL8 et JetpL9. En particulier, les maxima, situés à $x \simeq 1.7h$ pour les quatre jets, sont égaux à 24% et 21% de la vitesse d'éjection du jet pour JetpL3 et JetpL5 et à 17.5% pour JetpL8 et JetpL9.

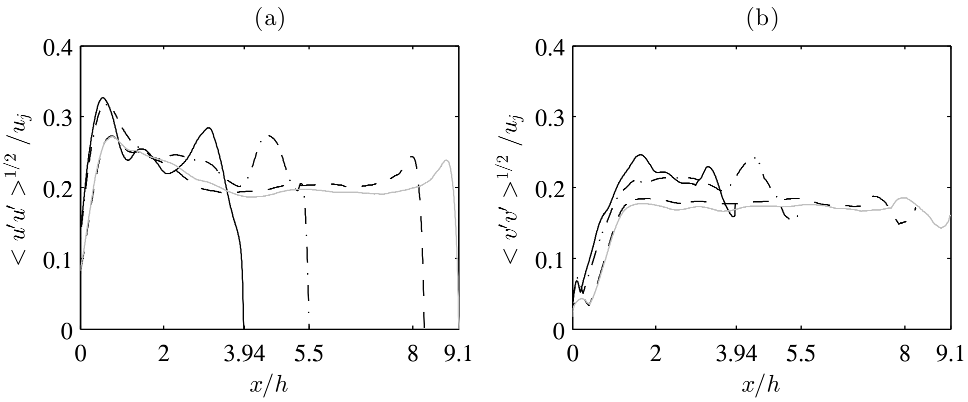

FIGURE 4.10 – Evolution de la valeur maximale de la vitesse rms (a) axiale et (b) latérale le long de la couche de mélange en fonction de la distance axiale pour —— JetpL3, —·— JetpL5, — — — JetpL8, et —— JetpL9.

4.2.5 Vitesse de convection

L'évolution des structures turbulentes dans la couche de mélange du jet et plus précisément leur vitesse de convection revêt une importance particulière dans la compréhension du mécanisme de rétroaction aéroacoustique entre les lèvres de la buse et la paroi. Pour deux écoulements parallèles de pression et de chaleur spécifique égales, le nombre de Mach de convection $\mathcal{M}_c$ a été défini par Papamoschou et Roshko [106]. Ce nombre s'écrit :

$$\mathcal{M}_c = \frac{u_1 - u_2}{a_1 + a_2} = \frac{u_1 - u_c}{a_1} = \frac{u_c - u_2}{a_2} \tag{4.7}$$

où u_1 et u_2 sont les vitesses hautes et basses des deux écoulements libres, a_1 et a_2 sont les vitesses du son et u_c est la vitesse de convection théorique.

Pour les jets étudiés, les hypothèses d'application de la relation (4.7) sont respectées. La vitesse u_1 correspond à la vitesse d'éjection du jet u_j. La vitesse u_2 est la vitesse en dehors du jet et est donc nulle. De la même manière, la vitesse du son au sein du jet est $a_1 = \sqrt{\gamma r T_j}$ et la vitesse du son en dehors du jet est $a_2 = \sqrt{\gamma r T_0}$. La vitesse de convection théorique des structures turbulentes peut alors être déterminée par :

$$u_c = \frac{u_j}{a_e/a_0 + 1} \tag{4.8}$$

Une vitesse de convection théorique de $u_c = 0.57u_j$ est obtenue avec les conditions d'éjection données par le tableau 4.1. La vitesse de convection u_c des structures turbulentes au sein de la couche de mélange a également été calculée à partir de corrélations croisées sur la vitesse axiale fluctuante le long de la ligne $y = -h/2$. Les résultats sont présentés sur la figure 4.11.

Pour les quatre jets, la figure 4.11 donne une vitesse de convection égale à $0.50u_j$ à $x = h$. Plus en aval, la vitesse de convection augmente légèrement jusqu'à atteindre un maximum situé environ $2h$ en amont de la paroi. En aval de cette position, la vitesse de convection décroit à nouveau. La valeur maximale de la vitesse de convection augmente avec la distance entre la buse et la paroi. Elle est égale à $0.62u_j$, $0.64u_j$, $0.67u_j$ et $0.68u_j$ pour JetpL3, JetpL5, JetpL8 et JetpL9 respectivement. Finalement, pour les quatre jets, la vitesse de convection est

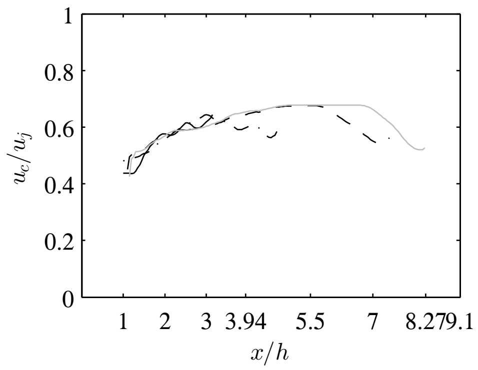

FIGURE 4.11 – Vitesse de convection des structures turbulentes le long des couches de mélange des jets pour —— JetpL3, —·— JetpL5, — — — JetpL8, et —— JetpL9.

en moyenne de $< u_c >= 0.60u_j$. Cette valeur est en bon accord avec la vitesse de convection théorique de $0.57u_j$ et avec les résultats expérimentaux de Panda *et al.* [103] qui ont noté une vitesse de convection de $0.60u_j$ pour un jet rectangulaire supersonique idéalement détendu avec un nombre de Mach d'éjection de $\mathcal{M}_j = 1.3$.

4.2.6 Spectres acoustiques amont

Les spectres acoustiques obtenus au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 1.5h$ sont présentés sur la figure 4.12 en fonction du nombre de Strouhal $St = fh/u_j$. Un grand nombre de fréquences tonales apparaissent, en particulier sur les figures 4.12(a) et 4.12(b), dans les spectres de JetpL3 et JetpL5. Environ 10 fréquences tonales peuvent être observées pour ces cas. Ce résultat corrobore les observations expérimentales de Norum [97] qui ont également relevé un grand nombre de fréquences tonales pour un jet rectangulaire supersonique impactant. Les fréquences tonales dont l'intensité dépasse de plus de 5 dB le bruit large-bande sont rassemblées dans le tableau 4.6.

	St_1	St_2	St_3	S_4	St_5	St_6	St_7
JetpL3	0.115	**0.255**	0.37	0.485	0.625	0.74	0.855
JetpL5	0.12	**0.19**	0.38	0.57	0.76	0.95	1.14
JetpL8	**0.092**	0.165	0.21	0.255	–	–	–
JetpL9	**0.085**	0.145	0.19	0.23	–	–	–

TABLE 4.6 – Nombre de Strouhal des fréquences tonales visibles sur les spectres de la figure 4.12. Les fréquences tonales dominantes sont en **gras**.

Les fréquences tonales observées sur le spectre de JetpL3 ne correspondent pas aux harmoniques d'une fréquence fondamentale mais aux combinaisons linéaires des fréquences tonales à $St_1 = 0.115$ et $St_2 = 0.255$. En effet, les relations $St_3 = St_1 + St_2$, $St_4 = 2St_1 + St_2$, $St_5 = St_1 + 2St_2$, $St_6 = 2St_1 + 2St_2$ et $St_7 = 3St_1 + 2St_2$ sont vérifiées. Un comportement similaire a été noté par Tam et Norum [143] pour différents jets supersoniques rectangulaires impactant une paroi [97]. Par ailleurs, les jets simulés sont similaires à ceux de l'étude expérimentale de Thurow *et al.* [153]. Pour $L = 3.94h$, ceux-ci ont notamment observé les sept fréquences tonales observées pour JetpL3 ainsi que huit autres fréquences non retrouvées dans

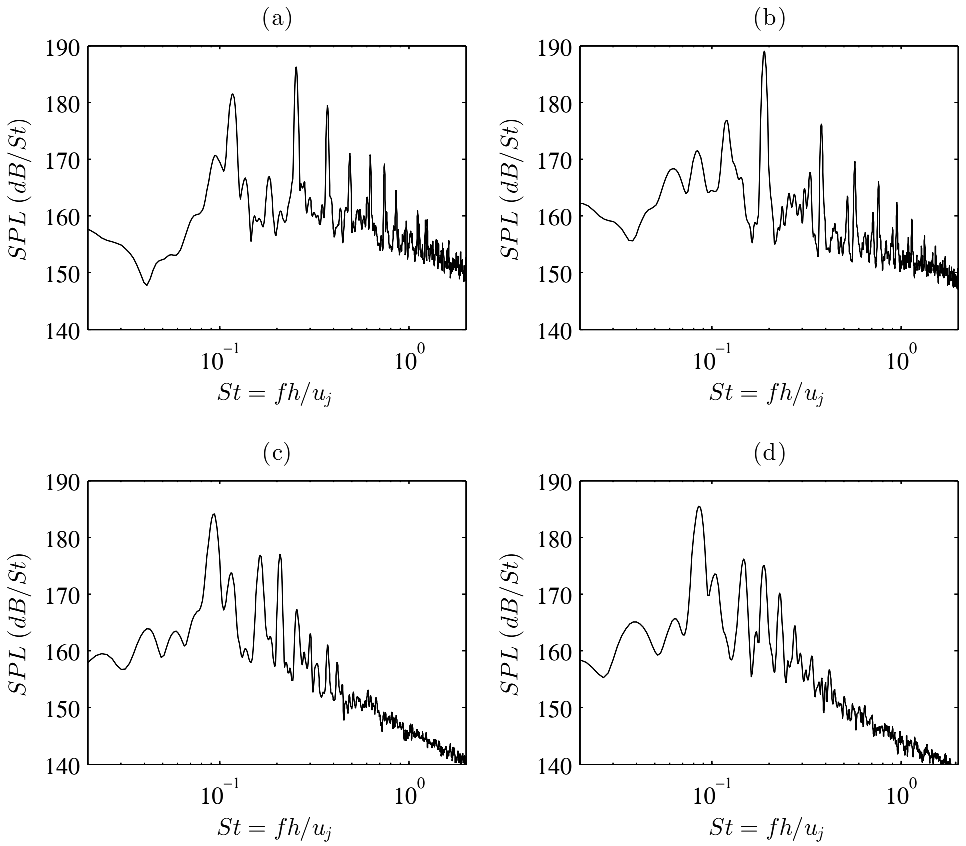

FIGURE 4.12 – Spectres acoustiques (SPL) en $x = 0$ et $y = 1.5h$ en fonction du nombre de Strouhal pour (a) JetpL3, (b) JetpL5, (c) JetpL8 et (d) JetpL9.

la simulation. Ces différences peuvent être dues à la géométrie rectangulaire du jet dans l'expérience et à la géométrie plane du jet dans la simulation. Pour JetpL5, sur la figure 4.12(b), une fréquence tonale dominante est observée à $St_2 = 0.19$ et ses six premiers harmoniques sont visibles. Une autre fréquence tonale peut être vue à $St_1 = 0.12$. Ces mesures sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Thurow *et al.* [153] où une fréquence tonale dominante a été obtenue à $St_{exp} = 0.20$. Pour JetpL8 et JetpL9, sur les figures 4.12(c) et 4.12(d), quatre fréquences tonales sont visibles et seule la troisième, respectivement à $St_3 = 0.21$ et $St_3 = 0.19$, est observée expérimentalement par Thurow *et al.* [153]. Cependant, pour des distances entre les lèvres de la buse et la paroi de $8.27h$ et $9.1h$, le jet rectangulaire expérimental ne peut plus être considéré comme plan lors de son impact sur la paroi et des différences sont attendues. Dans ces deux derniers cas, il est intéressant de noter la relation $St_4 = St_1 + St_2$. Finalement, JetpL5 est le cas le plus résonant des quatre jets simulés avec un niveau sonore maximum de 188 dB/St. Le cas $L = 5.5h$ est également le cas le plus résonant dans l'étude expérimentale de Thurow *et al.* [153].

4.2.7 Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement

Afin d'examiner le caractère non-linéaire des ondes acoustiques générées au niveau de la région d'impact, les propriétés statistiques de la pression fluctuante au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 8.5h$ ont été étudiées. L'évolution temporelle de la pression en ce point pour le cas le plus résonant, JetpL5, est représentée sur la figure 4.13(a) pour la totalité du régime permanent et un zoom du signal pour la région $230h/u_j \leq t \leq 270h/u_j$ est montré sur la figure 4.13(b). De ondes de choc de faible amplitude ainsi que des ondes en N (*N-shaped waves* en anglais) caractérisées par une compression brusque suivie d'une dilatation progressive sont visibles. Des observations similaires ont été effectuées par de Cacqueray et Bogey [42] dans le champ acoustique d'un jet sur-détendu [43] avec un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 3.3$. Par ailleurs, à certains instants, des fronts d'ondes d'amplitude $0.15P_{amb}$ sont visibles. Deux ondes de choc de forte amplitude sont notamment obtenues à $t_1 = 242h/u_j$ et $t_2 = 253h/u_j$.

Par la suite, la densité de probabilité de la pression fluctuante normalisée par l'écart type est calculée sur la figure 4.13(c). Cette distribution est caractérisée par un coefficient de dissymétrie de $S = 0.57$ et un coefficient d'aplatissement de $K = 3.87$. Ces valeurs indiquent que le comportement de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 8.5h$ est fortement non-linéaire et fortement intermittent pour JetpL5. La présence intermittente d'ondes de choc de forte amplitude fortement non-linéaires est ainsi mise en évidence comme c'est le cas pour le bruit de *crackle* décrit par Ffowcs-Williams *et al.* [49]. Ceux-ci ont associé l'apparition de cette composante de bruit spécifique à un facteur de dissymétrie supérieur à la valeur 0.4. Par ailleurs, Baars et Tinney [6, 7] ont noté pour un jet supersonique sous-détendu ($\mathcal{M}_j = 3$), que les ondes de choc de forte amplitude, responsables du bruit de *crackle*, sont souvent regroupées, comme cela est observé sur la figure 4.13(a).

Pour les quatre jets, les niveaux acoustiques maximum relevés sur les spectres de la figure 4.12 en $x = 0$ et $y = 1.5h$, ainsi que les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement en $x = 0$ et $y = 8.5h$, sont rassemblés dans le tableau 4.7. Une corrélation peut être mise en évidence entre le niveau acoustique et le coefficient de dissymétrie. De plus, l'évolution temporelle de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 8.5h$ pour les quatre jets semble indiquer

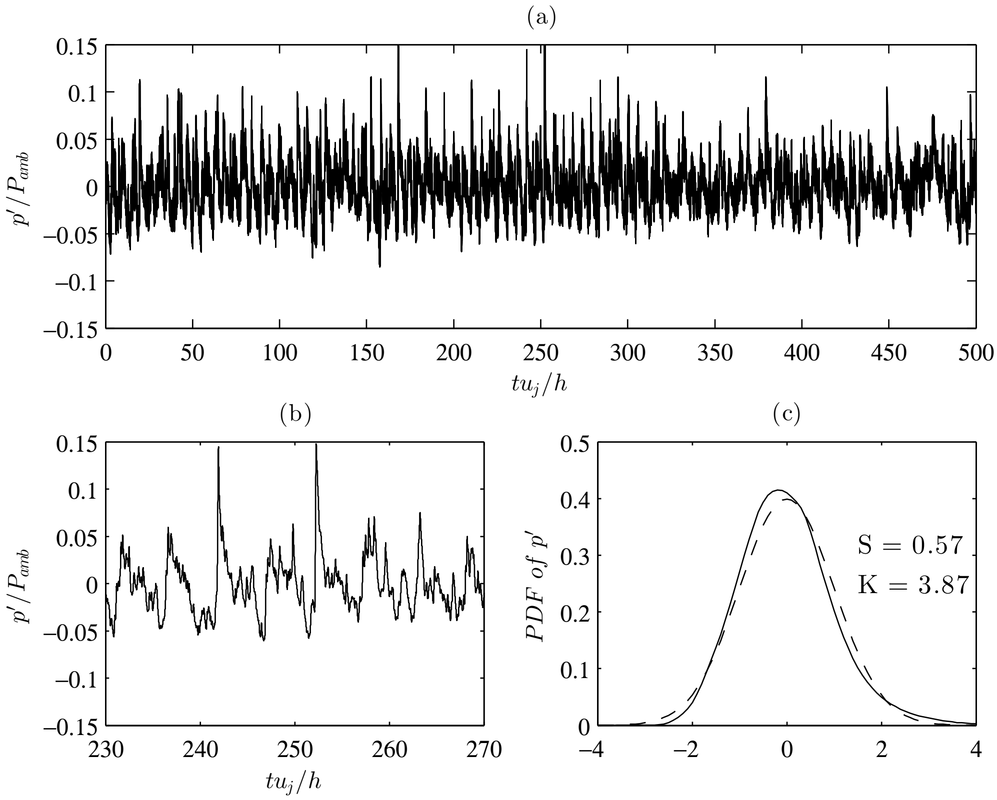

FIGURE 4.13 – Evolution temporelle de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 8.5h$ pour JetpL5 : (a) sur toute la durée de la simulation et (b) sur une période de $40h/u_j$ s; (c) densité de probabilité —— de la pression fluctuante et — — — d'une distribution gaussienne.

que seul le cas JetpL5 émet un bruit proche du bruit de *crackle*. Ce constat est en bon accord avec les valeurs des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement qui sont maximales pour le cas JetpL5, indiquant une forte non-linéarité et une forte intermittence du signal.

	JetpL3	JetpL5	JetpL8	JetpL9
$SPL_{max}(dB/S_t)$	185	188	182	183
coefficient de dissymétrie	0.39	0.57	0.27	0.29
coefficient d'aplatissement	3.16	3.87	3.36	3.25

TABLE 4.7 – Niveaux acoustiques maximum relevés sur la figure 4.12, coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de la pression fluctuante au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 8.5h$.

4.2.8 Etude des fréquences tonales

Les composantes tonales mises en évidence dans les simulations sont dues à une boucle de rétroaction aéroacoustique. Les fréquences tonales associées aux modes d'une telle boucle peuvent être prédites par le modèle de Ho et Nosseir [62], qui s'écrit :

$$\frac{N}{f} = \frac{L}{< u_c >} + \frac{L}{c_0} \tag{4.9}$$

Les nombres de Strouhal des fréquences tonales obtenues sur la figure 4.12 pour les quatre jets sont représentés sur la figure 4.14 en fonction de la distance entre la buse et la paroi. Seules les fréquences tonales qui ne sont pas des harmoniques d'autres fréquences tonales sont affichées. Elles sont appelées fréquences tonales sources. Les fréquences tonales trouvées expérimentalement par Thurow *et al.* [153] sont également représentées, ainsi que les fréquences prédites par la relation (4.9) avec $< u_c >= 0.60u_j$.

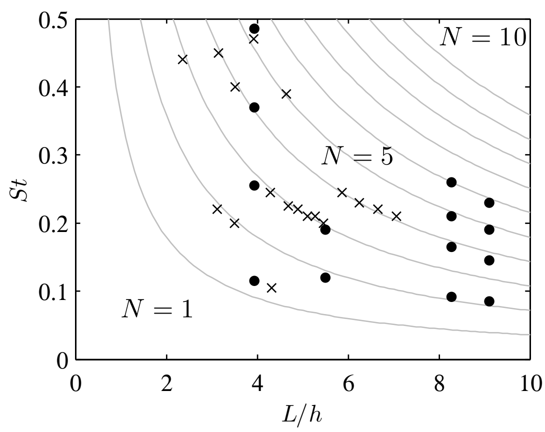

FIGURE 4.14 – Nombre de Strouhal des fréquences tonales obtenues pour • les quatre jets étudiés, × expérimentalement par Thurow *et al.* [153] pour des jets aux conditions d'éjections similaires. —— valeurs prédites par la relation (4.9) avec $< u_c >= 0.60u_j$.

Un bon accord est obtenu entre les résultats des simulations et les résultats expérimentaux. De plus, le modèle de Ho et Nosseir [62] semble adapté pour prédire les fréquences tonales obtenues. Plus précisément, pour JetpL3, avec $L = 3.94h$, les quatre fréquences tonales sources obtenues correspondent aux premier, troisième, quatrième et cinquième mode prédits par le modèle. Pour JetpL5, avec $L = 5.5h$, les deux fréquences tonales sources, à $St_1 = 0.12$ et $St_2 = 0.19$, sont associées au second et au troisième mode. Enfin, pour JetpL8 et JetpL9, avec $L = 8.27h$ et $L = 9.1h$, les quatre fréquences tonales sources sont liées au second, quatrième, cinquième et sixième mode. Quant à la fréquence tonale dominante, elle est attribuée au troisième mode pour JetpL3 et JetpL5, et au deuxième mode pour JetpL8 et JetpL9. Cette évolution étagée, déjà observée dans le chapitre 3, est caractéristique d'une boucle de rétroaction aéroacoustique et a été observée expérimentalement par Krothapalli [71] pour un jet rectangulaire supersonique impactant.

4.2.9 Analyse des propriétés des champs de pression acoustique

Une méthode de décomposition de Fourier est appliquée aux champs de pression 2-D dans le plan (x, y) de la même façon que dans le chapitre 3. Ainsi, pour une fréquence donnée, des champs d'amplitude et de phase peuvent être représentés.

