



Quantification de la contribution acoustique directe d'une couche limite turbulente

X. Gloerfelt^a et F. Margnat^b

^aDynFluid - Arts et Métiers ParisTech, 151 boulevard de l'Hôpital, 75013 Paris, France

^bCNRS Université de Poitiers ENSMA, 11 Boulevard Marie et Pierre Curie, 86036 Poitiers, France
xavier.gloerfelt@paris.ensam.fr

L'excitation du fuselage d'un véhicule par les couches limites turbulentes constitue une source de bruit intérieur qui peut être prédominante lors d'un régime de croisière. On distingue la contribution indirecte liée à l'excitation vibroacoustique des surfaces et la contribution directe, c'est-à-dire la source aéroacoustique liée à la turbulence pariétale. Compte-tenu de sa faible efficacité intrinsèque, cette dernière contribution est difficilement quantifiable par la mesure car on ne sait pas la séparer du bruit ambiant. Des expériences numériques, basées sur des simulations des grandes échelles de couches limites turbulentes sans gradient de pression pour différents nombres de Mach, ont été entreprises afin de quantifier les niveaux acoustiques rayonnés directement. Ces expériences idéales sont utilisées pour obtenir les spectres fréquence-nombre d'onde de la pression pariétale et ainsi pour isoler la contribution acoustique correspondant aux nombres d'onde supersoniques. On peut ainsi évaluer le niveau de bruit pour différents nombres de Mach afin de le confronter à des modèles théoriques.

1 Introduction

Le bruit perçu dans l'habitacle d'un véhicule qui se déplace est dominé par l'excitation turbulente générée par les couches de fluides qui se développent sur le fuselage de l'avion ou la carrosserie de la voiture sous l'effet de leur vitesse. Le bruit résulte de la somme entre le bruit d'origine aérodynamique et les vibrations de la structure excitée par l'écoulement. La pression pariétale sous une couche limite turbulente (CLT) représente une vue intégrée de la dynamique de la turbulence pariétale et elle constitue l'entrée principale pour calculer l'excitation structurale qu'elle peut induire. La sensibilité des modes vibratoires aux basses fréquences peut donner lieu à des phénomènes de coïncidence. C'est pourquoi une attention particulière a été portée dans l'abondante littérature sur la pression pariétale à la contribution des petits nombres d'onde dans une analyse spectrale. Les efforts de modélisation se sont attachés à la bonne représentation de la partie "sous-convective" du spectre [1, 2], c'est-à-dire à la plage de nombres d'onde une décade en deça du pic principal, qui représente la trace des structures turbulentes les plus énergétiques qui sont convectées à une vitesse de l'ordre de 0.7 à 0.85 la vitesse nominale à l'extérieur U_0 . En particulier, les nombres d'onde inférieurs à $\kappa_0 = \omega/c_0$, le nombre d'onde acoustique, sont qualifiés de supersoniques et ceux sont eux qui correspondent au rayonnement direct de la couche limite.

Dans le cas d'une CLT sur plaque plane, en utilisant une hypothèse d'homogénéité spatiale et d'ergodicité temporelle, il est possible de réaliser des transformées fréquence-nombre d'onde pour accéder au domaine acoustique, le lieu des nombres d'onde supersoniques. En négligeant l'effet de l'écoulement, ce domaine acoustique est l'intérieur du cône d'équation $k_x^2 + k_z^2 = \kappa_0^2$, où (k_x, k_z) sont les composantes du vecteur d'onde sur la paroi $y = 0$. Si quelques études expérimentales ont décelé la "tâche" acoustique, qui est la coupe du cône pour une fréquence donnée [3, 4], il est encore très difficile de quantifier les niveaux acoustiques pour une CLT canonique. En effet, en l'absence de tout corps diffractant ou source externe, Powell [5] a montré que le terme surfacique dipolaire de l'analogie de Curle [6] dégénère en présence d'un demi-plan infini vers une distribution de quadripôles, comme pour la turbulence en champ libre. Du fait des interférences internes qui caractérisent les sources quadripolaires, l'approche théorique prédit une évolution des niveaux sonores en U_0^8 , alors qu'une loi en U_0^6 est associée aux surfaces compactes. L'efficacité acoustique devient donc très faible à basse vitesse et, même si cette faible contribution peut jouer un rôle important avec le couplage vibratoire, elle est

compliquée à mesurer de façon non ambiguë. Les premières tentatives expérimentales ont mis à profit la flottabilité de corps en forme d'ogive pour produire un déplacement sans recours à une motorisation [7] mais le caractère imparfait de l'état de surface ou la transition laminaire-turbulent peuvent masquer le bruit propre de la turbulence pariétale [8]. Des corps isolés en rotation (cylindre [9] ou hélice [10]) ont été imaginés afin de disposer d'un développement localisé d'une CLT autorisant une mesure par un microphone. Le bruit de la motorisation ou de l'environnement n'a pas permis une détermination plus précise. Une mesure indirecte semble nécessaire tant les niveaux sont faibles. Ainsi Greshilov et Mironov [11] utilisent une chambre séparée pour évaluer le bruit de la turbulence pariétale dans une conduite circulaire. Ils doivent cependant éliminer les modes de résonance de la chambre et connaître les pertes en transmission de leur système.