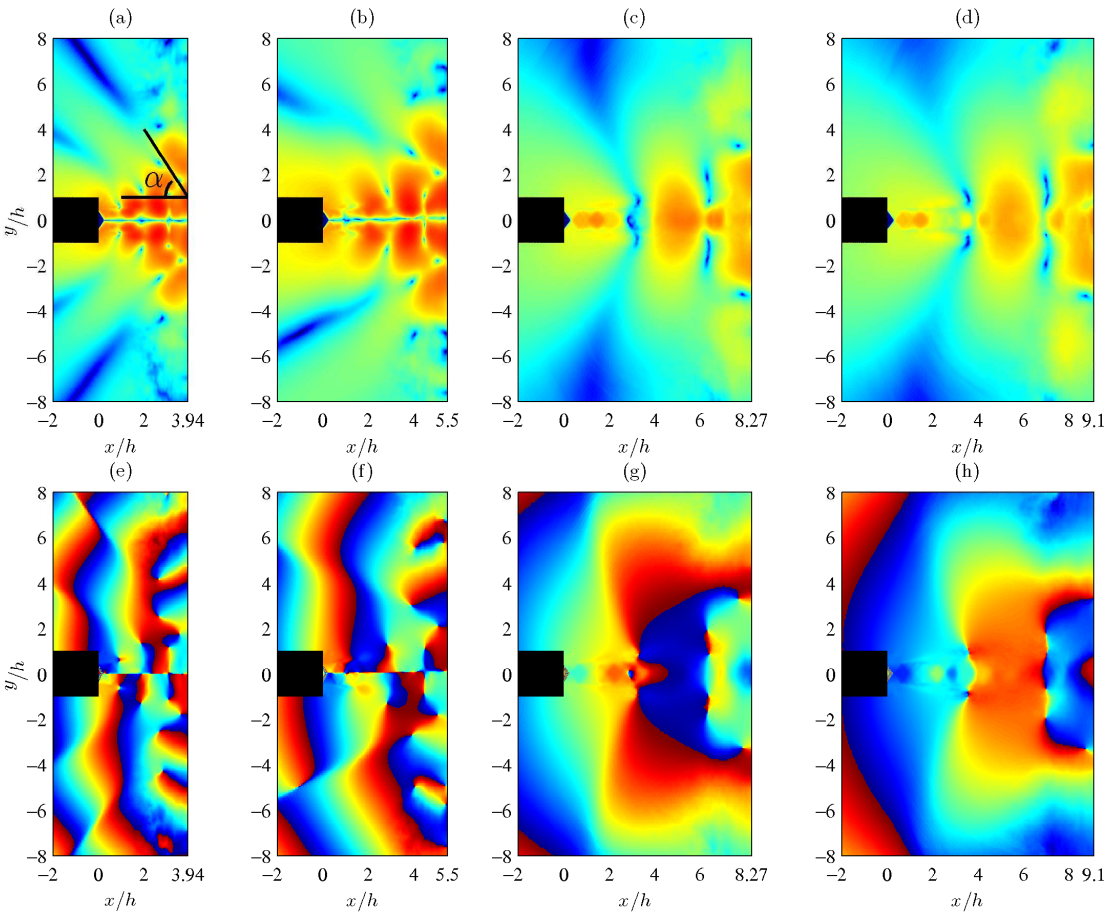

FIGURE 4.15 – Champs d'amplitude (haut) et de phase (bas) obtenus pour les fréquences tonales dominantes de (a) et (e) JetpL3 ($St = 0.255$), (b) et (f) JetpL5 ($St = 0.19$), (c) et (g) JetpL8 ($St = 0.092$), et (d) et (h) JetpL9 ($St = 0.085$).

Pour les quatre jets étudiés, les fréquences tonales dominantes sont examinées. Les champs d'amplitude sont proposés sur les vues du haut de la figure 4.15 et les champs de phase sont proposés sur les vues du bas de la figure 4.15. Ces derniers permettent d'identifier la nature des modes d'oscillation du jet associée à ces fréquences. Ainsi, les fréquences tonales dominantes de JetpL3 et JetpL5 correspondent à des modes d'oscillation sinueux du jet car un déphasage de 180 degrés est visible de part et d'autre du plan de symétrie du jet sur les figures 4.15(e) et 4.15(f). Au contraire, les fréquences tonales dominantes de JetpL8 et JetpL9 sont associées à des modes d'oscillation plans du jet car le déphasage est nul de part et d'autre du jet sur les figures 4.15(g) et 4.15(h). Pour des jets rectangulaires supersoniques impactant, Tam et Norum [143] ont observé également que leurs fréquences tonales étaient liées à des modes d'oscillation plans et sinueux du jet.

Les champs d'amplitude des fréquences tonales dominantes, représentés sur les vues du haut de la figure 4.15, font tous apparaître un réseau de cellules entre les lèvres de la buse et la paroi. En considérant, comme dans le chapitre 3, les deux demi-cellules situées respectivement au niveau de la buse et au niveau de la paroi comme une seule cellule, la structure est composée de trois cellules entre les lèvres de la buse et la paroi pour les cas JetpL3 et JetpL5, sur les figures 4.15(a) et 4.15(b), et de deux cellules pour les cas JetpL8 et JetpL9, sur les figures 4.15(c) et 4.15(d). Ainsi, le nombre de cellules correspond au numéro du mode dans le modèle de la boucle de rétroaction de Ho et Nosseir [62].

Des informations sur les sources acoustiques peuvent être déduites des champs d'amplitude et de phase présentés sur la figure 4.15. Afin de faciliter la description de ces champs, l'angle α au niveau de la région d'impact entre la direction amont et la direction de propagation des ondes acoustiques est considéré. Cet angle est affiché sur la figure 4.15(a). Pour JetpL3, dont les champs d'amplitude et de phase associés à la fréquence tonale dominante sont proposés sur les figures 4.15(a) et 4.15(e), trois contributions acoustiques peuvent être vues en analysant les zones de forte intensité dans les champs d'amplitude et les contours de phase dans les champs de phase. La première contribution acoustique peut être observée dans la région proche de la couche de mélange du jet et de part et d'autre de la buse, pour $0 < \alpha < 30$ degrés. Elle correspond aux ondes acoustiques se propageant vers l'amont et permettant de fermer la boucle de rétroaction aéroacoustique. La seconde contribution acoustique est visible pour $30 < \alpha < 50$ degrés sur le champ de phase de la figure 4.15(e) avec des contours de phase dans cette région qui semblent provenir du point de coordonnées $x \simeq 2.5h$ et $y \simeq 1.5h$. Cette position coïncide avec une zone de forte intensité sur la figure 4.15(a). La troisième contribution acoustique est visible pour $\alpha > 50$ degrés sur le champ de phase et semble être générée au niveau d'un point sur la paroi en $y \simeq 3h$. Une nouvelle fois, cette position correspond à une zone de forte intensité dans le champ d'amplitude. Le même raisonnement peut être appliqué pour déterminer les contributions acoustiques de la fréquence tonale dominante de JetpL5, à l'aide des champs d'amplitude et de phase présentés sur les figures 4.15(b) et 4.15(f). Deux contributions acoustiques sont alors observées. La première est visible pour $0 < \alpha < 30$ degrés et correspond aux ondes acoustiques se propageant vers l'amont et la seconde peut être observée pour $\alpha > 30$ degrés et semble provenir d'un point situé sur la paroi en $y \simeq 3.5h$. Pour les fréquences tonales dominantes de JetpL8 et JetpL9, les deux mêmes contributions acoustiques que pour la fréquence tonale dominante de JetpL5 semblent visibles. Cependant, le grand nombre d'onde associés à ces fréquences tonales rend difficile la lecture des contours de phase.

4.2.10 Modélisation d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique

La présence d'un réseau de cellules entre la buse et la paroi dans les champs d'amplitude des fréquences tonales dominantes des jets étudiés sur la figure 4.15 est due à la présence d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique générée entre les lèvres de la buse et la paroi. Ce type d'onde a déjà été observé dans le chapitre 3, par Panda *et al.* [103] et par Panda et Seasholtz [104] pour des jets supersoniques produisant un bruit de *screech*. L'apparition de cette onde est due à la présence d'un mécanisme de rétroaction aéroacoustique. Cette onde stationnaire aérodynamique-acoustique correspond à la coexistence, au niveau de la couche de mélange du jet, de structures turbulentes se propageant en aval et d'ondes acoustiques se propageant en amont.

Par ailleurs, dans les simulations, il y a trois cellules visibles pour JetpL3 et JetpL5 sur les figures 4.15(a) et 4.15(b) et il a été observé sur la figure 4.14 que les fréquences tonales dominantes de JetpL3 et JetpL5 correspondaient au mode $N = 3$ du modèle de la boucle de rétroaction aéroacoustique. De la même manière, deux cellules sont visibles pour JetpL8 et JetpL9 sur les figures 4.15(c) et 4.15(d) et il a été noté sur la figure 4.14 que les fréquences tonales dominantes de JetpL8 et JetpL9 correspondaient au mode $N = 2$ du modèle. Il semble donc, pour une fréquence tonale de la boucle de rétroaction, que le nombre de cellules de l'onde stationnaire associée soit égal à son numéro de mode dans le modèle de Ho et Nosseir [62]. Un modèle peut être construit afin de déterminer le nombre d'onde de l'onde stationnaire dans les jets étudiés et ainsi de confirmer ce constat. Soit ω la fréquence angulaire du mécanisme de rétroaction aéroacoustique et k_p et k_a les nombres d'onde des structures turbulentes aérodynamiques et des ondes acoustiques, respectivement. Au niveau de la couche de mélange du jet, la pression fluctuante résultante peut s'écrire sous la forme :

$$p'(x,t) = A_a sin(k_a x + \omega t + \phi_a) + A_p sin(k_p x - \omega t + \phi_p) \tag{4.10}$$

où A_a, A_p, ϕ_a et ϕ_p sont les amplitudes et les décalages de phase des ondes acoustiques et des structures turbulentes. La valeur moyenne quadratique de la pression fluctuante est :

$$p'_{rms}(x) = \frac{1}{T}\int_0^T p'(x,t)^2 dt = \frac{A_a^2}{2} + \frac{A_p^2}{2} - A_a A_p cos\left((k_a + k_p)x + \phi_a + \phi_p\right) \tag{4.11}$$

où $T = 2\pi/\omega$ est la période temporelle. Le nombre d'onde k_{sw} de l'onde stationnaire est ainsi égal à $k_a + k_p$. Les nombres d'ondes s'écrivent $k_p = \omega/u_c$ pour les structures turbulentes et $k_a = \omega/a_0$ pour les ondes acoustiques où a_0 est la vitesse du son en dehors du jet et u_c est la vitesse de convection des structures turbulentes dans la couche de mélange.

La longueur d'onde de l'onde stationnaire est notée $L_{sw} = 2\pi/k_{sw}$. La relation suivante peut alors être déterminée à partir de l'égalité $k_{sw} = k_a + k_p$:

$$\frac{1}{L_{sw}} = \frac{f}{a_0} + \frac{f}{u_c} \tag{4.12}$$

où $f = 2\pi/\omega$.

Comme observé sur la figure 4.15, il y a un nombre entier N de cellules entre les lèvres de la buse et la paroi. En considérant que ces réseaux de cellules correspondent à la génération d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique entre la buse et la paroi, la distance L

est alors nécessairement un multiple de la longueur d'onde de l'onde stationnaire, c'est-à-dire $L = L_{sw}N$. La relation (4.12) peut alors s'écrire :

$$\frac{N}{f} = \frac{L}{a_0} + \frac{L}{u_c} \tag{4.13}$$

La relation (4.13) est identique à la relation (1.32) correspondant au modèle de Ho et Nosseir [62]. Ce résultat démontre l'égalité observée dans les simulations entre le nombre de cellules visibles dans les champs d'amplitude de la figure 4.15 et le numéro du mode dans le modèle de Ho et Nosseir [62].

4.2.11 Modèle de jet plan avec des couches de mélange infiniment minces

Les résultats de ce chapitre sont confrontés aux développements théoriques de Tam et Norum [143]. Ceux-ci ont proposé que les modes d'oscillation du jet associés à la boucle de rétroaction aéroacoustique correspondent à des modes acoustiques neutres du modèle du jet plan adapté équivalent avec des couches de mélange infiniment minces se propageant en amont dans le jet. Les résultats exposés dans le chapitre 1 sont repris ici et les fréquences tonales dominantes des quatre jets sont montrées sur la figure 4.16. Celle-ci fournit les plages de fréquences envisageables pour les deux premiers modes d'oscillation plans et sinueux en fonction du nombre de Mach idéalement détendu $\mathcal{M}_j$. Les fréquences tonales obtenues par Tam et Norum [143] pour des jets froids rectangulaires supersoniques impactant avec un nombre de Mach idéalement détendu entre 1.15 et 1.70 sont également représentées. Il peut être noté que les fréquences dominantes de JetpL3 et JetpL5, à $St = 0.255$ et $St = 0.19$, associées à des modes d'oscillations sinueux du jet, se situent dans la bande envisageable du premier mode d'oscillation sinueux $S1$. De plus, les deux fréquences dominantes de JetpL8 et JetpL9, à $St = 0.092$ et $St = 0.085$, correspondant à des modes d'oscillation plans du jet, se trouvent dans la bande envisageable du premier mode d'oscillation plan $A1$. Ainsi, le modèle de jet plan avec des couches de mélange infiniment minces associé à l'hypothèse de Tam et Norum [143] semble bien adapté à la prédiction de la nature des modes d'oscillation du jet liés à la boucle de rétroaction.

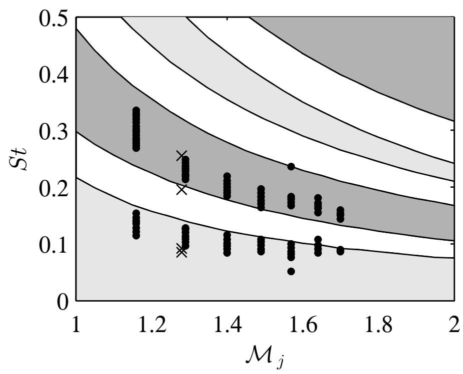

FIGURE 4.16 – Plages de fréquences envisageables pour les deux premiers modes symétriques en gris clair et antisymétriques en gris foncé; • données expérimentales de Tam et Norum [143], × fréquences tonales dominantes des quatre jets.

4.2.12 Combinaison des deux modèles

Le modèle de l'onde stationnaire aérodynamique-acoustique et celui de jet plan avec des couches de mélange infiniment minces peuvent être combinés afin de déterminer à la fois les fréquences les plus probables de la boucle de rétroaction aéroacoustique et la nature de l'oscillation du jet associée. Pour cela, on rappelle que la boucle de rétroaction aéroacoustique qui s'établit entre la buse et la paroi génère une onde stationnaire aérodynamique-acoustique dont le nombre d'onde k_{sw} est lié au nombre d'onde acoustique k_a et au nombre d'onde aérodynamique k_p par la relation suivante :

$$k_{sw} = k_a + k_p \tag{4.14}$$

avec $k_{sw} = 2\pi/L_{sw} = 2\pi N/L$ et $k_p = 2\pi f/u_c$, on obtient :

$$f = \frac{Nu_c}{L} - k_a\frac{u_c}{2\pi} \tag{4.15}$$

Par ailleurs, Tam et Norum [143] ont fait l'hypothèse que la partie acoustique de la boucle de rétroaction correspond à des modes acoustiques neutres du modèle de jet plan avec des couches de mélange infiniment minces se propageant en amont dans le jet. Ainsi, afin d'avoir l'établissement d'une boucle de rétroaction dans un jet supersonique plan impactant, deux mécanismes doivent coïncider. Premièrement, une onde stationnaire aérodynamique-acoustique doit se former entre la buse et la paroi et deuxièmement, la partie acoustique de la boucle de rétroaction doit correspondre à des modes acoustiques neutres du modèle de jet plan se propageant en amont dans le jet. C'est-à-dire que le nombre d'onde k_a du modèle de l'onde stationnaire doit être égal à l'opposé du nombre d'onde k de l'onde de propagation du modèle de jet plan. Cette approche est mise en place pour l'étude des fréquences tonales des jets simulés.

Pour $L = 3.94h$, les champs d'amplitude et de phase obtenus pour les trois fréquences tonales dominantes, à $St_1 = 0.115$, $St_2 = 0.255$ et $St_3 = 0.37$, sont représentés sur la figure 4.17. Les champs pour $St_1 = 0.115$ sont montrés sur les figures 4.17(a) et 4.17(b). Cette fréquence tonale est associée à un mode sinueux du jet car un déphasage de 180 degrés est observé de part et d'autre du jet sur le champ de phase. Par ailleurs, il n'y a pas de réseau de cellules visible sur le champ d'amplitude et donc pas d'établissement d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique entre la buse et la paroi. Pour la deuxième fréquence tonale à $St_2 = 0.255$, les champs d'amplitude et de phase sont montrés sur les figures 4.17(c) et 4.17(d). Cette fréquence est liée à un mode sinueux du jet et un réseau de trois cellules apparaît entre la buse et la paroi sur le champ d'amplitude. Enfin, les champs d'amplitude et de phase de la troisième fréquence tonale à $St_3 = 0.37$ sont présentés sur les figures 4.17(e) et 4.17(f). Cette fréquence est liée à un mode plan du jet car le champ de phase est symétrique par rapport au plan de symétrie du jet. De plus, une structure composée de quatre cellules est visible sur le champ d'amplitude de la figure 4.17(e).

Pour $L = 3.94h$, les résultats des deux modèles sont montrés sur la figure 4.18 en fonction du nombre d'onde de la partie acoustique de la boucle de rétroaction et du nombre de Strouhal. Pour cela, les relations de dispersion des modes acoustiques neutres symétriques et antisymétriques d'un jet plan supersonique idéalement détendu de nombre de Mach $\mathcal{M}_j = 1.28$ sont représentées et la relation (4.15) est utilisée afin de montrer les dix premiers modes de la boucle de rétroaction aéroacoustique. Les trois fréquences tonales dominantes observées pour

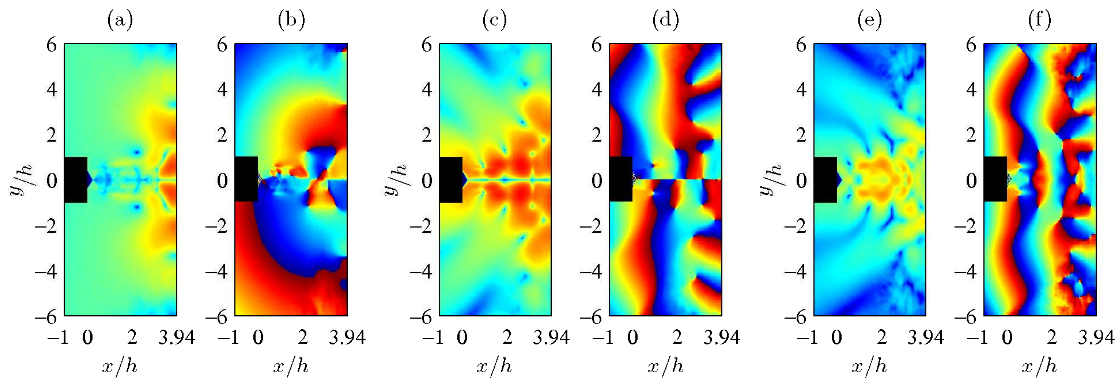

FIGURE 4.17 – Champs d'amplitude et de phase obtenus pour les trois fréquences tonales de JetpL3 (a) et (b) à $St_1 = 0.115$, (c) et (d) à $St_2 = 0.255$, et (e) et (f) à $St_3 = 0.37$.

JetpL3 sont aussi tracées, selon leur nature symétrique ou antisymétrique. Pour les modes plans, sur la figure 4.18(a), la fréquence tonale à $St_3 = 0.37$ se situe près du second mode symétrique $S2$ du jet, sur le mode $N = 4$ de la boucle de rétroaction aéroacoustique. Ce résultat est en accord avec les observations effectuées sur les champs de phase et d'amplitude des figures 4.17(e) et 4.17(f). Pour les modes sinueux, sur la figure 4.18(b), la fréquence tonale à $St_2 = 0.255$ se trouve à l'intersection du premier mode antisymétrique $A1$ du jet et du mode $N = 3$ de la boucle de rétroaction. Ce résultat correspond également aux observations faites sur les champs d'amplitude et de phase des figures 4.17(c) and 4.17(d). Enfin, la fréquence tonale à $St_1 = 0.115$ n'est pas retrouvée par notre approche mais semble être due à la combinaison linéaire $St_1 = St_3 - St_2$. Ce constat permet également d'expliquer l'absence d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique sur le champ d'amplitude de la figure 4.17(a).

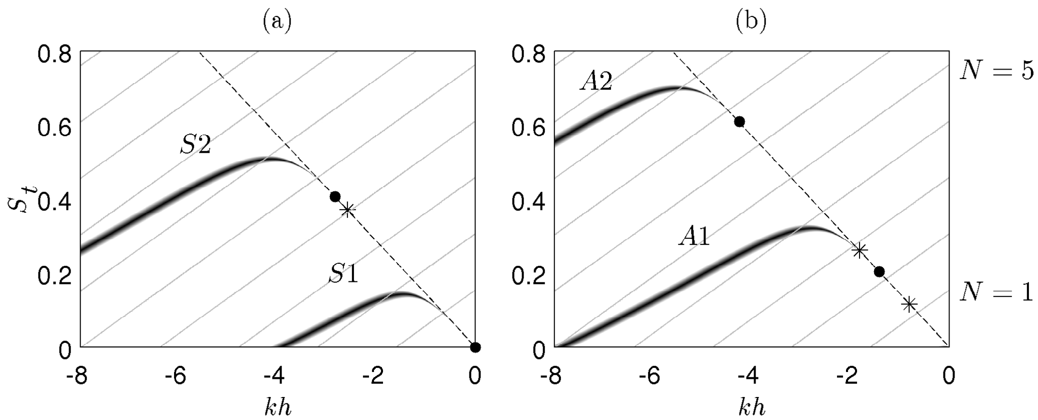

FIGURE 4.18 – —— Représentation des relations de dispersion des modes acoustiques neutres (a) symétriques et (b) antisymétriques d'un jet plan supersonique idéalement détendu avec $\mathcal{M}_j = 1.28$ et $h = 2mm$; • limites basses des modes et $- - -$ $k = -\omega/a_0$; —— condition d'existence d'une onde stationnaire aérodynamique acoustique pour une distance des lèvres de la buse à la paroi de $L = 3.94h$; $*$ fréquences tonales pour $L = 3.94h$.

Pour $L = 5.5h$, les champs d'amplitude et de phase obtenus pour les deux fréquences tonales dominantes à $St_1 = 0.12$ et $St_2 = 0.19$, sont représentés sur la figure 4.19. Les champs pour $St_1 = 0.12$, les figures 4.19(a) et 4.19(b), montrent que cette fréquence est associée à un mode d'oscillation plan et qu'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique contenant deux cellules s'établit entre la buse et la paroi. Les figures 4.19(c) et 4.19(d) présentent les champs d'amplitude et de phase pour $St_2 = 0.19$. Un déphasage de 180 degrés est visible sur le champ de phase de part et d'autre du jet, indiquant que cette fréquence tonale est associée à un mode d'oscillation sinueux. Sur le champ d'amplitude, un réseau de trois cellules peut être observé entre les lèvres de la buse et la paroi.

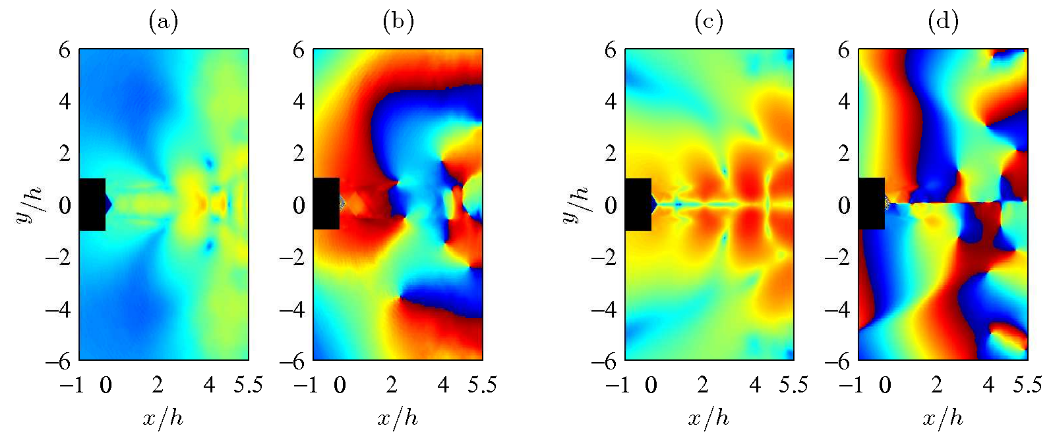

FIGURE 4.19 – Champs d'amplitude et de phase obtenus pour les deux fréquences tonales de JetpL5 (a) et (b) à $St_1 = 0.12$, et (c) et (d) à $St_2 = 0.19$.

Pour $L = 5.5h$, les résultats des deux modèles sont présentés sur la figure 4.20 en fonction du nombre d'onde de la partie acoustique de la boucle de rétroaction et du nombre de Strouhal. Les deux fréquences tonales dominantes sont aussi tracées en fonction de leur nature plane ou sinueuse. Pour les modes symétriques, sur la figure 4.20(a), la fréquence tonale à $St_1 = 0.12$ se trouve à l'intersection du premier mode symétrique $S1$ du jet et du mode $N = 2$ de la boucle de rétroaction aéroacoustique. Ce résultat correspond aux observations faites sur les champs de phase et d'amplitude des figures 4.19(a) et 4.19(b). Sur la figure 4.20(b), pour les modes antisymétriques, la fréquence tonale à $St_2 = 0.19$ est située proche du premier mode antisymétrique $A1$ du jet et sur le mode $N = 3$ de la boucle de rétroaction. Ceci est également en accord avec les champs d'amplitude et de phase des figures 4.19(c) et 4.19(d).

Pour $L = 8.27h$, les champs d'amplitude et de phase des quatre fréquences tonales dominantes à $St_1 = 0.092$, $St_2 = 0.165$, $St_3 = 0.21$ et $St_4 = 0.255$, sont représentés sur la figure 4.21. Pour $St_1 = 0.092$, les champs des figures 4.21(a) et 4.21(b) permettent de déterminer que cette fréquence tonale est associée à un mode d'oscillation plan du jet et qu'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique contenant deux cellules est générée à cette fréquence. Pour les fréquences à $St_2 = 0.165$, $St_3 = 0.21$ et $St_4 = 0.255$, les champs de phase indiquent que ces trois fréquences sont associées à des modes d'oscillation sinueux du jet. De plus, les figures 4.21(c), 4.21(e) et 4.21(g) montrent l'apparition d'ondes stationnaires aérodynamique-acoustique contenant quatre, cinq et six cellules pour les fréquences à $St_2 = 0.165$, $St_3 = 0.21$ et $St_4 = 0.255$, respectivement.

Pour $L = 8.27h$, les résultats des deux modèles sont montrés sur la figure 4.22 en fonction du nombre d'onde de la partie acoustique de la boucle de rétroaction et du nombre de Strouhal.

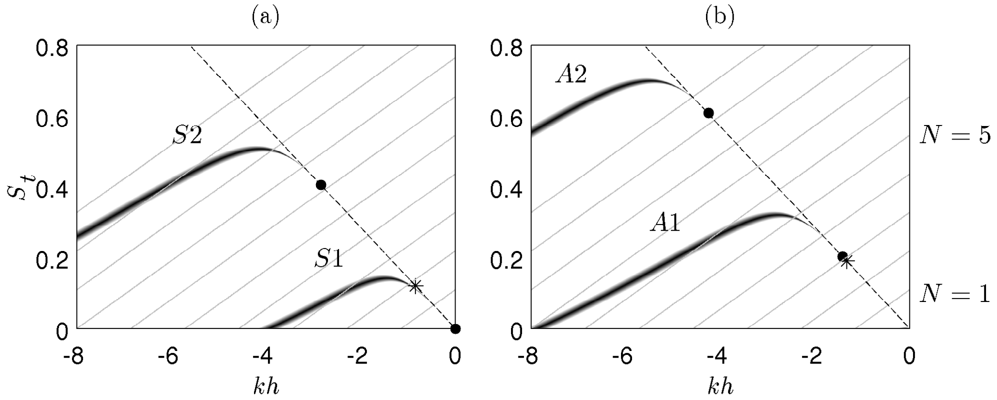

FIGURE 4.20 – —— Représentation des relations de dispersion des modes acoustiques neutres (a) symétriques et (b) antisymétriques d'un jet plan supersonique idéalement détendu avec $\mathcal{M}_j = 1.28$ et $h = 2mm$; • limites basses des modes et $- - -$ $k = -\omega/a_0$; —— condition d'existence d'une onde stationnaire aérodynamique acoustique pour une distance des lèvres de la buse à la paroi de $L = 5.5h$; $*$ fréquences tonales pour $L = 5.5h$.

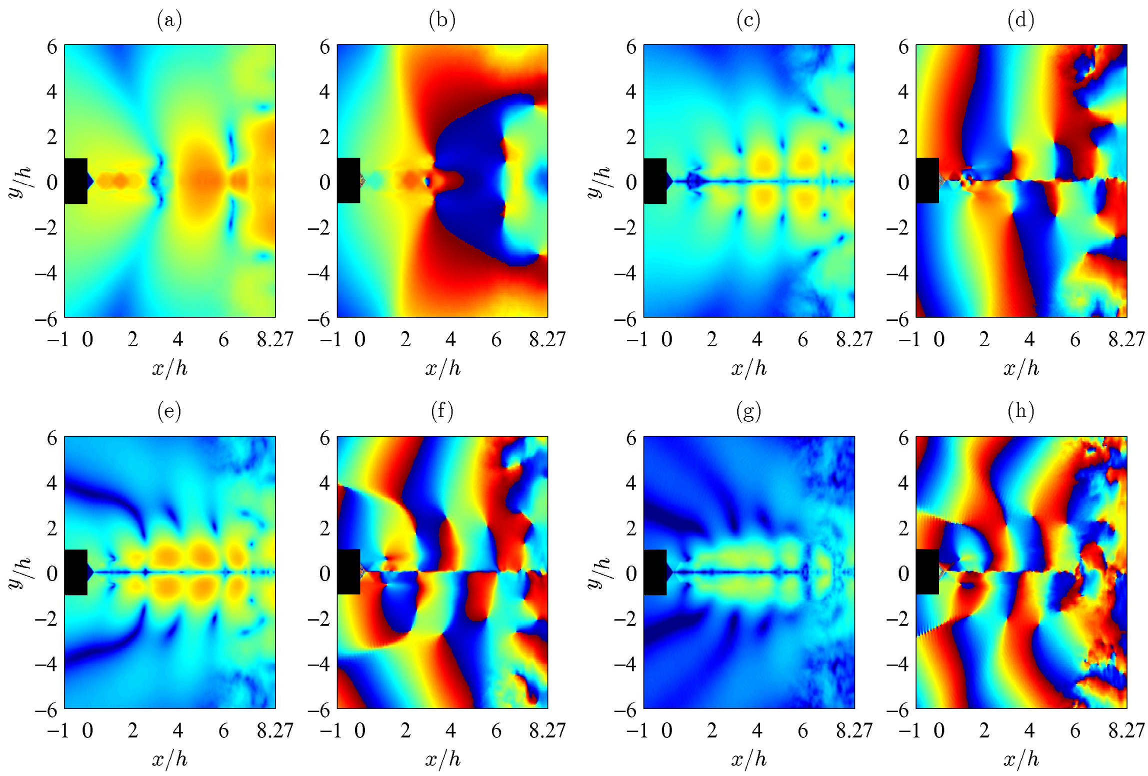

FIGURE 4.21 – Champs d'amplitude et de phase obtenus pour les quatre fréquences tonales de JetpL8 (a) et (b) à $St_1 = 0.092$, (c) et (d) à $St_2 = 0.165$, (e) et (f) à $St_3 = 0.21$, et (g) et (h) à $St_4 = 0.255$.

Les quatre fréquences tonales dominantes sont aussi montrées en fonction de leur nature plane ou sinueuse. Pour les modes symétriques, sur la figure 4.22(a), la fréquence tonale à $St_1 = 0.092$ se situe à l'intersection du premier mode symétrique $S1$ du jet et du mode $N = 2$ de la boucle de rétroaction aéroacoustique. Ce résultat est en accord avec les champs de phase et d'amplitude des figures 4.21(a) et 4.21(b). Sur la figure 4.22(b), pour les modes antisymétriques, les fréquences à $St_2 = 0.165$, $St_3 = 0.21$ et $St_4 = 0.255$ sont situées dans la région proche du premier mode antisymétrique $A1$ et sur le quatrième, le cinquième, et le sixième mode de la boucle de rétroaction. Ces résultats sont en parfait accord avec les observations réalisées pour ces fréquences tonales des figures 4.21(c)-(h).

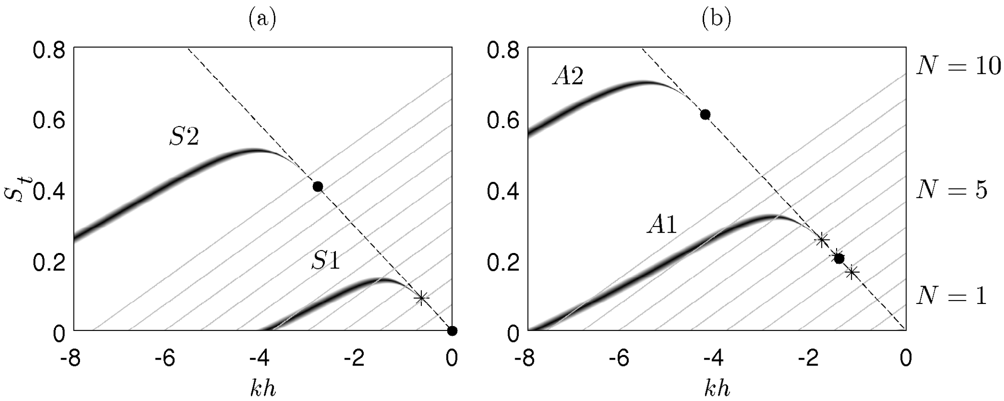

FIGURE 4.22 – —— Représentation des relations de dispersion des modes acoustiques neutres (a) symétriques et (b) antisymétriques d'un jet plan supersonique idéalement détendu avec $\mathcal{M}_j = 1.28$ et $h = 2mm$; $\bullet$ limites basses des modes et $- - -$ $k = -\omega/a_0$; —— condition d'existence d'une onde stationnaire aérodynamique acoustique pour une distance des lèvres de la buse à la paroi de $L = 8.27h$; $*$ fréquences tonales pour $L = 8.27h$.

Pour $L = 9.1h$, les champs d'amplitude et de phase des quatre fréquences tonales à $St_1 = 0.085$, $St_2 = 0.145$, $St_3 = 0.19$ et $St_4 = 0.23$, sont montrés sur la figure 4.23. Les mêmes observations que pour $L = 8.27h$ peuvent être faites. La fréquence tonale à $St_1 = 0.085$ est en effet liée à un mode d'oscillation plan du jet et produit une onde stationnaire contenant deux cellules. Les fréquences tonales à $St_2 = 0.145$, $St_3 = 0.19$ et $St_4 = 0.23$, sont par contre associées à des modes d'oscillation sinueux du jet et génèrent un réseau de quatre, cinq et six cellules respectivement entre la buse et la paroi. Ainsi, le comportement dynamique de la boucle de rétroaction aéroacoustique ne change pas fondamentalement lorsque la distance entre la buse et la paroi passe de $L = 8.27h$ à $L = 9.1h$.

Pour $L = 9.1h$, les résultats des deux modèles sont montrés sur la figure 4.24 en fonction du nombre d'onde de la partie acoustique de la boucle de rétroaction et du nombre de Strouhal. Les quatre fréquences tonales dominantes sont aussi tracées en fonction de leur nature plane ou sinueuse. Pour les modes symétriques, sur la figure 4.24(a), la fréquence tonale à $St_1 = 0.085$ se situe à l'intersection du premier mode symétrique $S1$ du jet et du deuxième mode de la boucle de rétroaction. Sur la figure 4.24(b), pour les modes antisymétriques, les fréquences tonales à $St_2 = 0.145$, $St_3 = 0.19$ et $St_4 = 0.23$ sont situées dans la région proche du premier mode antisymétrique $A1$ et sur le quatrième, le cinquième, et le sixième mode de la boucle de rétroaction aéroacoustique.

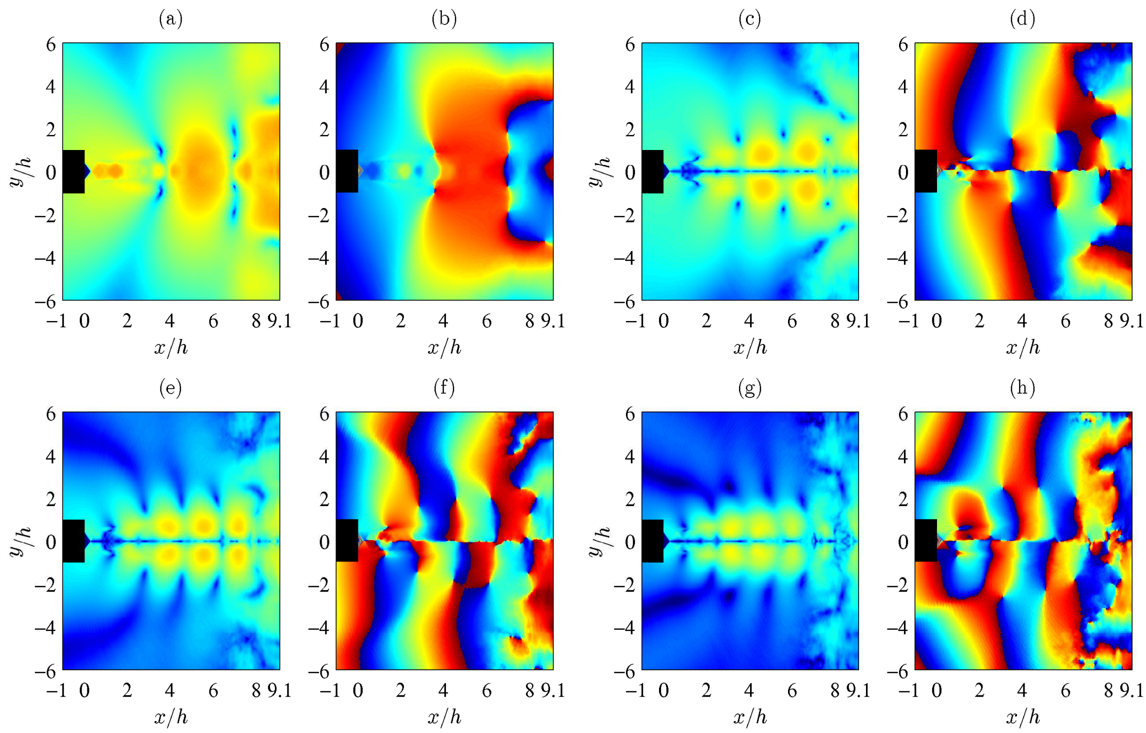

FIGURE 4.23 – Champs d'amplitude et de phase obtenus pour les quatre fréquences tonales de JetpL9 (a) et (b) à $St_1 = 0.085$, (c) et (d) à $St_2 = 0.145$, (e) et (f) à $St_3 = 0.19$, et (g) et (h) à $St_4 = 0.23$.

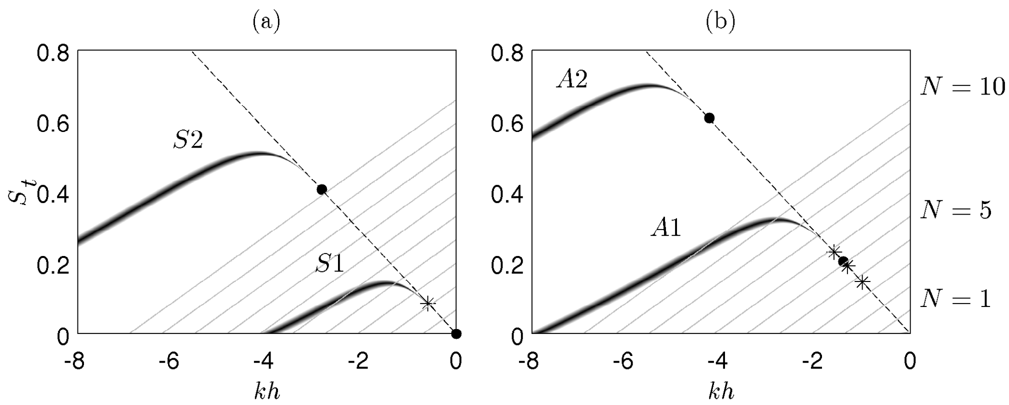

FIGURE 4.24 – —— Représentation des relations de dispersion des modes acoustiques neutres (a) symétriques et (b) antisymétriques d'un jet plan supersonique idéalement détendu avec $\mathcal{M}_j = 1.28$ et $h = 2mm$; • limites basses des modes et $- - -$ $k = -\omega/a_0$; —— condition d'existence d'une onde stationnaire aérodynamique acoustique pour une distance des lèvres de la buse à la paroi de $L = 9.1h$; $*$ fréquences tonales pour $L = 9.1h$.

On constate par conséquent que la combinaison des deux modèles fournit des résultats en bon accord avec les données LES pour les quatre jets. Par ailleurs, les fréquences tonales dans les jets se situent dans les régions associées aux modes acoustiques neutres, au voisinage de la limite basse de ces régions. Cela est notamment visible sur la figure 4.24(b) où les fréquences tonales à $St_2 = 0.145$, $St_3 = 0.19$ et $St_4 = 0.23$ sont toutes voisines de la limite basse du premier mode antisymétrique $A1$. Les modes d'oscillation des jets associés à ces limites basses ont une vitesse de groupe de $dw/dk = -a_0$. Une telle vitesse de groupe correspond à la vitesse de propagation d'une onde acoustique dans la direction amont. Ainsi, la vitesse de groupe des modes acoustiques neutres du jet au voisinage des limites basses est proche de $-a_0$. Ces modes sont donc les plus aptes à maintenir une boucle de rétroaction aéroacoustique.

La présente combinaison des deux modèles semble donc en mesure de prédire à la fois les fréquences des modes de la boucle de rétroaction les plus probables et leur nature plane ou sinueuse.

- Pour les modes sinueux, les fréquences tonales de la boucle de rétroaction sont situées au voisinage de la limite basse des modes acoustiques neutres et vérifient le modèle de la boucle de rétroaction. En particulier, pour les jets étudiés, elles sont situées au voisinage de la limite basse du mode d'oscillation antisymétrique $A1$ du jet.