Dans le même esprit, l'objet de la présente étude est d'obtenir une évaluation de la contribution acoustique directe d'une CLT. Le développement de CLT sur plaque plane est simulé en résolvant les équations de Navier-Stokes en régime compressible. Ainsi, si les calculs sont suffisamment propres, il est possible de récupérer directement les émissions sonores dues à la pression pariétale. La principale difficulté est de parvenir à minimiser les sources parasites liées à l'introduction de la turbulence dans le domaine de calcul ou à leur sortie à la fin de ce domaine. Des simulations des grandes échelles (SGE), pour des nombres de Mach entre 0.5 et 0.9, permettent d'évaluer le rayonnement direct et d'essayer de le relier au domaine acoustique de la pression pariétale.

2 Stratégie de simulation

Le calcul direct du bruit d'origine aérodynamique est effectué par SGE des équations de Navier-Stokes compressibles. Les échelles non résolues sont modélisées par l'effet de régularisation d'un filtre sélectif. L'algorithme de résolution est décrit dans [12]. Il s'appuie sur des schémas de haute précision afin de minimiser les erreurs de dispersion et de dissipation ainsi que sur des conditions aux limites non réfléchissantes. Un des aspects les plus délicats de ce type de simulations est de pouvoir déclencher rapidement la turbulence pariétale sans créer de source parasite. Une première idée a été de placer une petite marche en début de domaine, de dimensions représentatives des bandes en zigzag utilisées expérimentalement [12]. Ce dispositif stationnaire a permis d'accéder au rayonnement direct à Mach 0.5 mais une source parasite est associée à la marche, qui joue le rôle d'une rugosité. A basse vitesse, la

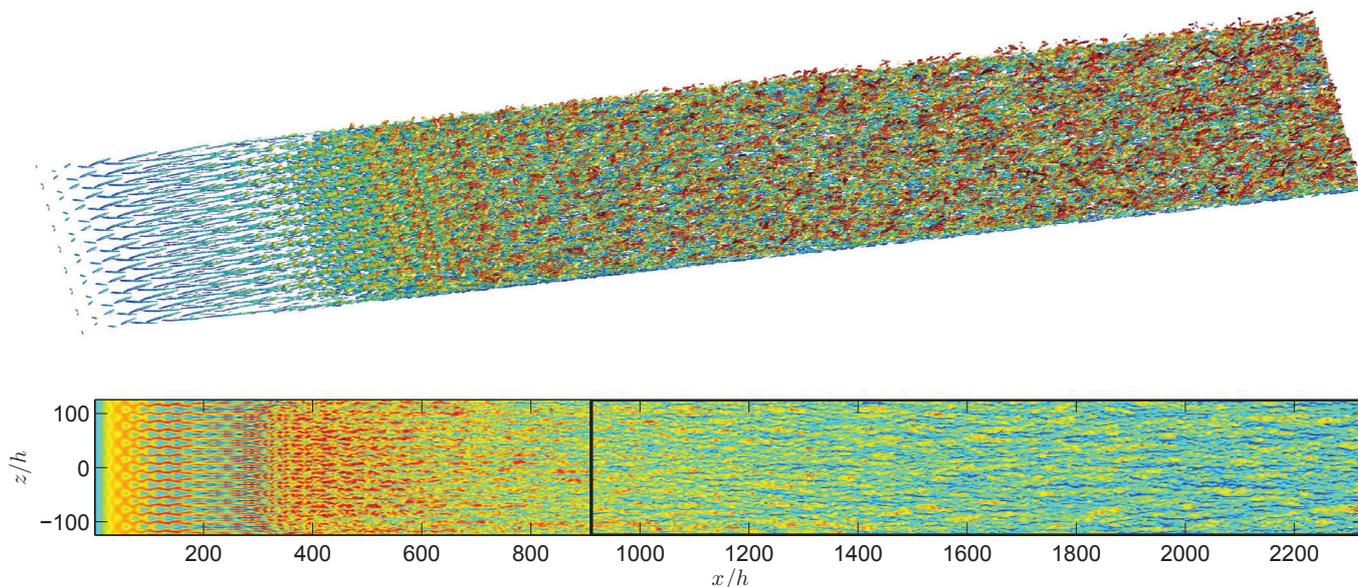


FIGURE 1: Vue du développement spatial d'une couche limite turbulente ($M=0.5$) : en haut, vue du critère λ_2 qui montre la zone de transition et l'activité tourbillonnaire tridimensionnelle ; en bas, vue de dessus de la vitesse longitudinale proche de la paroi ($y^+ \approx 25$), qui montre la zone où la turbulence est établie entre 900 et 2300 h (h est la hauteur de la petite marche utilisée pour obtenir un profil inflexionnel favorable à une transition rapide).