- Pour les modes plans, les fréquences associées à la première intersection entre le premier mode symétrique $S1$ et le premier mode de la boucle de rétroaction ne ressortent pas dans les spectres des jets. Une explication possible réside dans le fait que la limite basse du mode $S1$ est en $(St, k) = (0, 0)$ et la première intersection entre le premier mode symétrique $S1$ et le premier mode de la boucle de rétroaction est donc associée à une fréquences très basse ($St < 0.1$). Or de telles fréquences ne peuvent pas être excitées dans un jet. Ainsi, la fréquence tonale observée dans le jet doit correspondre à une intersection supérieure. Elle peut être située à l'intersection entre le premier mode symétrique $S1$ du jet et un mode supérieur de la boucle de rétroaction. C'est notamment le cas pour JetpL5, JetpL8 et JetpL9 où les modes d'oscillation plan des jets sont donnés par l'intersection entre le mode $S1$ et le mode $N = 2$ de la boucle de rétroaction. La fréquence tonale observée dans le jet peut également être située à un point au voisinage de la limite basse d'un mode symétrique supérieur et vérifiant le modèle de la boucle de rétroaction. C'est le cas, par exemple, pour JetpL3, sur la figure 4.20(a), où la fréquence tonale de la boucle de rétroaction se trouve à l'intersection entre le mode $S2$ et le mode $N = 4$ de la boucle de rétroaction.

Finalement, certaines fréquences tonales trouvées dans les simulations se situent juste en dessous des limites basses des modes d'oscillation neutres du jet. C'est par exemple le cas de la fréquence à $St_2 = 0.145$ pour $L = 9.1$ sur la figure 4.24(b) qui se trouve en dessous du premier mode antisymétrique $A1$ du modèle de jet. Ce résultat peut être expliqué par l'utilisation d'une hypothèse de parois infiniment minces dans le modèle. En effet, la prise en compte d'une hypothèse de parois d'épaisseur finie, et non infiniment minces, par Tam et Ahuja [137], conduit à l'augmentation de l'amortissement dans le modèle et ainsi à la diminution des fréquences associées aux frontières basses des modes acoustiques neutres du jet.

4.2.13 Intermittence des modes

Afin d'examiner si les différentes fréquences tonales obtenues dans les spectres acoustiques coexistent ou non, une transformée de Fourier rapide est appliquée au signal de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 1.5h$ sur une fenêtre glissante en temps de taille $35u_j/h$. Les résultats sont représentés sur la figure 4.25 où le niveau acoustique est représenté en fonction du temps et du nombre de Strouhal. Pour JetpL3, sur la figure 4.25(a), la fréquence tonale à $St_3 = 0.37$, liée à un mode plan du jet, et les deux fréquences tonales à $St_1 = 0.115$ et $St_2 = 0.255$, associées à des modes sinueux du jet, sont visibles et coexistent au cours du temps. Pour JetpL5, sur la figure 4.25(b), la fréquence tonale dominante à $St_2 = 0.19$ correspondant à un mode sinueux du jet, est observée et coexiste au cours du temps avec les deux fréquences à $St_1 = 0.12$ et $St_3 = 0.38$, liées à des modes plans du jet. Pour JetpL8 et JetpL9, sur les figures 4.25(c) et 4.25(d), les fréquences tonales dominantes à $St_1 = 0.092$ et $St_1 = 0.085$, liées à des modes plans des jets, sont clairement visibles et coexistent au cours du temps avec les fréquences tonales à $St_2 = 0.165$, $St_3 = 0.21$ et $St_4 = 0.255$ pour JetpL8 et les fréquences tonales à $St_2 = 0.145$, $St_3 = 0.19$ et $St_4 = 0.23$ pour JetpL9. Finalement, les quatre jets montrent des modes d'oscillation plans et sinueux en même temps. Ce résultat est en accord avec les observations expérimentales de Tam et Norum [143] qui ont constaté la présence simultanée de modes d'oscillation plans et sinueux à l'aide d'une source de lumière stroboscopique pour des jets rectangulaires supersoniques idéalement détendus impactant.

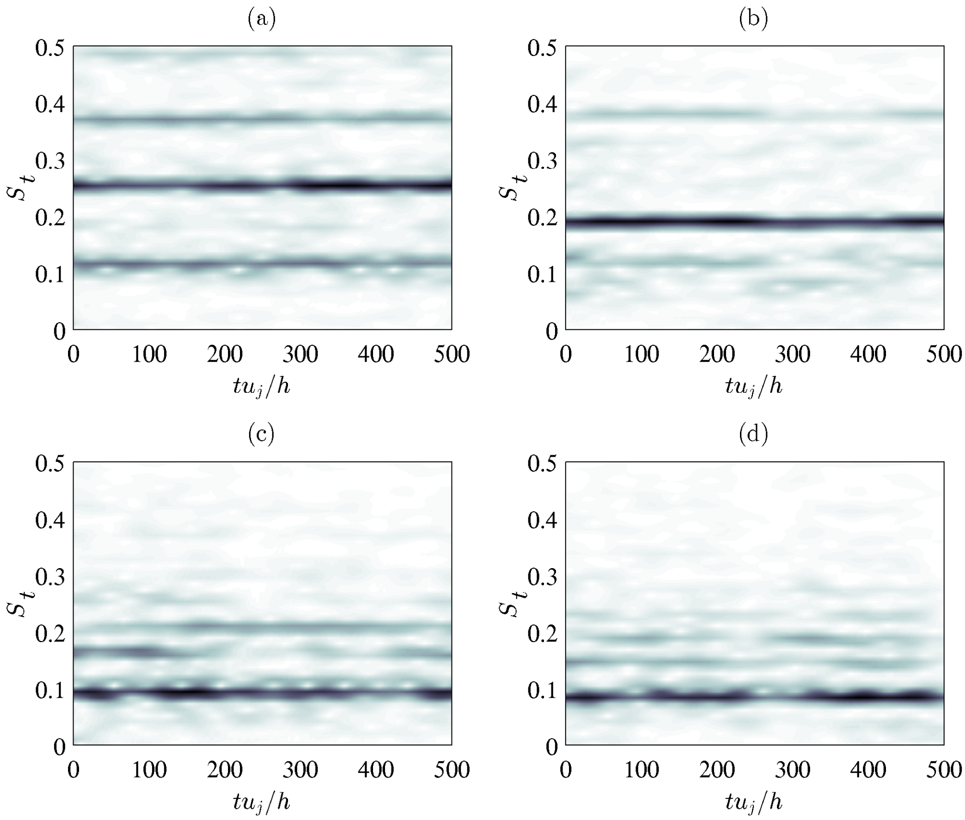

FIGURE 4.25 – Spectres acoustiques au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 1.5h$ en fonction du temps et du nombre de Strouhal pour (a) JetpL3, (b) JetpL5, (c) JetpL8 et (d) JetpL9.

4.3 Jets plans idéalement détendus impactant une paroi avec un angle quelconque

Deux simulations des grandes échelles de jets plans supersoniques impactant une paroi située à $5.5h$ de la buse avec des angles de 60 et 75 degrés sont réalisées à l'aide du code de calcul cartésien présenté en début de chapitre, où deux maillages se recouvrent.

4.3.1 Paramètres des simulations

Les jets plans considérés présentent les mêmes conditions d'éjection que les jets JetpL3, JetpL5, JetpL8 et JetpL9. Ils impactent une paroi située en $L = 5.5h$ de la buse avec un angle de 60 et 75 degrés. Ils sont respectivement notés JetpL5-60d et JetpL5-75d, comme rapporté dans le tableau 4.8. Le cas JetpL5 est rappelé dans ce tableau pour faciliter les comparaisons.

	$\mathcal{M}_e$	Re_h	L/h	θ
JetpL5	1.28	5×10^4	5.5	90 degrees
JetpL5-60d	1.28	5×10^4	5.5	60 degrees
JetpL5-75d	1.28	5×10^4	5.5	75 degrees

TABLE 4.8 – Paramètres des jets : nombre de Mach $\mathcal{M}_j$, nombre de Reynolds Re_j, distance entre les lèvres de la buse et la paroi L et angle θ entre la direction du jet et la paroi.

Le nombre de pas temporels effectués est de 200000 pour le régime permanent, ce qui donne un temps simulé de $500h/u_j$. Le maillage cartésien incluant la buse est appelé maillage primaire et le maillage cartésien contenant la paroi maillage secondaire. Les maillages primaires sont constitués de 191 millions de points pour JetpL5-75d et de 210 millions de points pour JetpL5-60d, comme rapporté dans le tableau 4.9. Les paramètres principaux des maillages secondaires sont fournis sur le tableau 4.10. Ils possèdent 38 millions de points pour JetpL5-75d et 46 millions de points pour JetpL5-60d.

	n_x	n_y	n_z	nombre de points
JetpL5-60d	1196	801	219	210×10^6
JetpL5-75d	966	901	219	191×10^6

TABLE 4.9 – Paramètres des maillages primaires : nombre de points dans les directions longitudinale, latérale et transverse, et nombre total de points.

	n_x	n_y	n_z	nombre de points
JetpL5-60d	181	1151	219	46×10^6
JetpL5-75d	181	961	219	38×10^6

TABLE 4.10 – Paramètres des maillages secondaires : nombre de points dans les directions longitudinale, latérale et transverse, et nombre total de points.

Les maillages primaires utilisés sont proches de ceux employés pour JetpL5. En particulier, les tailles des mailles minimale et maximale sont les mêmes que pour JetpL5. Dans la direction axiale, elles sont respectivement égales à $\Delta x = 0.00375h$ près des lèvres de la buse et $\Delta x =$

$0.015h$ en aval de la buse. Dans la direction latérale, les tailles des mailles sont identiques à celles pour simuler JetpL5 avec des valeurs minimale et maximale de $\Delta y = 0.00375h$ et $\Delta y = 0.03h$. Pour les maillages secondaires, les tailles des mailles ont été choisies afin de limiter les différences au niveau de la zone de recouvrement des maillages primaire et secondaire, comme illustré sur la figure 4.1(b). Ce choix a été fait afin de préserver la précision numérique de l'interpolation Lagrangienne d'ordre élevé. Dans la direction axiale, les tailles des mailles minimale et maximale sont de $\Delta x = 0.00375h$ dans la région proche de la paroi et de $\Delta x = 0.015h$ en amont. Enfin, dans la direction latérale, les valeurs minimale et maximale sont de $\Delta y = 0.00375h$ et $\Delta y = 0.03h$.

La discrétisation du jet de paroi situé de part et d'autre du jet après l'impact est maintenant examinée. Cette discrétisation est évaluée en exprimant les tailles des mailles Δx, Δy et Δz en unités de paroi pour la couche limite en $y = 2h$. Les tailles des mailles en unités de paroi au niveau de la paroi en $y = 2h$ sont données dans le tableau 4.11.

	Δx^+	Δy^+	Δz^+
JetpL5	10.1	55	40
JetpL5-75d	13.2	68	47
JetpL5-60d	14.7	70	49

TABLE 4.11 – Tailles des mailles au niveau de la paroi en $y = 2h$, en unités de paroi.

Dans les directions latérale et transverse, les mailles sont égales à environ $\Delta y^+ \simeq \Delta z^+ \simeq 50$ et dans la direction normale à la paroi, la valeur $\Delta x^+ \simeq 10$ est trouvée. Ces valeurs sont similaires aux valeurs des cas JetpL3, JetpL5, Jet8 et JetpL9 vus précédemment.

4.3.2 Représentations instantanées

Des représentations instantanées de la norme de la vorticité dans le plan (x, y) sont montrées sur la figure 4.26 pour JetpL5, JetpL5-75d et JetpL5-60d. L'organisation antisymétrique notée précédemment pour JetpL5 semble diminuer quand l'angle d'impact dévie de 90 degrés. Une telle organisation est encore visible sur la figure 4.26(b) pour $\theta = 75$ degrés, mais n'apparaît plus sur la figure 4.26(c) pour $\theta = 60$ degrés. Il est intéressant de noter dans ce dernier cas que les deux couches de mélange du jet ne semblent pas interagir entre elles au niveau de la région d'impact.

Afin de visualiser le champ aérodynamique du jet et le champ acoustique proche, des représentations instantanées de la masse volumique et de la pression fluctuante dans le plan (x, y) sont présentées sur la figure 4.27. De grandes structures sont visibles dans les couches de mélange des jets. Des ondes acoustiques créées au niveau de la région d'impact sont observées, leurs amplitudes diminuent lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés.

4.3.3 Champs moyens de vitesse

Les champs moyens de vitesse totale obtenus dans le plan (x, y) sont montrés sur la figure 4.28. Dans tous les cas, les variations de vitesse sur le plan de symétrie du jet sont de très faible amplitude (environ 3% de la vitesse d'éjection du jet), indiquant que le jet est quasi idéalement détendu. Un point d'arrêt est visible sur la paroi en $y = 0$ et deux jets de paroi sont observés de part et d'autre du jet après l'impact. Lorsque l'angle θ s'éloigne de

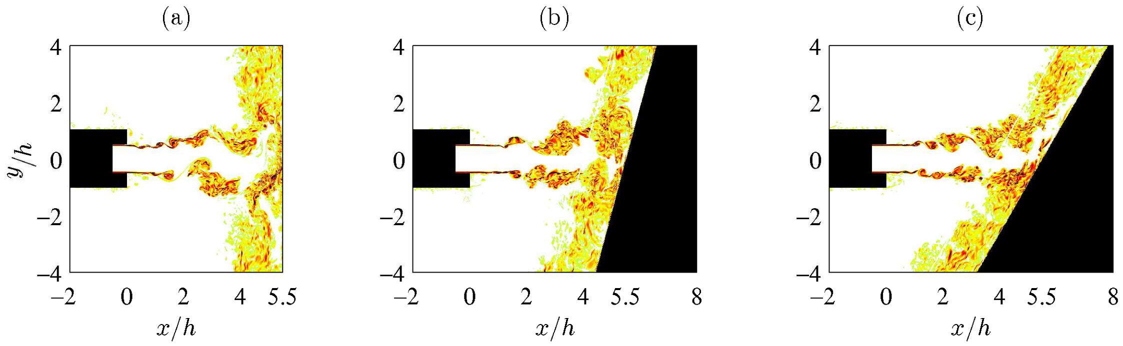

FIGURE 4.26 – Représentations instantanées dans le plan (x, y) de la norme de la vorticité $|\omega|$ pour (a) JetpL5, (b) JetpL5-75d et (c) JetpL5-60d. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à $10u_e/h$. La buse et la paroi sont en noir.

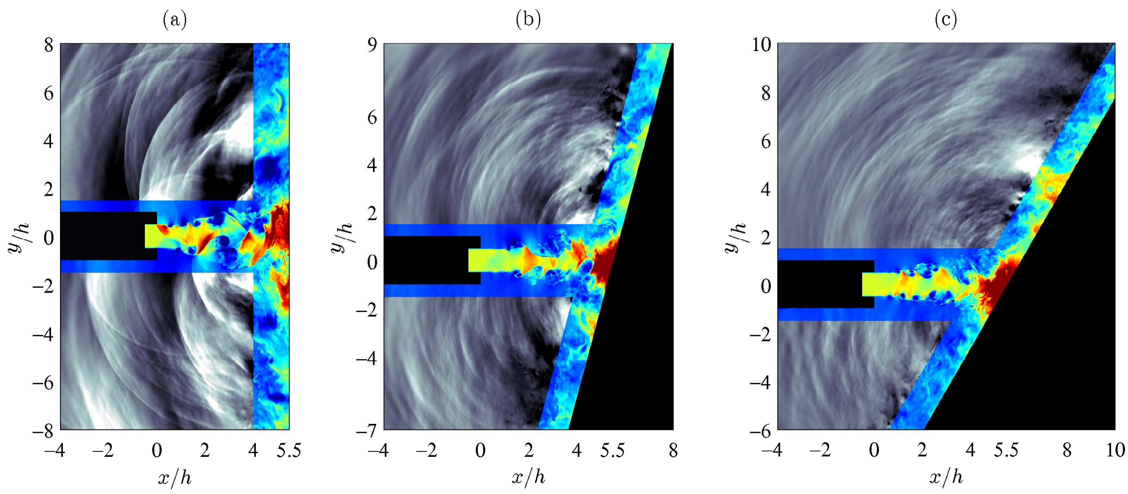

FIGURE 4.27 – Représentations instantanées dans le plan (x, y) de la masse volumique dans les régions proches du jet et de la paroi, et de la pression fluctuante pour (a) JetpL5, (b) JetpL5-75d et (c) JetpL5-60d. Les échelles de couleur varient pour des valeurs de 1 à 2 kg.m^{-3} pour la masse volumique et de -7500 à 7500 Pa pour la pression fluctuante. La buse et la paroi sont en noir.

90 degrés, le développement des jets de paroi supérieur et inférieur est différent. De plus, la présence d'un réseau de cellules de choc peut être notée dans les jets de paroi supérieur des simulations de JetpL5-75d et de JetpL5-60d. Pour caractériser cette différence, la vitesse maximale u_m, la distance x_m entre la paroi et la position du maximum de vitesse u_m, et la distance $x_{1/2}$ entre la paroi et la position où la vitesse est égale à $u_m/2$ des jets de paroi le long des lignes $y = \pm 2h$ sont données dans le tableau 4.12. Pour le jet de paroi supérieur, en $y = 2h$, la vitesse maximale u_m augmente lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés. Les échelles de longueur x_m et $x_{1/2}$ varient peu. Pour le jet de paroi inférieur, en $y = -2h$, la vitesse maximale u_m du jet, l'épaisseur de la couche limite x_m et l'épaisseur du jet de paroi $x_{1/2}$ diminuent lorsque l'angle d'impact s'éloigne de 90 degrés.

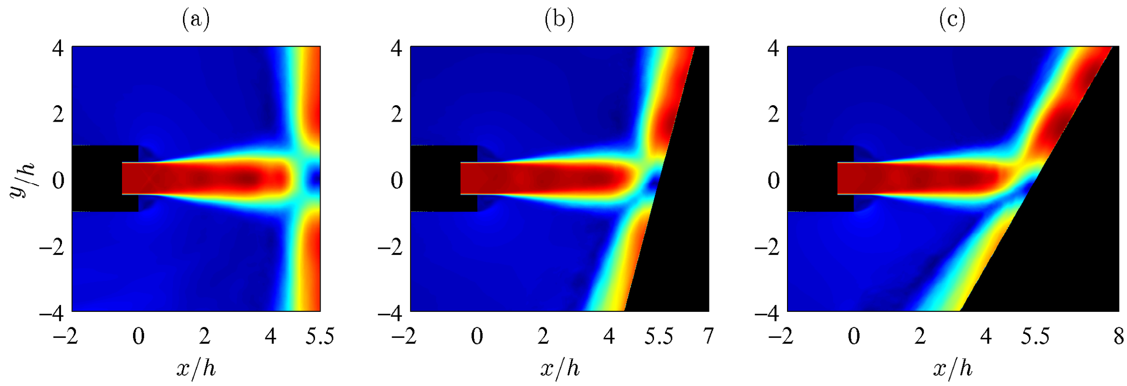

FIGURE 4.28 – Champs moyens de vitesse totale dans le plan (x, y) pour (a) JetpL5, (b) JetpL5-75d et (c) JetpL5-60d. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 0 à 400 m.s^{-1}. La buse et la paroi sont en noir.

	$y = 2h$			$y = -2h$		
	u_m $(m.s^{-1})$	x_m/h	$x_{1/2}/h$	u_m $(m.s^{-1})$	x_m/h	$x_{1/2}/h$
JetpL5	349	0.051	0.83	349	0.051	0.83
JetpL5-75d	375	0.045	0.90	331	0.030	0.68
JetpL5-60d	382	0.054	0.86	284	0.012	0.53

TABLE 4.12 – Vitesse maximale u_m, épaisseur de la couche limite x_m et épaisseur du jet de paroi $x_{1/2}$, pour les jets de paroi à $y = \pm 2h$.

4.3.4 Champs de niveaux acoustiques

Les champs de niveaux acoustiques, notés *OASPL* (*Overall Sound Pressure Levels* en anglais), obtenus dans le plan (x, y) pour les trois jets sont présentés sur la figure 4.29. Ces niveaux ont été déterminés à l'aide de la moyenne quadratique de la pression fluctuante p_{rms} en tous les points du champ 2-D à l'aide de la relation :

$$OASPL = 10log\left(\frac{p_{rms}^2}{p_{ref}^2}\right) \tag{4.16}$$

où $p_{ref} = 2.10^{-5}$ Pa est la pression de référence.

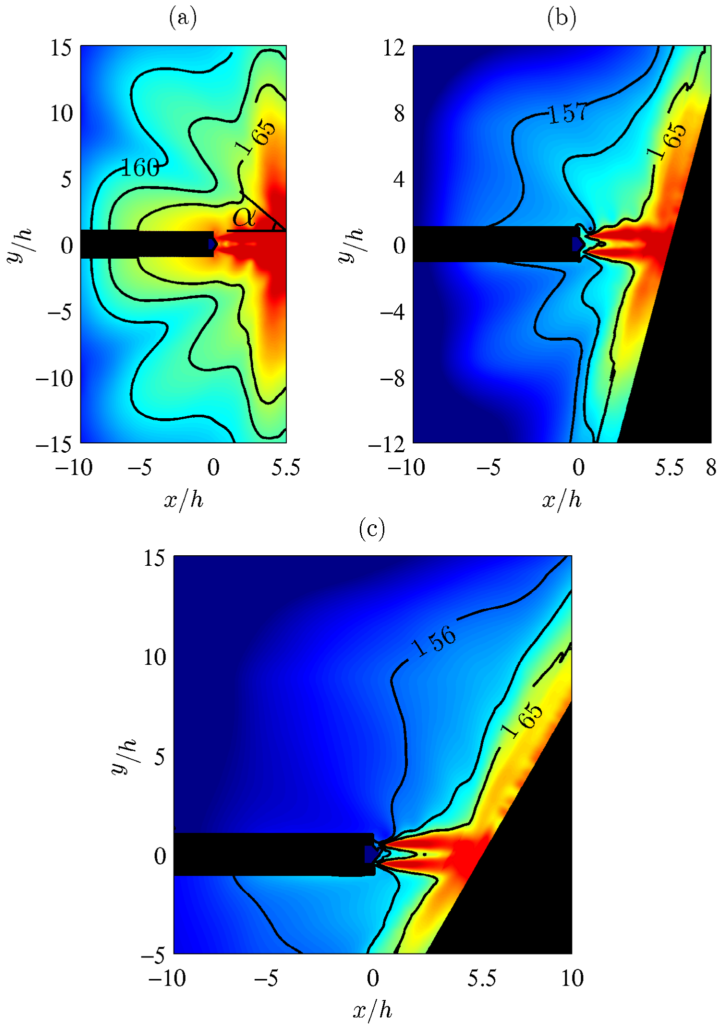

FIGURE 4.29 – Champs de niveaux de puissance acoustique dans le plan (x, y) pour (a) JetpL5, (b) JetpL5-75d et (c) JetpL5-60d. L'échelle de couleur varie pour des valeurs de 150 à 175 dB. La buse et la paroi sont en noir.

Pour JetpL5, sur la figure 4.29(a), on retrouve les mêmes caractéristiques que sur le champ d'amplitude de la fréquence tonale dominante représenté sur la figure 4.15(b). Une onde stationnaire aérodynamique-acoustique contenant trois cellules peut être notée entre la buse et la paroi, et deux composantes acoustiques peuvent être observées dans le champ proche. La première composante est visible pour $0 \leq \alpha \leq 30$ degrés, elle est donc liée aux ondes acoustiques se propageant vers l'amont. La deuxième composante est observée pour $\alpha \simeq 45$ degrés et semble avoir pour origine une zone près de la paroi en $y \simeq 3.5h$. Pour JetpL5-75d, sur la figure 4.29(b), une onde stationnaire aérodynamique-acoustique de quatre cellules est obtenue entre la buse et la paroi, au niveau de la couche limite supérieure du jet, indiquant un saut du mode $N = 3$ au mode $N = 4$ de la boucle de rétroaction aéroacoustique. Par rapport au cas précédent, les deux composantes acoustiques de JetpL5 sont retrouvées. Les composantes acoustiques visibles dans les directions latérales possèdent un angle de $\alpha = 35$ degrés dans la partie supérieure et un angle de $\alpha = 30$ degrés dans la partie inférieure par rapport à la direction amont. Pour JetpL5-60d, sur la figure 4.29(c), aucun réseau de cellules n'est discerné et le rayonnement acoustique ne montre pas de direction privilégiée. Cependant, la présence d'un jet de paroi supersonique au niveau de la paroi supérieure conduit à un rayonnement acoustique supplémentaire visible dans la partie supérieure de la figure, comme observé numériquement par Nonomura *et al.* [95] pour un jet rond idéalement détendu impactant une paroi avec un angle de 45 degrés pour un nombre de Mach de $\mathcal{M}_j = 2$.

4.3.5 Vitesse de convection

La vitesse de convection des structures turbulentes dans les couches de mélange inférieures des jets, le long des lignes $y = -h/2$, est calculée à l'aide des fonctions de corrélations déterminées pour la vitesse axiale fluctuante. Les résultats pour les trois jets sont montrés sur la figure 4.30.

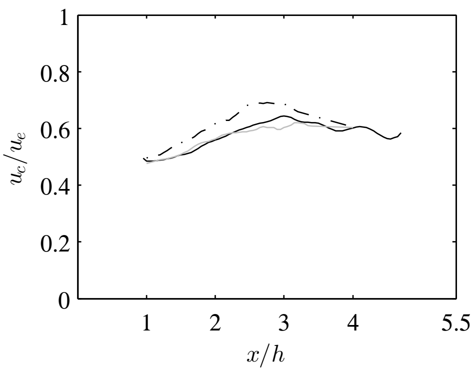

FIGURE 4.30 – Vitesse de convection des structures turbulentes le long de la couche de mélange en $y = -h/2$ pour —— JetpL5, —— JetpL5-75d et —·— JetpL5-60d.

La figure 4.30 permet de constater que pour les trois cas étudiés, la vitesse de convection est égale à $0.50u_j$ à $x = h$. Plus loin, la vitesse de convection augmente puis diminue dans la région proche de la paroi avec un maximum de $u_c = 0.64u_j$ à $x \simeq 3h$ pour JetpL5 et JetpL5-75d, alors que le maximum se situe en $x \simeq 2.5h$ et est égal à $0.69u_j$ pour JetpL5-60d. Par ailleurs, la vitesse de convection moyenne des structures turbulents le long des couches de mélange en $y = -h/2$ est de $0.60u_j$, pour les différents angles d'impact.

4.3.6 Spectres acoustiques amont

Les spectres acoustiques (SPL) obtenus au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 1.5h$ pour JetpL5, JetpL5-75d et JetpL5-60d sont représentés sur la figure 4.31. Plusieurs fréquences tonales sont observées et celles dont l'intensité dépasse de plus de 5 dB le bruit large bande sont données dans le tableau 4.13. Pour JetpL5, sur la figure 4.13(a), les sept fréquences tonales déjà mentionnées dans le tableau 4.6 sont répertoriées. Lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés, pour JetpL5-75d, sur la figure 4.13(b), deux fréquences tonales dominantes sont visibles, à $St_1 = 0.19$ et $St_2 = 0.25$. Alors que la première correspond à la fréquence dominante dans le cas JetpL5, la deuxième n'est pas observée dans ce cas. Pour JetpL5-60d, sur la figure 4.31(c), aucune fréquence tonale n'est apparente mais le bruit large bande est d'amplitude maximale autour de la fréquence $St = 0.25$.

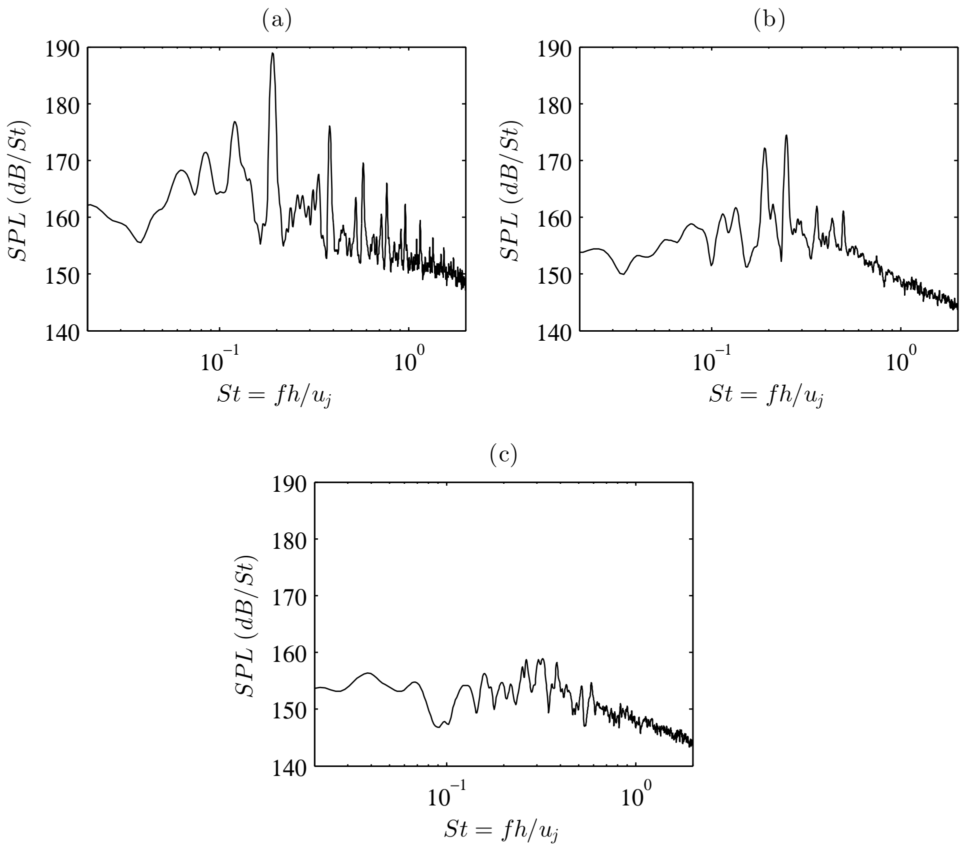

FIGURE 4.31 – Spectres acoustiques (SPL) en $x = 0$ et $y = 1.5h$ en fonction du nombre de Strouhal pour (a) JetpL5, (b) JetpL5-75d et (c) JetpL5-60d.

Les deux fréquences tonales de la figure 4.31(b) pour JetpL5-75d sont comparées sur la figure 4.32 aux résultats précédents obtenus pour $\theta = 90$ degrés. Les fréquences de l'expérience de Thurow *et al.* [153] sont également représentées, ainsi que les fréquences prédites par la relation (4.9) de Ho et Nosseir [62] en considérant une vitesse de convection moyenne de $0.60u_j$. Pour JetpL5, la fréquence tonale dominante à $St_2 = 0.19$, associée au troisième mode de la boucle de rétroaction et la fréquence tonale à $St_1 = 0.12$, associée au deuxième mode, sont visibles. Pour JetpL5-75d, les deux fréquences tonales à $St_1 = 0.19$ et $St_2 = 0.25$, correspondent aux troisième et quatrième modes de la boucle de rétroaction. Pour JetpL5-60d,

	St_1	St_2	St_3	S_4	St_5	St_6	St_7
JetpL5	0.12	**0.19**	0.38	0.57	0.76	0.95	1.14
JetpL5-75d	0.19	**0.25**	–	–	–	–	–
JetpL5-60d	0.25	–	–	–	–	–	–

TABLE 4.13 – Nombre de Strouhal des fréquences tonales visibles sur les spectres de la figure 4.31. La fréquence tonale dominante est en **gras**. Le nombre de Strouhal dominant dans le bruit large bande de JetpL5-60d est également donné.

aucune fréquence tonale n'émerge mais le niveau du bruit large bande est maximal autour de $St = 0.25$. Ainsi, lorsque l'angle d'impact s'écarte de la valeur $\theta = 90$ degrés, il y a un saut du mode $N = 3$ au mode $N = 4$ de la boucle de rétroaction aéroacoustique. Ce saut est également obtenu expérimentalement lorsque l'on augmente la distance entre les lèvres de la buse et la paroi de $5.5h$ à $5.8h$ dans l'expérience de Thurow *et al.* [153]. Ce même comportement semble naturel car pour JetpL5-75d, la boucle de rétroaction aéroacoustique s'établit, comme nous le verrons plus loin, principalement dans la couche de mélange supérieure du jet et au niveau de cette couche de mélange, en $y = h/2$, la distance entre la buse et la paroi est supérieure à $5.5h$.

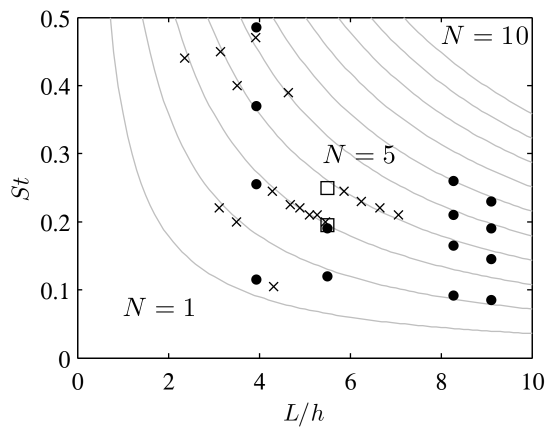

FIGURE 4.32 – Nombre de Strouhal des fréquences tonales obtenues pour • les jet JetpL3, JetpL5, JetpL8 et JetpL9, □ pour JetpL5-75d et × expérimentalement par Thurow *et al.* [153] pour des jets aux conditions d'éjections similaires. —— représente les valeurs prédites par la relation (1.32) en considérant $< u_c >= 0.60u_j$.

4.3.7 Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement

Le caractère non-linéaire des ondes acoustiques générées par les trois jets est à présent étudié. Pour cela, les propriétés statistiques des champs de pression au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 8.5h$ sont étudiées. Pour JetpL5, JetpL5-75d et JetpL5-60d, les variations temporelles de la pression sont présentées sur les figures 4.33(a), 4.33(c) et 4.33(e) respectivement. L'amplitude des fluctuations de pression diminue lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés. Par ailleurs, les ondes en N (*N-shaped waves* en anglais), caractérisées par une compression brusque et une dilatation progressive, observées pour JetpL5, sont aussi visibles pour JetpL5-

75d sur la figure 4.33(c) mais ne le sont pas pour JetpL5-60d sur la figure 4.33(e). Les densités de probabilité de la pression fluctuante normalisée par l'écart type sont alors montrées sur les figures 4.33(b), 4.33(d) et 4.33(f) pour JetpL5, JetpL5-75d et JetpL5-60d respectivement. Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement diminuent lorsque l'angle d'impact s'écarte de 90 degrés. La présence intermittente d'ondes de choc fortement non-linéaires, correspondant au bruit de *crackle*, notée pour JetpL5 par un coefficient de dissymétrie de $S = 0.57$ et un coefficient d'aplatissement de $K = 3.87$, n'est plus mise en évidence pour JetpL5-75d et JetpL5-60d. Cette observation est en accord avec les valeurs $S = 0.25$ et $K = 3.2$ pour JetpL5-75d, et $S = 0.19$ et $K = 3.49$ pour JetpL5-60d.

Pour les trois jets, les niveaux acoustiques maximum relevés sur les spectres de la figure 4.31, calculés en $x = 0$ et $y = 1.5h$, ainsi que les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 8.5h$, sont fournies dans le tableau 4.14. Comme observé pour JetpL3, JetpL5, JetpL8 et JetpL9, il existe une corrélation entre le niveau acoustique dans la région proche de la buse et le coefficient de dissymétrie en $x = 0$ et $y = 8.5h$.

	JetpL5	JetpL5-75d	JetpL5-60d
$SPL_{max}(dB/S_t)$	188	175	160
coefficient de dissymétrie	0.57	0.25	0.19
coefficient d'aplatissement	3.87	3.2	3.49

TABLE 4.14 – Niveaux acoustiques maximum relevés sur les spectres de la figure 4.31, et coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 8.5h$.

4.3.8 Analyse des propriétés des champs de pression acoustique

Les propriétés des champs de pression 2-D dans le plan (x, y) sont analysées en utilisant une décomposition de Fourier. Ainsi, comme dans le chapitre 3, pour une fréquence donnée, des champs d'amplitude et de phase peuvent être représentés. Ceux obtenus pour la fréquence tonale dominante de JetpL5 à $St = 0.19$, et les deux fréquences tonales de JetpL5-75d à $St = 0.19$ et à $St = 0.25$ sont montrés sur la figure 4.34.

Les champs de phase de la figure 4.34 renseignent sur la nature des modes d'oscillation du jet associés aux différentes fréquences. Ainsi, la fréquence tonale dominante de JetpL5 à $St = 0.19$ est associée à un mode d'oscillation sinueux du jet. Les fréquences tonales de JetpL5-75d à $St = 0.19$ et à $St = 0.25$ sont également liées à des modes d'oscillation sinueux. En effet, un déphasage de 180 degrés peut être noté de part et d'autre du jet dans les trois champs de phase de la figure 4.34. Les champs d'amplitude des figures 4.34(d), 4.34(e) et 4.34(f) font tous apparaître un réseau de cellules entre la buse et la paroi. Pour la fréquence dominante de JetpL5, sur la figure 4.34(a), un réseau de trois cellules peut être observé, indiquant que cette fréquence est liée au mode $N = 3$ de la boucle de rétroaction. Pour la fréquence tonale dominante de JetpL5-75d à $St = 0.19$, sur la figure 4.34(b), un même réseau de trois cellules est visible entre la buse et la paroi. Cependant, les niveaux sont plus importants dans la couche de mélange supérieure du jet que dans la couche de mélange inférieure. Enfin, pour la fréquence tonale de JetpL5-75d à $St = 0.25$, sur la figure 4.34(c), un réseau de quatre cellules est visible entre la buse et la paroi, uniquement au niveau de la couche de mélange supérieure. Ces résultats sont conformes aux observations faites sur la figure 4.32, où les deux

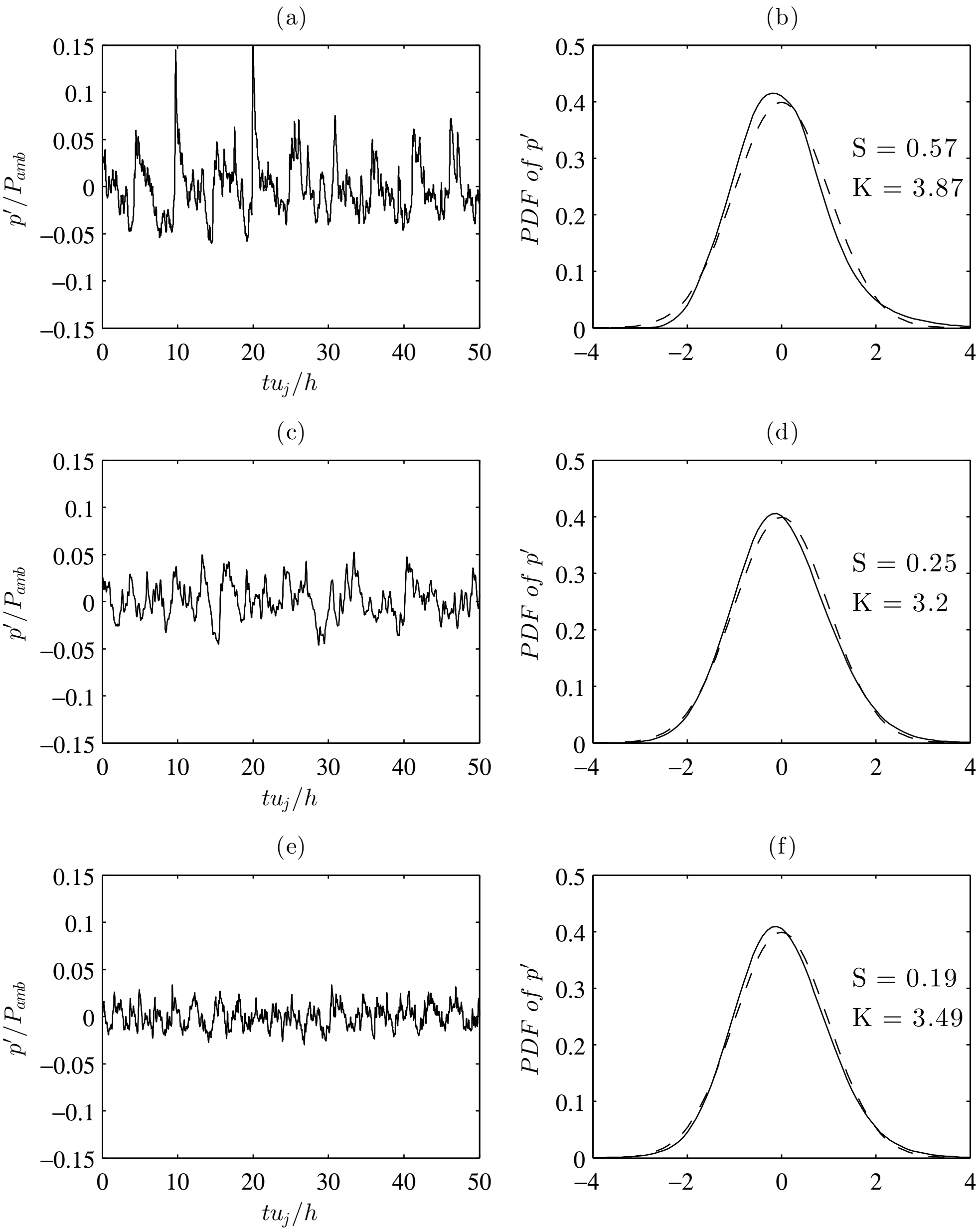

FIGURE 4.33 – Evolution temporelle de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 8.5h$ pour (a) JetpL5, (c) JetpL5-75d et (e) JetpL5-60d; densité de probabilité —— de la pression fluctuante et — — — d'une distribution gaussienne pour (b) JetpL5, (d) JetpL5-75d et (f) JetpL5-60d.

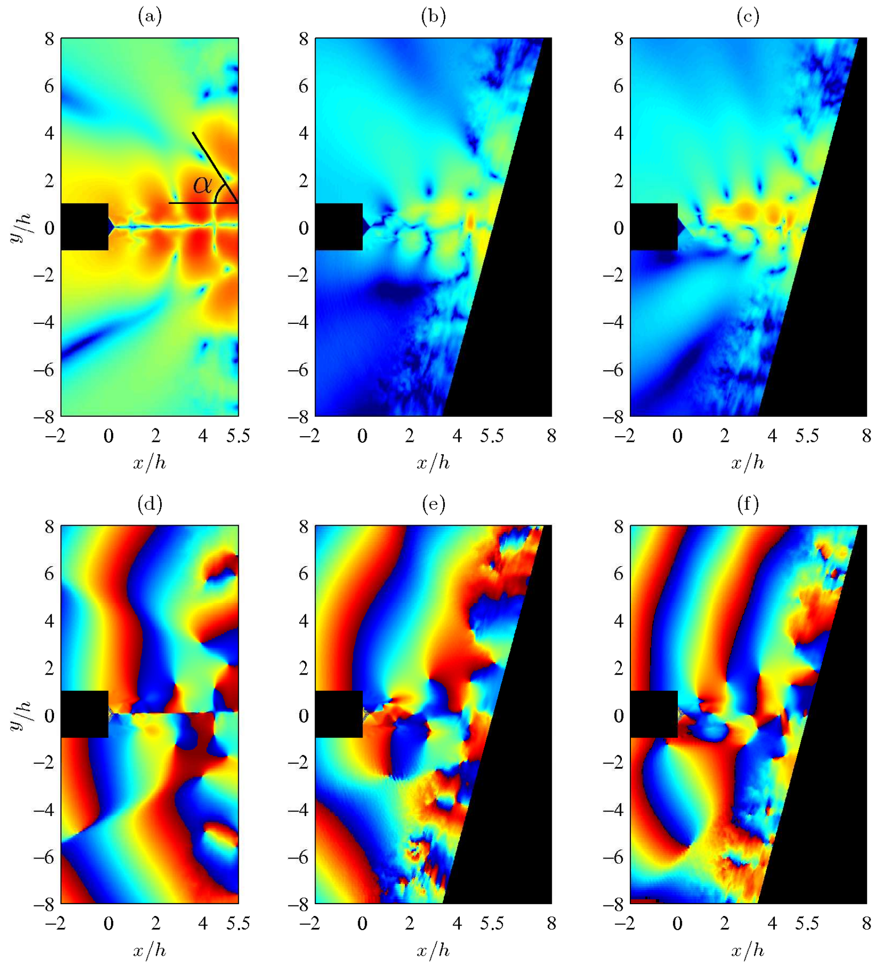

FIGURE 4.34 – Champs d'amplitude (haut) et de phase (bas) obtenus pour les fréquences tonales (a) et (d) de JetpL5 à $St_h = 0.19$, (b) et (e) de JetLp5-75d à $St_h = 0.19$, et (c) et (f) de JetLp5-75d à $St_h = 0.25$.

fréquences tonales dominantes ont été associées aux modes $N = 3$ et $N = 4$ du modèle de Ho et Nosseir [62] de la boucle de rétroaction. Ainsi, lorsque l'angle d'impact s'écarte de 90 degrés, le saut du mode $N = 3$ au mode $N = 4$ de la boucle de rétroaction est retrouvé sur les champs d'amplitude de la figure 4.34. Par ailleurs, la physique de la boucle de rétroaction dans le cas JetpL5-75d peut être comparée aux observations expérimentales de Risborg et Soria [116]. Ceux-ci ont observé pour un jet rond sous-détendu à $\mathcal{M}_j = 1.64$, et pour un angle d'impact de 60 degrés, un mode de flexion/battement (*Bending/flapping mode* en anglais), présenté dans le chapitre 1. Dans ce mode, un battement axial supérieur du disque de Mach a été observé dans le demi-plan où la distance de la buse à la paroi est la plus grande. Dans les jets idéalement détendus étudiés, malgré l'absence d'un disque de Mach en amont de la paroi, la couche de mélange supérieure du jet, où la distance de la buse à la paroi est la plus grande, est celle qui semble entretenir principalement la boucle de rétroaction.

4.3.9 Intermittence des modes

Afin d'examiner si les différents modes coexistent ou non, une transformée de Fourier rapide est appliquée au signal de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 1.5h$ sur une fenêtre glissante en temps de taille $35u_j/h$. Les résultats sont représentés sur la figure 4.35 où les niveaux acoustiques sont représentés en fonction du temps et du nombre de Strouhal.

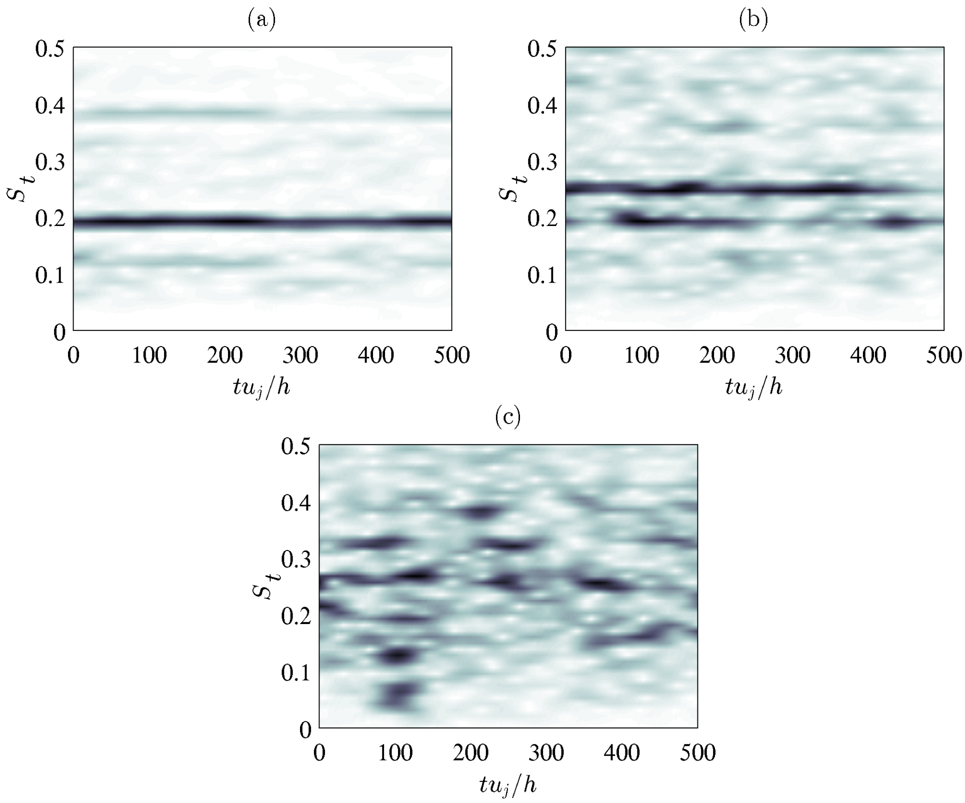

FIGURE 4.35 – Spectres acoustiques au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 1.5h$ en fonction du temps et du nombre de Strouhal pour (a) JetpL5, (b) JetpL5-75d et (c) JetpL5-60d.

Pour JetpL5, sur la figure 4.35(a), la fréquence tonale dominante à $St = 0.19$, associée à un mode sinueux du jet, est clairement visible et coexiste au cours du temps avec les deux fréquences à $St = 0.12$ et à $St = 0.38$, liées à des modes plans. Lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés, pour JetpL5-75d, la fréquence tonale à $St = 0.19$ est encore présente mais coexiste cette fois-ci avec la fréquence tonale à $St = 0.25$. Enfin, pour JetpL-60d, la fréquence à $St = 0.25$ apparaît. Cependant, le niveau acoustique à cette fréquence est faible, et varie au cours du temps. Par ailleurs, plusieurs autres fréquences à $St = 0.08$, $St = 0.13$, $St = 0.19$, $St = 0.32$ et $St = 0.385$ sont visibles durant de courts instants de l'ordre de $50u_j/h$. Il est intéressant de noter que ces fréquences peuvent être associées aux modes $N = 1$, $N = 2$, $N = 4$, $N = 5$ et $N = 6$ de la boucle de rétroaction. Ainsi, pour un angle d'impact de 60 degrés, aucun mode de la boucle de rétroaction aéroacoustique ne se maintient dans le temps mais plusieurs modes s'établissent de manière aléatoire sur de courts instants. Cette alternance rapide conduit au spectre acoustique large bande centré autour de $St = 0.25$ de la figure 4.31(c).

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les champs aérodynamiques et acoustiques de jets plans supersoniques idéalement détendus impactant une paroi avec un angle d'impact entre $\theta = 60$ et $\theta = 90$ degrés sont étudiés. Les jets sont caractérisés par un nombre de Mach de $\mathcal{M}_j = 1.28$ et un nombre de Reynolds de $Re_j = 5 \times 10^4$. Dans un premier temps, quatre jets impactant une paroi située entre $3.94h$ et $9.1h$ de la buse avec $\theta = 90$ degrés sont considérés. Des représentations instantanées sont montrées et une corrélation entre le degré d'organisation des structures turbulentes dans les couches de mélange des jets et l'amplitude des ondes acoustiques dans le champ proche acoustique est mise en évidence. Les champs moyens sont ensuite présentés et les principales caractéristiques des jets de paroi formés de part et d'autre du jet après l'impact sont données. Le taux de turbulence maximal ainsi que la vitesse de convection des structures dans les couches de mélange sont déterminés. La vitesse de convection moyenne est de $0.60u_j$, en bon accord avec la formulation théorique de Papamoschou et Roshko [106] donnant $u_c = 0.57u_j$ et les résultats expérimentaux de Panda *et al.* [103] pour un jet rectangulaire supersonique idéalement détendu avec un nombre de Mach d'éjection de $\mathcal{M}_j = 1.3$. Les spectres acoustiques amont sont alors représentés. Un grand nombre de fréquences tonales sont observées dans tous les cas. Par ailleurs, les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 8.5h$ sont évalués et, dans le cas le plus résonant, un comportement typique d'un bruit de *crackle* est constaté. Les fréquences tonales obtenues pour les quatre jets sont ensuite comparées avec succès à celles prédites par le modèle de la boucle de rétroaction aéroacoustique de Ho et Nosseir [62]. Les champs de pression acoustique dans le plan (x, y) sont ensuite étudiés à l'aide d'une décomposition de Fourier. Les champs d'amplitude et de phase des fréquences tonales dominantes sont montrés. Les champs d'amplitude font tous apparaître un réseau de cellules entre la buse et la paroi. Le nombre de cellules dans ce réseau est égal au numéro du mode de la boucle de rétroaction du modèle de Ho et Nosseir [62]. Ce réseau de cellules est dû à l'établissement d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique, comme c'est le cas au chapitre 3 pour le jet libre. La modélisation proposée par Panda *et al.* [103] d'une telle onde permet de démontrer l'égalité entre le nombre des cellules de l'onde stationnaire entre la buse et la paroi et le numéro du mode de la boucle de rétroaction du modèle de Ho et Nosseir [62]. La nature plane ou sinueuse des modes associés aux fréquences tonales dominantes est déterminée à l'aide des champs de phase. Les résultats sont en accord avec les développements théoriques de Tam et Norum [143], présentés dans le chapitre 1, reposant sur l'utilisation d'un modèle de jet plan avec des parois infiniment minces. Une combinaison du modèle de l'onde stationnaire aérodynamique-acoustique et de celui de jet plan avec des parois infiniment minces est enfin proposée. Ce modèle apparaît capable de déterminer à la fois les fréquences les plus probables de la boucle de rétroaction et leurs natures. Pour conclure l'étude de ces quatre jets, l'intermittence des modes est analysée. Il ressort que les modes d'oscillation plans et sinueux coexistent au cours du temps, comme dans les jets supersoniques rectangulaires impactant une paroi présentés par Tam et Norum [143].

Trois jets plans supersoniques impactant une paroi située à $L = 5.5h$ avec des angles de 60, 75 et 90 degrés sont alors considérés. Le degré d'organisation des structures turbulentes dans les couches de mélange ainsi que l'amplitude des ondes acoustiques créées au niveau de la région d'impact diminuent lorsque l'angle d'impact dévie de $\theta = 90$ degrés. Les champs moyens sont ensuite présentés et la dissymétrie entre les jets de paroi supérieurs et inférieurs dans les cas JetpL5-75d et JetpL5-60d est mise en évidence. Les champs de niveaux acoustiques sont ensuite montrés afin d'examiner les directions de rayonnement prépondérantes et l'effet de l'angle d'impact sur ces directions. Les vitesses de convection dans les jets sont par la suite calculées et sont égales en moyenne à $0.60u_j$. Les spectres acoustiques en amont sont ensuite représentés pour les trois jets et les fréquences tonales sont comparées à celles du modèle de Ho et Nosseir [62]. Lorsque l'angle d'impact s'écarte de 90 degrés, un saut du mode $N = 3$ au mode $N = 4$ de la boucle de rétroaction est obtenu. Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 8.5h$ sont donnés. Une forte corrélation entre les niveaux maximum des spectres acoustiques en amont et ces deux coefficients est retrouvée. Les champs de pression acoustique dans le plan (x, y) sont ensuite étudiés à l'aide d'une décomposition de Fourier pour des angles d'impact de 90 et 75 degrés. Les champs d'amplitude et de phase de la fréquence tonale dominante pour $\theta = 90$ degrés et des deux fréquences tonales de $\theta = 75$ degrés sont représentés. Un saut du troisième au quatrième mode de la boucle de rétroaction est mis en évidence lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés. Enfin, l'intermittence des différents modes est étudié et le saut du troisième au quatrième mode de la boucle de rétroaction est de nouveau relevé.

Conclusion

Dans ce manuscrit de thèse, les simulations des grandes échelles de onze jets supersoniques ont été rapportées. Le chapitre 1 rappelle les principales caractéristiques physiques des jets supersoniques, puis les différentes sources de bruit dans ce type d'écoulement. Le cas des jets supersoniques impactant une paroi est notamment abordé. En particulier, la boucle de rétroaction aéroacoustique qui s'établit parfois dans ces jets entre la buse et la paroi est présentée et une étude de stabilité a été menée afin de caractériser la nature des modes d'oscillation du jet associés à cette boucle de rétroaction.

Le chapitre 2 expose ensuite les différentes méthodes numériques permettant de simuler un jet supersonique instationnaire impactant une paroi inclinée. Chaque méthode est présentée avec son principe, ses qualités, ses défauts et son coût de calcul. Les méthodes choisies dans le cadre de cette thèse dans les codes de résolution des équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles sont ensuite précisées. Le premier code utilise un maillage cylindrique afin de simuler des jets ronds supersoniques. Le deuxième repose sur un système de coordonnées cartésiennes et permet la simulation de jets plans supersoniques. Le dernier code de résolution est similaire au deuxième, mais deux maillages cartésiens sont alors employés avec une méthode de recouvrement de maillages afin de permettre la simulation de jets plans supersoniques impactant une paroi avec un angle quelconque.

Le chapitre 3 détaille l'étude d'un jet rond supersonique libre et de quatre jets ronds supersoniques impactant une paroi. Ils sont sous-détendus et sont caractérisés par un nombre de Mach d'éjection de $\mathcal{M}_e = 1$, un nombre de Mach idéalement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.56$ et un nombre de Reynolds de $Re_j = 5 \times 10^4$. Les résultats du jet libre sont tout d'abord présentés. Dans le champ acoustique amont, une fréquence tonale émerge de 15 dB au dessus du bruit large bande. Elle est caractéristique du bruit de *screech*. A cette fréquence, une analyse des champs de pression fluctuante dans le jet fait apparaître une onde stationnaire aérodynamique-acoustique. De plus, la fréquence $St = 0.305$ du bruit de *screech* et l'oscillation hélicoïdale du jet associée à cette fréquence sont en accord avec le modèle d'onde stationnaire aérodynamique-acoustique de Panda [103] et avec les observations expérimentales de Powell *et al.* [113]. Enfin, les propriétés du bruit de choc large-bande sont mises en évidence à l'aide de l'étude des champs de pression acoustique. Les propriétés des quatre jets ronds supersoniques sous-détendus impactant une paroi sont ensuite étudiées. Une relation permettant de déterminer la vitesse moyenne de convection des structures entre la buse et la paroi en fonction de la distance entre le buse et la paroi est proposée. Par la suite, les spectres acoustiques amont sont présentés et font apparaître plusieurs fréquences tonales dont l'amplitude semble corréler à la présence d'un disque de Mach en amont de la paroi. De plus, une évolution étagée de la fréquence tonale dominante est constatée avec l'augmentation de la distance de la buse à la paroi. Une telle évolution est typique de la présence d'une boucle de rétroaction aéroacoustique. Les fréquences tonales sont ensuite comparées à celles prédites par le modèle de la boucle de rétroaction aéroacoustique de Ho et Nosseir [62] et un très bon accord est obtenu. Les propriétés des champs de pression acoustique sont ensuite analysées, et la nature axisymétrique ou hélicoïdale de l'oscillation du jet associée à chaque fréquence tonale est déterminée. Le mode d'oscillation du disque de Mach situé en amont de la paroi est ensuite décrit. Ce mode d'oscillation est à la même fréquence et de même nature que la composante tonale dominante obtenue dans les spectres acoustiques en amont. Enfin, l'intermittence entre les différents modes de la boucle de rétroaction aéroacoustique est étudiée et une alternance de l'intensité des différents modes hélicoïdaux est mise en évidence.

Pour finir, le chapitre 4 présente l'étude de six jets plans supersoniques idéalement détendus impactant une paroi avec un angle d'impact entre 60 et 90 degrés. Les jets sont caractérisés par un nombre de Mach de $\mathcal{M}_j = 1.28$ et un nombre de Reynolds de $Re_h = 5 \times 10^4$. Les résultats de quatre jets impactant une paroi située à une distance variant entre $3.94h$ et $9.1h$ de la buse avec un angle de 90 degrés sont montrés dans un premier temps. La vitesse de convection moyenne est trouvée égale à $0.60u_j$, en accord avec la formulation théorique de Papamoschou et Roshko [106] et les résultats expérimentaux de Panda *et al.* [103]. Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de la pression fluctuante au point de coordonnées $x = 0$ et $y = 8.5h$ sont donnés et, dans le cas le plus résonant, des valeurs typiques du bruit de *crackle* sont obtenues. Des spectres acoustiques amont sont ensuite montrés et font apparaître un nombre important de fréquences tonales. Ces fréquences sont comparées avec succès à celles prédites par le modèle de Ho et Nosseir [62]. Les champs de pression acoustique dans le plan (x, y) sont ensuite explorés à l'aide d'une décomposition de Fourier. Les champs d'amplitude obtenus pour les fréquences tonales dominantes font tous apparaître un réseau de cellules entre la buse et la paroi. Le nombre de cellules dans ce réseau est égal au numéro du mode de la boucle de rétroaction aéroacoustique. Ce réseau de cellules est dû à l'établissement d'une onde stationnaire aérodynamique-acoustique. La nature plane ou sinueuse des modes associés aux fréquences tonales dominantes est déterminée à l'aide des champs de phase. Une combinaison du modèle de l'onde stationnaire aérodynamique-acoustique et de celui d'un jet plan avec des couches de mélange infiniment minces est enfin proposée. Elle paraît capable de déterminer à la fois les fréquences les plus probables de la boucle de rétroaction aéroacoustique et leurs natures plane ou sinueuse. Enfin, l'intermittence des modes dans les quatre jets impactant est discutée. Il ressort que les modes d'oscillation plans et sinueux coexistent dans les jets. Dans un dernier temps, trois jets plans supersoniques impactant une paroi située à $L = 5.5h$ de la buse avec des angles de 60, 75 et 90 degrés sont considérés. Il est trouvé que le degré d'organisation des structures turbulentes dans les couches de mélange ainsi que l'amplitude des ondes acoustiques créées au niveau de la région d'impact diminuent lorsque l'angle d'impact dévie de 90 degrés. Une dissymétrie est visible sur les champs moyens des jets de paroi supérieurs et inférieurs pour une paroi inclinée. Les effets de l'angle d'impact sur les directions de rayonnement principales sont ensuite déterminés. Les spectres acoustiques amont sont représentés pour les trois jets et les fréquences tonales obtenues sont comparées à celles prédites par le modèle de Ho et Nosseir [62]. Lorsque l'angle d'impact s'écarte de 90 degrés, un saut du troisième au quatrième mode de la boucle de rétroaction est relevé. Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de la pression fluctuante en $x = 0$ et $y = 8.5h$ sont donnés. Leurs valeurs sont corrélées avec les niveaux maximum des spectres acoustiques amont. Les champs de pression acoustique dans le plan (x, y) sont ensuite étudiés à l'aide d'une décomposition de Fourier pour les deux jets impactant une paroi située à $L = 5.5h$ de la buse avec des angles de 90 et 75 degrés. Le saut du troisième au quatrième mode de la boucle de rétroaction aéroacoustique lorsque l'on incline la paroi est alors clairement visible sur les champs d'amplitude associés aux fréquences tonales obtenues.

Perspectives

De nombreuses perspectives à ce travail de thèse peuvent être identifiées. En particulier, les trois codes de résolutions des équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles développés pour ce travail peuvent servir à réaliser des simulations des grandes échelles portant sur des nouvelles configurations.

Une première perspective serait de simuler plusieurs jets ronds idéalement détendus impactant une paroi avec un angle de 90 degrés. Cette étude permettrait d'adapter la combinaison de modèles proposée dans le chapitre 4 à des jets ronds. La combinaison du modèle de l'onde stationnaire aérodynamique acoustique et de celui d'un jet rond avec des couches de mélange infiniment minces, présenté dans le chapitre 1, serait alors utilisée pour tenter de déterminer à la fois les fréquences les plus probables de la boucle de rétroation aéroacoustique et leurs natures axisymétrique ou hélicoïdale.

Un deuxième point intéressant serait d'explorer les propriétés aéroacoustiques, au niveau de la paroi, de jets supersoniques impactant. Davis *et al.* [41] ont par exemple étudié expérimentalement la distribution de pression à la paroi pour un jet rond idéalement détendu avec un nombre de Mach parfaitement détendu de $\mathcal{M}_j = 1.5$ impactant une paroi avec un angle de 90 degrés. Pour cela, ils ont utilisé une peinture sensible à la pression afin de reconstruire le champ de pression instantanée à la paroi, et ont observé des modes axisymétriques et hélicoïdaux du jet.

Enfin, des simulations pourraient permettre de caractériser le rayonnement acoustique de jets de lanceurs impactant une paroi avec un angle de 90 degrés. Des géométries axisymétriques simples comme des plaques trouées situées à une distance de l'ordre de 20 diamètres des lèvres de la buse peuvent être envisagées. Le but serait alors de comprendre pourquoi, à cette distance, des niveaux acoustiques forts sont obtenus au niveau du lanceur. Ce type de configuration a par exemple été étudié numériquement par Tsutsumi *et al.* [156] pour un jet rond sur-détendu avec un nombre de Mach d'éjection $\mathcal{M}_e = 3.7$, un nombre de Mach idéalement détendu $\mathcal{M}_j = 3.3$ et un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de sortie de la buse égal à $Re = 2.2 \times 10^5$.

Annexe A

Coefficients des schémas numériques

Les coefficients des schémas numériques utilisés dans ce mémoire sont donnés dans cette annexe.

A.1 Schémas de différenciation spatiale

La différenciation spatiale des flux se fait à l'aide de schémas aux différences finies centrés et décentrés optimisés dans l'espace des fréquences par Bogey et Bailly [16]. Le schéma centré est appelé FDo11p et les schémas décentrés sont appelés FDoGDd. Pour ces derniers, la dérivée du flux $\mathcal{L}$ dans la direction x et au point x_0 s'écrit :

$$\frac{\partial \mathcal{L}(x_0)}{\partial x} \simeq \frac{1}{\Delta x} \sum_{j=-G}^{D} a_j \mathcal{L}(x_0 + j\Delta x) \tag{A.1}$$

où les a_j sont les coefficients du schéma et Δx est le pas du maillage.

Les valeurs des coefficients des schémas FDo11p et FDoGDd sont présentés dans les tableaux A.1 et A.2.

A.2 Schéma d'intégration temporelle

L'algorithme de Runge-Kutta explicite $RK26$ de Bogey et Bailly [16] à six étapes d'ordre 2 en linéaire et en non-linéaire est utilisé dans les travaux de ce mémoire. L'avancement temporel de la variable U entre le pas temporel n et le pas temporel $n+1$, séparés de Δt, pour un tel algorithme, s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{cases} U^0 = U^n \\ U^i = U^n + \alpha_i \Delta t \mathcal{L}_e(U^{i-1}) \text{ pour } i = 1...6 \\ U^{n+1} = U^p + \Delta t \mathcal{L}_v(U^n) \end{cases} \tag{A.2}$$

où α_i est le coefficient de l'algorithme pour l'étape i, $\mathcal{L}_e(U) = -\dfrac{\partial E_e}{\partial x} - \dfrac{\partial F_e}{\partial y} - \dfrac{\partial G_e}{\partial z}$ et $\mathcal{L}_v(U) = \dfrac{\partial E_v}{\partial x} + \dfrac{\partial F_v}{\partial y} + \dfrac{\partial G_v}{\partial z}$.

	FDo11p	FDo10d	FDo19d
a_{-5}	-0.002484594688000		
a_{-4}	0.020779405824000		
a_{-3}	-0.090320001280000		
a_{-2}	0.286511173973333		
a_{-1}	-0.872756993962667		-0.180022054228
a_0	0.	-2.391602219538	-1.237550583044
a_1	0.872756993962667	5.832490322294	2.484731692990
a_2	- 0.286511173973333	-7.650218001182	-1.810320814061
a_3	-0.090320001280000	7.907810563576	1.112990048440
a_4	-0.020779405824000	-5.922599052629	-0.481086916514
a_5	0.002484594688000	3.071037015445	0.126598690230
a_6		-1.014956769726	-0.015510730165
a_7		0.170022256519	0.000021609059
a_8		0.002819958377	0.0000156447571
a_9		-0.004791009708	-0.000007390277
a_{10}		-0.000013063429	

Table A.1 – Coefficients des schémas optimisés centrés et décentrés de Bogey et Bailly [16].

	FDo28d	FDo37d	FDo46d
a_{-4}			0.016756572303
a_{-3}		-0.013277273810	-0.117478455239
a_{-2}	0.057982271137	0.115976072920	0.411034935097
a_{-1}	-0.536135360383	-0.617479187931	-1.130286765151
a_0	-0.264089548967	-0.274113948206	0.341435872100
a_1	0.917445877606	1.086208764655	0.556396830543
a_2	-0.169688364841	-0.402951626982	-0.082525734207
a_3	-0.029716326170	0.131066986242	0.0003565834658
a_4	0.029681617641	-0.028154858354	0.001173034777
a_5	-0.005222483773	0.002596328316	-0.000071772671
a_6	-0.000118806260	0.000128743150	-0.000000352773
a_7	-0.000118806260	0.	
a_8	-0.000020069730		

Table A.2 – Coefficients des schémas optimisés centrés et décentrés de Bogey et Bailly [16] - Suite.

Les coefficients $\gamma_i = \prod_{j=6-i+1}^{6} \alpha_i$ de l'algorithme de Runge-Kutta explicite $RK26$ sont détaillés dans le tableau A.3.

i	γ_i
1	1
2	1/2
3	0.165919771368
4	0.040919732041
5	0.007555704391
6	0.000891421261

TABLE A.3 – Coefficients du schéma d'intégration temporelle $RK26$ de Bogey et Bailly [16].

A.3 Filtrage explicite

Le filtage explicite est effectué à l'aide de filtres sélectifs centrés et décentrés sur 11 points d'ordre 4 optimisés par Bogey et Bailly [16]. Le filtrage explicite centré est noté SFo11p et les filtrages explicites décentrés sont notés SFoGDd. Pour ces derniers, l'application du filtrage sélectif à la quantité U s'écrit, en une dimension, au point x_0 du maillage, de la manière suivante :

$$U^f(x_0) = U(x_0) - \sigma \sum_{j=-G}^{D} d_j \left(U(x_0 + j\Delta x) - < U(x_0 + j\Delta x) > \right) \tag{A.3}$$

où U^f est la quantité filtrée, $< . >$ désigne l'opérateur de moyenne temporelle, les coefficients d_j sont les coefficients du filtre, Δx est la taille de la maille et σ est la force du filtrage, comprise entre 0 et 1.

Les valeurs des coefficients d_j sont détaillées dans les tableaux A.4 et A.5.

	SFo11p	SFo10d	SFo19d
d_{-5}	0.001446093078167		
d_{-4}	-0.012396449873964		
d_{-3}	0.049303775636020		
d_{-2}	-0.120198310245186		
d_{-1}	0.199250131285813		-0.085777408970
d_0	0.234810479761700	0.320882352941	0.277628171524
d_1	-0.199250131285813	-0.465	-0.356848072173
d_2	0.120198310245186	0.179117647059	0.223119093072
d_3	-0.049303775636020	-0.035	-0.057347064865
d_4	0.012396449873964	0.	-0.000747264596
d_5	-0.001446093078167	0.	-0.000027453993
d_6		0.	0.
d_7		0.	0.
d_8		0.	0.
d_9		0.	0.
d_{10}		0.	

Table A.4 – Coefficients des filtres sélectifs centrés et décentrés de Bogey et Bailly [16].

	SFo28d	SFo37d	SFo46d
d_{-4}			0.008391235145
d_{-3}		-0.000054596010	-0.047402506444
d_{-2}	0.052523901012	0.042124772446	0.121438547725
d_{-1}	-0.206299133811	-0.173103107841	-0.200063042812
d_0	0.353527998250	0.299615871352	0.240069047836
d_1	-0.348142394842	-0.276543612935	-0.207269200140
d_2	0.181481803619	0.131223506571	0.122263107844
d_3	0.009440804370	-0.023424966418	-0.047121062819
d_4	-0.077675100452	0.013937561779	0.009014891495
d_5	0.044887364863	-0.024565095706	0.001855812216
d_6	-0.009971961849	0.013098287852	-0.001176830044
d_7	0.000113359420	-0.002308621090	
d_8	0.000113359420		

Table A.5 – Coefficients des filtres sélectifs centrés et décentrés de Bogey et Bailly [16] - Suite.

Annexe B

Équations de Navier-Stokes

B.1 Équations de Navier-Stokes en coordonnées cartésiennes

Les variables conservatives ρ, ρu, ρv, ρw et ρe sont utilisées avec ρ la masse volumique, u, v et w les trois composantes du vecteur vitesse et e l'énergie volumique. Dans un système de coordonnées cartésiennes, les équations de Navier-Stokes s'écrivent alors :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E_e}{\partial x} + \frac{\partial F_e}{\partial y} + \frac{\partial G_e}{\partial z} - \frac{\partial E_v}{\partial x} - \frac{\partial F_v}{\partial y} - \frac{\partial G_v}{\partial z} = 0 \tag{B.1}$$

où E_e, F_e et G_e dénotent les flux eulériens, E_v, F_v et G_v les flux visqueux et U représente le vecteur des variables conservatives et vaut :

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e \end{bmatrix}$$

Les flux eulériens et les flux visqueux s'écrivent :

$$E_e = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (\rho e + p)u \end{bmatrix}, F_e = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ \rho vw \\ (\rho e + p)v \end{bmatrix}, G_e = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ p + \rho w^2 \\ (\rho e + p)w \end{bmatrix}$$

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{11} \\ \tau_{12} \\ \tau_{13} \\ u_1\tau_{11} + u_2\tau_{12} + u_3\tau_{13} - q_1 \end{bmatrix}, F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{21} \\ \tau_{22} \\ \tau_{23} \\ u_1\tau_{21} + u_2\tau_{22} + u_3\tau_{23} - q_2 \end{bmatrix}$$

$$G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{31} \\ \tau_{32} \\ \tau_{33} \\ u_1\tau_{31} + u_2\tau_{32} + u_3\tau_{33} - q_3 \end{bmatrix}$$

En utilisant l'hypothèse de gaz parfait, la pression s'exprime en fonction des variables conservatives à l'aide de la relation :

$$p = (\gamma - 1)(\rho e - \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2 + w^2) \tag{B.2}$$

Le tenseur des contraintes τ_{ij} s'écrit :

$$\tau_{ij} = 2\mu(T)S_{ij} \text{ avec } S_{ij} = \frac{1}{2}[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}]$$

où $\mu(T)$ est donnée par la loi empirique de Sutherland, valable pour des températures allant de 0°C à 1216°C [131] :

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

où μ_0 est la viscosité du gaz à la température T_0 et S est la constante de Sutherland.

Le flux de chaleur q_j est modélisé par la loi de Fourier :

$$q_j = -\frac{\mu(T)c_p}{Pr}\frac{\partial T}{\partial x_j} \tag{B.4}$$

où c_p est la capacité calorifique à pression constante et Pr est le nombre de Prandtl.

B.2 Équations de Navier-Stokes en coordonnées cylindriques

Les variables conservatives ρ, ρu_r, ρu_θ, ρu_z et ρe sont utilisées avec ρ la masse volumique, u_r, u_θ et u_z les trois composantes du vecteur vitesse et e l'énergie volumique. Dans un système de coordonnées cylindriques, les équations de Navier-Stokes s'écrivent alors :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial rE_e}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial F_e}{\partial \theta} + \frac{\partial G_e}{\partial z} - \frac{1}{r}\frac{\partial rE_v}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial F_v}{\partial \theta} - \frac{\partial G_v}{\partial z} + \frac{B_e}{r} - \frac{B_v}{r} = 0 \tag{B.5}$$

où E_e, F_e, G_e et B_e dénotent les flux eulériens, E_v, F_v, G_v et B_v les flux visqueux et U représente le vecteur des variables conservatives et s'écrit :

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e \end{bmatrix}$$

Les flux eulériens et les flux visqueux sont égales à :

$$E_e = \begin{bmatrix} \rho u_r \\ p + \rho u_r^2 \\ \rho u_r u_\theta \\ \rho u_r u_z \\ (\rho e + p)u_r \end{bmatrix}, F_e = \begin{bmatrix} \rho u_\theta \\ \rho u_r u_\theta \\ p + \rho u_\theta^2 \\ \rho u_\theta u_z \\ (\rho e + p)u_\theta \end{bmatrix}, G_e = \begin{bmatrix} \rho u_z \\ \rho u_r u_z \\ \rho u_\theta u_z \\ p + \rho u_z^2 \\ (\rho e + p)u_z \end{bmatrix}$$

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{rr} \\ \tau_{r\theta} \\ \tau_{rz} \\ u_r\tau_{rr} + u_\theta\tau_{r\theta} + u_z\tau_{rz} - q_r \end{bmatrix}, F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{r\theta} \\ \tau_{\theta\theta} \\ \tau_{z\theta} \\ u_r\tau_{r\theta} + u_\theta\tau_{\theta\theta} + u_z\tau_{z\theta} - q_\theta \end{bmatrix}$$

$$G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{rz} \\ \tau_{\theta z} \\ \tau_{zz} \\ u_r\tau_{rz} + u_\theta\tau_{z\theta} + u_z\tau_{zz} - q_z \end{bmatrix}, B_e = \begin{bmatrix} 0 \\ -(\rho u_\theta^2 + p) \\ \rho u_r u\theta \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, B_v = \begin{bmatrix} 0 \\ -\tau_{\theta\theta} \\ \tau_{r\theta} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

En utilisant l'hypothèse de gaz parfait, la pression s'exprime en fonction des variables conservatives par :

$$p = (\gamma - 1)(\rho e - \frac{1}{2}\rho(u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2) \tag{B.6}$$

Les flux de chaleur q_r, q_θ et q_z sont modélisés par la loi de Fourier :

$$q_r = -\frac{\mu(T)c_p}{Pr}\frac{\partial T}{\partial r} \tag{B.7}$$

Les tenseurs des contraintes visqueuses s'écrivent :

$$\tau_{rr} = 2\mu(T)\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\mu(T)(\frac{1}{r}\frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z})$$

$$\tau_{\theta\theta} = 2\mu(T)(\frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r}) - \frac{2}{3}\mu(T)(\frac{1}{r}\frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z})$$

$$\tau_{zz} = 2\mu(T)\frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu(T)(\frac{1}{r}\frac{\partial r u_r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z})$$

$$\tau_{r\theta} = \mu(T)(\frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_r}{r})$$

$$\tau_{rz} = \mu(T)(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r})$$

$$\tau_{z\theta} = \mu(T)(\frac{1}{r}\frac{\partial u_z}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial z})$$

Bibliographie

[1] A. Addy : Effects of axisymmetric sonic nozzle geometry on mach disk characteristics. *AIAA J.*, 19(1):121–122, 1981.

[2] B. André : *Etude expérimentale de l'effet du vol sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2012. 2012–42.

[3] B. André, T. Castelain et C. Bailly : Investigation of the mixing layer of underexpanded supersonic jets by particle image velocimetry. *IJHFF*, 50:188–200, 2014.

[4] S. Arnette, M. Samimy et G. Elliott : On streamwise vortices in high reynolds number supersonic axisymmetric jets. *Phys. Fluids*, 5(1):187–202, 1993.

[5] D. Arthurs et S. Ziada : Self-excited oscillations of a high-speed impinging planar jet. *J. Fluids Struct.*, 34:236–258, 2012.

[6] W. J. Baars et C. E. Tinney : Quantifying crackle-inducing acoustic shock-structures emitted by a fully-expanded mach 3 jet. *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference*, AIAA Paper 2013-2081, 2013.

[7] W. J. Baars et C. E. Tinney : Shock-structures in the acoustic field of a mach 3 jet with crackle. *J. Sound Vib.*, 333(12):2539–2553, 2014.

[8] C. Bailly et G. Comte-Bellot : *Turbulence (CNRS éditions)*. Sciences et techniques de l'ingénieur, 2003.

[9] A. Bayliss et E. Turkel : Far field boundary conditions for compressible flows. *J. Comput. Phys.*, 48(2):182–199, 1982.

[10] J. Berland, C. Bogey et C. Bailly : Low-dissipation and low-dispersion fourth-order runge-kutta scheme. *Comput. Fluids*, 35(10):1459–1463, 2006.

[11] J. Berland, C. Bogey et C. Bailly : Numerical study of screech generation in a planar supersonic jet. *Phys. Fluids*, 19(7):075105, 2007.

[12] J. Berland, C. Bogey, O. Marsden et C. Bailly : High-order, low dispersive and low dissipative explicit schemes for multiple-scale and boundary problems. *J. Comput. Phys.*, 224(2):637–662, 2007.

[13] C. Berman et J. Williams : Instability of a two-dimensional compressible jet. *J. Fluid Mech.*, 42(01):151–159, 1970.

[14] C. Bogey : *Calcul direct du bruit aérodynamique et validation de modeles acoustiques hybrides*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2000. 2000–11.

[15] C. Bogey et C. Bailly : Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations : far field formulation and validation test cases. *Acta Acust. United Ac.*, 88:463–471, 2002.

[16] C. Bogey et C. Bailly : A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *J. Comput. Phys.*, 194(1):194–214, 2004.

[17] C. Bogey et C. Bailly : Investigation of downstream and sideline subsonic jet noise using large eddy simulation. *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, 20(1):23–40, 2006.

[18] C. Bogey et C. Bailly : Large eddy simulations of round free jets using explicit filtering with/without dynamic smagorinsky model. *Intl. J. Heat Fluid Flow*, 27(4):603–610, 2006.

[19] C. Bogey et C. Bailly : Large eddy simulations of transitional round jets: influence of the reynolds number on flow development and energy dissipation. *Phys. Fluids*, 18(065101):1–14, 2006.

[20] C. Bogey et 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.

[21] C. Bogey et C. Bailly : Turbulence and energy budget in a self-preserving round jet: direct evaluation using large eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, 627:129–160, 2009.

[22] C. Bogey, N. de Cacqueray et C. Bailly : A shock-capturing methodology based on adaptative spatial filtering for high-order non-linear computations. *J. Comput. Phys.*, 228(5):1447–1465, 2009.

[23] C. Bogey, O. Marsden et C. Bailly : Large-eddy simulation of the flow and acoustic fields of a reynolds number 10^5 subsonic jet with tripped exit boundary layers. *Phys. Fluids*, 23(035104), 2011.

[24] C. Bogey, O. Marsden et C. Bailly : Influence of initial turbulence level on the flow and sound fields of a subsonic jet at a diameter-based reynolds number of 10^5. *J. Fluid Mech.*, 701:352–385, 2012.

[25] N. Buchmann, D. Mitchell, K. Ingvorsen, D. Honnery et J. Soria : High spatial resolution imaging of a supersonic underexpanded jet impinging on a flat plate. *Abstract from 6th Australian Conference on Laser Diagnostics in Fluid Mechanics and Combustion*, 2011.

[26] S. Bühler, L. Kleiser et C. Bogey : Simulation of subsonic turbulent nozzle jet flow and its near-field sound. *AIAA J.*, 52(8):1653–1669, 2014.

[27] J. Butcher : The effective order of runge-kutta methods. *Conference on the numerical solution of differential equations*, 109:133–139, 1969.

[28] M. Calvo, J. Franco et L. Randez : A new minimum storage runge-kutta scheme for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, 201(1):1–12, 2004.

[29] S. Candel : *Mécanique des fluides*. Dunod, 1990.

[30] S. Candel, L. Valdes et P. Bertrand : Détermination expérimentale de la puissance acoustique rayonnée par le lanceur ariane v au décollage. *La Recherche Aérospatiale*, 2:1–19, 1992.

[31] J. Chicheportiche et X. Gloerfelt : Techniques de recouvrement de maillages pour le calcul direct en aéroacoustique. 2011.

[32] T. Colonius et S. Lele : Computational aeroacoustics: progress on nonlinear problems of sound generation. *Progress in Aerospace sciences*, 40:345–416, 2004.

[33] G. Constantinescu et S. Lele : A highly accurate technique for the treatment of flow equations at the polar axis in cylindrical coordinates using series expansions. *J. Comput. Phys.*, 183(1):165–186, 2002.

[34] M. Dahl : Predictions of supersonic jet mixing and shock-associated noise compared with measured far-field data. *NASA Technical Report*, TM-2010-216328, 2010.

[35] J. Dargaud, J. Troyes, J. Lamet, L. Tessé, F. Vuillot et C. Bailly : Numerical study of solid-rocket motor ignition overpressure wave including infrared radiation. *J. Prop. and Power*, 30(1):164–174, 2014.

[36] V. Daru et X. Gloerfelt : Aeroacoustic computations using a high-order shock-capturing scheme. *AIAA J.*, 45(10):2474–2486, 2007.

[37] A. Dauptain, B. Cuenot et L. Gicquel : Large eddy simulation of stable supersonic jet impinging on flat plate. *AIAA J.*, 48(10):2325–2338, 2010.

[38] A. Dauptain, L. Gicquel et S. Moreau : Large eddy simulation of supersonic impinging jets. *AIAA J.*, 50(7):1560–1574, 2012.

[39] M. Davies et D. Oldfield : Tones from a choked axisymmetric jet. i. cell structure, eddy velocity and source locations. *Acta Acust. United Ac.*, 12:257–267, 1962.

[40] M. Davies et D. Oldfield : Tones from a choked axisymmetric jet. ii. the self excited loop and mode of oscillation. *Acta Acust. United Ac.*, 12:267–277, 1962.

[41] T. Davis, A. Edstrand, F. Alvi, L. Cattafesta, D. Yorita et K. Asai : Investigation of impinging jet resonant modes using unsteady pressure-sensitive paint measurements. *Exp. in Fluids*, 56(5):1–13, 2015.

[42] N. de Cacqueray et C. Bogey : Noise of an overexpanded mach 3.3 jet: non-linear propagation effects and correlations with flow. *Int. J. Aeroacoust.*, 13(7):607–632, 2014.

[43] N. de Cacqueray, C. Bogey et C. Bailly : Investigation of a high-mach-number overexpanded jet using large-eddy simulation. *AIAA J.*, 49(10):2171–2182, 2011.

[44] D. Desvigne, O. Marsden, C. Bogey et C. Bailly : Development of noncentered wavenumber-based optimized interpolation schemes with amplification control for overlapping grids. *SIAM J. Sci. Comput.*, 32(4):2074–2098, 2010.

[45] C. Donaldson et R. Snedeker : A study of free jet impingement. part 1. mean properties of free and impinging jets. *J. Fluid Mech.*, 45(2):281–319, 1971.

[46] C. Donaldson, R. Snedeker et D. Margolis : A study of free jet impingement. part 2. free jet turbulent structure and impingement heat transfer. *J. Fluid Mech.*, 45(3):477–512, 1971.

[47] K. Eldred : Acoustic loads generated by the propulsion system. *NASA*, Technical Report SP-8072, 1971.

[48] A. Favre : Equations des gaz turbulents compressibles. ii méthode des vitesses moyennes; méthode des vitesses macroscopiques pondérées par la masse volumique. *Journal de mécanique*, 4:391–421, 1965.

[49] J. Ffowcs-Williams, J. Simson et V. Virchis : 'crackle': An annoying component of jet noise. *J. Fluid Mech.*, 71(02):251–271, 1975.

[50] J. Freund : Noise sources in a low-reynolds-number turbulent jet at mach 0.9. *J. Fluid Mech.*, 438:277–305, 2001.

[51] J. Freund, S. Lele et P. Moin : Compressibility effects in a turbulent annular mixing layer. part 1. turbulence and growth rate. *J. Fluid Mech.*, 421:229–267, 2000.

[52] J. Freund, S. Lele et P. Moin : Numerical simulation of a mach 1.92 turbulent jet and its sound field. *AIAA J.*, 38(11):2023–2031, 2000.

[53] W. George, H. Abrahamsson, J. Eriksson, R. Karlsson, L. Löfdahl et M. Wosnik : A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream. *J. Fluid Mech.*, 425:367–411, 2000.

[54] M. Giles : Nonreflecting boundary conditions for euler equation calculations. *AIAA J.*, 28(12):2050–2058, 1990.

[55] X. Gloerfelt et J. Berland : Direct computation of turbulent boundary layer noise. *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2009-3401, 2009.

[56] G. Hanique-Cockenpot : *Etude numérique de la propagation non linéaire des infrasons dans l'atmosphère*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2011. 2011–32.

[57] M. Harper-Bourne et M. Fisher : The noise from shock in supersonic jets. *AGARD Conference on Noise Mechanisms*, AGARD-CP-131:1–11, 1973.

[58] B. Henderson : The connection between sound production and jet structure of the supersonic impinging jet. *J. Acoust. Soc. Am.*, 111(2):735–747, 2002.

[59] B. Henderson, J. Bridges et M. Wernet : An experimental study of the oscillatory flow structure of tone-producing supersonic impinging jets. *J. Fluid Mech.*, 542:115–137, 2005.

[60] B. Henderson et A. Powell : Experiments concerning tones produced by an axisymmetric choked jet impinging on flat plates. *J. Sound Vib.*, 168(2):307–326, 1993.

[61] J. Hijlkema, M. Prevost et G. Casalis : On the importance of reduced scale ariane 5 p230 solid rocket motor models in the comprehension and prevention of thrust oscillations. *CEAS Space J.*, 1:99–107, 2011.

[62] C. Ho et N. Nosseir : Dynamics of an impinging jet. part 1. the feedback phenomenon. *J. Fluid Mech.*, 105:119–142, 1981.

[63] F. Hu, M. Hussaini et J. Manthey : Low-dissipation and low-dispersion runge-kutta schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, 124(1):177–191, 1996.

[64] Z. Husain et A. Hussain : Axisymmetric mixing layer: influence of the initial and boundary conditions. *AIAA J.*, 17(1):48–55, 1979.

[65] H. Irwin : Measurements in a self-preserving plane wall jet in a positive pressure gradient. *J. Fluid Mech.*, 61(01):33–63, 1973.

[66] A. Jameson, W. Schmidt et E. Turkel : Numerical solutions of the euler equations by finite volume methods using runge-kutta time-stepping schemes. *14th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, AIAA Paper 81-1259, 1981.

[67] G. Jiang et C. Shu : Efficient implementation of weighted eno schemes. *J. Comput. Phys.*, 126(1):202–228, 1996.

[68] Y. Khalighi, J. Nichols, S. Lele, F. Ham et P. Moin : Unstructured large eddy simulation for prediction of noise issued from turbulent jets in various configurations. *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA paper 2011-2886, 2011.

[69] S. Kim et S. Park : Numerical analysis of the oscillatory behaviors of supersonic impinging jet flow. *24th International Congress of the Aeronautical Sciences*, 2004.

[70] D. Kopriva : Shock-fitted multidomain solution of supersonic flows. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 175(3):383–394, 1999.

[71] A. Krothapalli : Discrete tones generated by an impinging underexpanded rectangular jet. *AIAA J.*, 23(12):1910–1915, 1985.

[72] A. Krothapalli, E. Rajkuperan, F. Alvi et L. Lourenco : Flow field and noise characteristics of a supersonic impinging jet. *J. Fluid Mech.*, 392:155–181, 1999.

[73] C. Kuo et A. Dowling : Oscillations of a moderately underexpanded choked jet impinging upon a flat plate. *J. Fluid Mech.*, 315:267–291, 1996.

[74] H. Lambaré : Hot supersonic jet noise acoustic test case interaction of a hot supersonic jet with a deflector. *CNES*, RT-NT-4110000-1101-CNES, 2012.

[75] P. Lamont et B. Hunt : The impingement of underexpanded, axisymmetric jets on perpendicular and inclined flat plates. *J. Fluid Mech.*, 100(3):471–511, 1980.

[76] J. Lau, P. Morris et M. Fisher : Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. *J. Fluid Mech.*, 93:1–27, 1979.

[77] J. Laufer, R. Schlinker et R. Kaplan : Experiments on supersonic jet noise. *AIAA J.*, 14(4):489–497, 1976.

[78] B. Launder et B. Sharma : Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in heat and mass transfer*, 1(2):131–137, 1974.

[79] S. Lele : Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comput. Phys.*, 103(1):16–42, 1992.

[80] R. LeVeque : *Numerical methods for conservation laws*. Springer, Basel, 1992.

[81] X. Li et J. Gao : Numerical simulation of the generation mechanism of axisymmetric supersonic jet screech tones. *Phys. Fluids*, 17:085105, 2005.

[82] J. Liu, A. Corrigan, K. Kailasanath, R. Ramammurti, N. Heeb, D. Munday et E. Gutmark : Impact of deck and jet blast deflector on the flow and acoustic properties of imperfectly expanded supersonic jets. *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting*, AIAA Paper 2013-0323, 2013.

[83] L. Mack : On the inviscid acoustic-mode instability of supersonic shear flows. *Theor. Comput. Fluid Dyn*, 2(2):97–123, 1990.

[84] S. Majumdar, G. Iaccarino et P. Durbin : Rans solvers with adaptive structured boundary non-conforming grids. *Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research, Stanford University*, p. 353–366, 2001.

[85] O. Marsden, C. Bailly, C. Bogey et E. Jondeau : Investigation of flow features and acoustic radiation of a round cavity. *J. Sound Vib.*, 331(15):3521–3543, 2012.

[86] O. Marsden, C. Bogey et C. Bailly : High-order curvilinear simulations of flows around non-cartesian bodies. *J. Comput. Acous.*, 13(4):731–748, 2005.

[87] D. Martlew : Noise associated with shock waves in supersonic jets. aircraft engine noise and sonic boom. *AGARD Conference on Noise Mechanisms*, AGARD-CP-42, 1969.

[88] M. Merle : Emissions acoustiques associées aux jets d'air supersoniques. *J. de Mécanique*, 4, 1965.

[89] D. Mitchell, D. Honnery et J. Soria : The visualization of the acoustic feedback loop in impinging underexpanded supersonic jet flows using ultra-high frame rate schlieren. *J. of visualization*, 15(4):333–341, 2012.

[90] R. Mittal et G. Iaccarino : Immersed boundary methods. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 37:239–261, 2005.

[91] K. Mohseni et T. Colonius : Numerical treatment of polar coordinate singularities. *J. Comput. Phys.*, 157(2):787–795, 2000.

[92] Y. Nakai, N. Fujimatsu et K. Fujii : Experimental study of underexpanded supersonic jet impingement on an inclined flat plate. *AIAA J.*, 44(11):2691–2699, 2006.

[93] J. Nichols et S. Lele : Large eddy simulation of crackle noise in hot supersonic jets. *J. Acoust. Soc. Am.*, 134(5):4128–4138, 2013.

[94] T. Nonomura et K. Fujii : Mach number and temperature effects on mach wave emission from supersonic jets. *26th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, AIAA Paper 2008-6587, 2008.

[95] T. Nonomura, Y. Goto et K. Fujii : Aeroacoustic waves generated from a supersonic jet impinging on an inclined flat plate. *Int. J. Aeroacoust.*, 10:401–425, 2011.

[96] T. Nonomura, S. Tsutsumi, R. Takaki, E. Shima et K. Fujii : Impact of spatial and temporal resolution on the aeroacoustic wave from a two-dimensional impinging jet. *7th International Conference on Computational Fluid Dynamics*, ICCFD7-3103, 2012.

[97] T. Norum : Supersonic rectangular jet impingement noise experiments. *AIAA J.*, 29(7):1051–1057, 1991.

[98] N. Nosseir et C. Ho : Dynamics of an impinging jet. part 2. the noise generation. *J. Fluid Mech.*, 116:379–391, 1982.

[99] H. Oertel Sen : *Kinematics of Mach waves inside and outside supersonic jets.* Springer, Berlin, 1979.

[100] D. Pack : On the formation of shock-waves in supersonic gas jets two-dimensional flow. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 1(1):1–17, 1948.

[101] D. Pack : A note on prandtl's formula for the wave-length of a supersonic gas jet. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 3(2):173–181, 1950.

[102] J. Panda : Shock oscillation in underexpanded screeching jets. *J. of Fluid Mech.*, 363:173–198, 1998.

[103] J. Panda, G. Raman et K. Zaman : Underexpanded screeching jets from circular, rectangular and elliptic nozzles. *3th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 97-1623, 1997.

[104] J. Panda et R. Seasholtz : Measurement of shock structure and shock-vortex interaction in underexpanded jets using rayleigh scattering. *Phys. Fluids*, 11(12):3761–3777, 1999.

[105] J. Panda et R. Seasholtz : Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise. *J. Fluid Mech.*, 450:97–130, 2002.

[106] D. Papamoschou et A. Roshko : The compressible turbulent shear layer: an experimental study. *J. Fluid Mech.*, 197:453–477, 1988.

[107] C. Peskin : *Flow patterns around heart valves: a digital computer method for solving the equations of motion.* Thèse de doctorat, Sue Golding Graduate Division of Medical Sciences, Albert Einstein College of Medicine, Yeshiva University, 1972.

[108] T. Poinsot et S. Lele : Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comput. Phys.*, 101(1):104–129, 1992.

[109] A. Powell : On edge tones and associated phenomena. *Acta Acust. United Ac.*, 3:233–243, 1953.

[110] A. Powell : On the mechanism of choked jet noise. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 66(12):1039–1056, 1953.

[111] A. Powell : The sound-producing oscillations of round underexpanded jets impinging on normal plates. *J. Acoust. Soc. Am.*, 83(2):515–533, 1988.

[112] A. Powell et Y. Ishii : The screech of round choked jets, revisited. *13th AIAA Aeroacoustics conference*, AIAA Paper 90-3980, 1990.

[113] A. Powell, Y. Umeda et R. Ishii : Observations of the oscillation modes of choked circular jets. *J. Acoust. Soc. Am.*, 92(5):2823–2836, 1992.

[114] L. Prandtl : Über die stationären wellen in einem gasstrahl. *Physikalische Zeitschrift*, 5(19):599–601, 1904.

[115] G. Raman : Supersonic jet screech: half-century from powell to the present. *J. Sound Vib.*, 225(3):543–571, 1999.

[116] A. Risborg et J. Soria : High-speed optical measurements of an underexpanded supersonic jet impinging on an inclined plate. *28th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics*, 7126(F), 2009.

[117] D. Rockwell et E. Naudascher : Review-self-sustaining oscillations of flow past cavities. *J. Fluids Engineering*, 100(2):152–165, 1978.

[118] R. Sabatini et C. Bailly : Numerical algorithm for computing acoustic and vortical spatial instability waves. *AIAA J.*, 53(3):692–702, 2014.

[119] P. Sagaut : *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible.* Springer, 1998.

[120] R. Sandberg, N. Sandham et V. Suponitsky : Dns of compressible pipe flow exiting into a coflow. *Intl. J. Heat Fluid Flow*, 35:33–44, 2012.

[121] N. Sandham et A. Salgado : Nonlinear interaction model of subsonic jet noise. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 366:2745–2760, 2008.

[122] P. Schlatter, Q. Li, G. Brethouwer, A. Johansson et D. Henningson : Simulations of spatially evolving turbulent boundary layers up to re_θ= 4300. *Intl. J. Heat Fluid Flow*, 31(3):251–261, 2010.

[123] M. Schott, B. Troclet et S. Vanpeperstraete : Caractérisation expérimentale du bruit au décollage du lanceur ariane 5. *Le Journal de Physique IV*, 4(C5):977–980, 1994.

[124] J. Seiner et T. Norum : Aerodynamic aspects of shock containing jet plumes. *6th AIAA Aeroacoustics conference*, AIAA Paper 80-0965, 1980.

[125] H. Shen et C. Tam : Three-dimensional numerical simulation of the jet screech phenomenon. *AIAA J.*, 40(1):33–41, 2002.

[126] P. Sherman, D. Glass et K. Duleep : Jet flow field during screech. *Applied Scientific Research*, 32(3):283–303, 1976.

[127] C. Shu et S. Osher : Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes. *J. Comput. Phys.*, 77(2):439–471, 1988.

[128] C. Shu et S. Osher : Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, ii. *J. Comput. Phys.*, 83(1):32–78, 1989.

[129] P. Spalart et S. Allmaras : A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA Paper 92-439, 1992.

[130] D. Stanescu et W. Hashabi : 2n-storage low dissipation and dispersion runge-kutta schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, 143(2):674–681, 1998.

[131] W. Sutherland : The viscosity of gases and molecular force. *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 36(223):507–531, 1893.

[132] P. Sweby : High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws. *SIAM J. Numer. Anal.*, 21(5):995–1011, 1984.

[133] K. Taira et T. Colonius : The immersed boundary method: a projection approach. *J. Comput. Phys.*, 225(2):2118–2137, 2007.

[134] C. Tam : Computational aeroacoustics: Issues and methods. *AIAA J.*, 33(10):1788–1796, 1995.

[135] C. Tam : Supersonic jet noise. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 27:17–43, 1995.

[136] C. Tam : Mach wave radiation from high-speed jets. *AIAA J.*, 47(10):2440–2448, 2009.

[137] C. Tam et K. Ahuja : Theoretical model of discrete tone generation by impinging jets. *J. Fluid Mech.*, 214:67–87, 1990.

[138] C. Tam et Z. Dong : Wall boundary conditions for high-order finite-difference schemes in computational aeroacoustics. *Theor. Comput. Fluid Dyn*, 6:303–322, 1994.

[139] C. Tam, M. Golebiowski et J. Seiner : On the two components of turbulent mixing noise from supersonic jets. *2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 96-1716, 1996.

[140] C. Tam et F. Hu : On the three families of instability waves of high-speed jets. *J. Fluid Mech.*, 201:447–483, 1989.

[141] C. Tam et F. Hu : An optimized multi-dimensional interpolation scheme for computational aeroacoustics applications using overset grids. *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 2004-2812, 2004.

[142] C. Tam, J. Jackson et J. Seiner : A multiple-scales model of the shock-cell structure of imperfectly expanded supersonic jets. *J. Fluid Mech.*, 153:123–149, 1985.

[143] C. Tam et T. Norum : Impingement tones of large aspect ratio supersonic rectangular jets. *AIAA J.*, 30(2):304–311, 1992.

[144] C. Tam, J. Seiner et J. Yu : Proposed relationship between broadband shock associated noise and screech tones. *J. Sound Vib.*, 110(2):309–321, 1986.

[145] C. Tam et H. Shen : Direct computation of nonlinear acoustic pulses using high order finite difference schemes. *15th Aeroacoustics Conference*, AIAA Paper 93-4325, 1993.

[146] C. Tam et H. Tanna : Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles. *J. Sound Vib.*, 81(3):337–358, 1982.

[147] C. Tam et H. Tanna : Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles. *J. Sound Vib.*, 81(3):337–358, 1982.

[148] C. Tam, K. Viswanathan, K. Ahuja et J. Panda : The sources of jet noise: experimental evidence. *J. Fluid Mech.*, 615:253–292, 2008.

[149] C. Tam et J. Webb : Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, 107(2):262–281, 1993.

[150] C. Tam, J. Webb et Z. Dong : A study of the short wave components in computational acoustics. *J. Comput. Acous.*, 1(01):1–30, 1993.

[151] F. Thomas et K. Prakash : An experimental investigation of the natural transition of an untuned planar jet. *Phys. Fluids*, 3(1):90–105, 1991.

[152] K. Thompson : Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comput. Phys.*, 68(1):1–24, 1987.

[153] B. Thurow, M. Samimy et W. Lempert : Structure of a supersonic impinging rectangular jet via real-time optical diagnostics. *32nd AIAA Fluid Dynamics Conference*, AIAA Paper 2002-2865, 2002.

[154] Y. Tseng et J. Ferziger : A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry. *J. Comput. Phys.*, 192(2):593–623, 2003.

[155] S. Tsutsumi, T. Nonomura, K. Fujii, Y. Nakanishi, K. Okamoto et S. Teramoto : Analysis of acoustic wave from supersonic jets impinging to an inclined flat plate. *7th International Conference on Computational Fluid Dynamics*, ICCFD7-3104, 2012.

[156] S. Tsutsumi, R. TAKAKI, H. IKAIDA et K. TERASHIMA : Numerical aeroacoustics analysis of a scaled solid jet impinging on flat plate with exhaust hole. *30th ISTS*, 2015-o-2-05:1–6, 2015.

[157] O. Vasilyev, T. Lund et P. Moin : A general class of commutative filters for les in complex geometries. *J. Comput. Phys.*, 146(1):82–104, 1998.

[158] L. Venkatakrishnan, A. Wiley et R. Kumar : Density field measurements of a supersonic impinging jet with microjet control. *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, AIAA Paper 2010-102, 2010.

[159] S. Viazzo, A. Dejoan et R. Schiestel : Spectral features of the wall-pressure fluctuations in turbulent wall flows with and without perturbations using les. *Intl. J. Heat Fluid Flow*, 22(1):39–52, 2001.

[160] F. Wagner : The sound and flow field of an axially symmetric free jet upon impact on a wall. *NASA*, NASA TT F-13942, 1971.

[161] R. Westley et J. Woolley : The near field sound pressures of a choked jet during a screech cycle. *AGARD C.P.*, 42:23.1–23.13, 1969.

[162] G. WHITHAM : *Linear and nonlinear waves*. John Wiley & Sons, 1974.

[163] J. WILLIAMSON : Low-storage runge-kutta schemes. *J. Comput. Phys.*, 35(1):48–56, 1980.

[164] T. YASUNOBU, Y. OTOBE et H. KASHIMURA : Characteristic and mechanism of pressure fluctuation caused by self-induced oscillation of supersonic impinging jet. *J. Thermal Science*, 22(2):123–127, 2013.

[165] H. YEE : Construction of explicit and implicit symmetric tvd schemes and their applications. *J. Comput. Phys.*, 68(1):151–179, 1987.

Autorisation de soutenance

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur C. BOGEY

et les rapports de

Monsieur M. SAMIMY
Professeur - Ohio State University - Aerospace Research Center - 2300 W Case Rd - COLOMBUS
OH 43235 - United States

Et de

Monsieur L. GICQUEL
Docteur HDR - CERFACS - Computational Fluid Dynamics Team - 42, avenue Gaspard Coriolis
31100 Toulouse

Monsieur GOJON Romain

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 19 novembre 2015

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes

M-A. GALLAND

Ecole Centrale de Lyon
Service Scolarité
ECULLY