source dipolaire due à la diffraction par la petite marche est renforcée et domine le rayonnement issu de la turbulence pariétale. C'est pourquoi une nouvelle condition silencieuse a été développée [13]. Elle consiste à calculer le champ de base 2D derrière une petite marche (représentative des bandes de déclenchement des expériences). On extrait ensuite un profil moyen en aval de la marche pour l'imposer en entrée du solveur 3D. On superpose sur ce profil moyen inflexionnel des ondes d'instabilités issues d'une analyse de stabilité locale compressible. Les ondes d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz choisies forment une triade résonante de Kelly-Craik, permettant une transition rapide vers la turbulence qui possède les caractéristiques d'une transition de type "H" et d'une transition oblique (voir figure 1). Cette nouvelle condition d'entrée permet d'imposer des perturbations qui sont bien solutions des équations et avec une amplitude très faible. On limite ainsi le bruit parasite généré par la condition d'entrée qui peut se superposer voire dominer le bruit émis directement par la couche limite turbulente.

Les résultats regroupent des simulations réalisées dans les mêmes conditions avec trois nombres de Mach : 0.5, 0.7 et 0.9. Ces calculs utilisent un maillage cartésien de $1440 \times 400 \times 400$ points sur 1024 procs. La vitesse de frottement u_τ est estimée lorsque l'écoulement est pleinement turbulent et permet d'exprimer les variables en coordonnées de paroi. On obtient $\Delta x^+ = u_\tau \Delta x / \nu \approx 40$, $\Delta y^+ \approx 1$ et $\Delta z^+ \approx 13$. Le maillage utilisé est uniforme suivant l'envergure et des conditions aux limites périodiques sont appliquées dans cette direction. Les mailles sont également uniformes dans la direction de l'écoulement sauf sur les 100 derniers points où un étirement de 2% constitue une des composantes de la zone éponge. Dans la direction normale à la paroi, un étirement de 2% permet d'éloigner la limite supérieure afin d'accéder au champ rayonné. Le pas de temps utilisé correspond à un nombre de Courant-Friedrichs-Levy (CFL)

de 1.5. L'air extérieur est caractérisé par un nombre de Mach M entre 0.5 et 0.9, une pression $p_\infty = 101300$ Pa et une température $T_\infty = 298.15$ K. Une vue qualitative pour Mach 0.5 est donnée sur la figure 1, où l'on peut distinguer la zone de transition vers une turbulence pleinement développée, qui a été validée dans [13].

3 Bruit rayonné directement

La figure 2 présente les champs acoustiques rayonnés pour les trois nombres de Mach étudiés. Hormis les niveaux des fluctuations de pression autour de la pression atmosphérique, on remarque une forte similarité entre les trois SGE. Il s'agit de vues instantanées qui rendent compte du caractère large-bande des émissions sonores ainsi que de leur directivité marquée vers l'amont. On peut montrer [12] qu'il s'agit essentiellement d'effets de convection liés aux hautes vitesses subsoniques considérées. A noter que les dimensions sont normalisées par une valeur médiane de l'épaisseur de couche limite δ_{ref} , qui vaut 1.195, 0.753 et 0.618 mm pour les Mach 0.5, 0.7 et 0.9 respectivement.

Les spectres de la pression acoustique en champ lointain, tracés sur la figure 3, confirment d'une part le caractère large-bande et d'autre part la forte similarité pour les 3 vitesses. Les différences de niveaux sont bien visibles pour les basses fréquences qui représentent la partie énergétique des signaux. Les décroissances en hautes fréquences sont semblables en utilisant l'épaisseur de déplacement médiane δ^* et la vitesse externe U_0 pour adimensionner l'échelle fréquentielle. On peut noter un petit pic après $\omega \delta^* / U_0 \approx 1$ pour Mach 0.9. Il est dû à un niveau d'excitation εU_0 plus fort pour la triade d'instabilités imposée dans le plan d'entrée pour forcer la transition vers la turbulence ($\varepsilon = 6.10^{-4}$ à $M=0.5$; $\varepsilon = 9.10^{-4}$ à $M=0.7$; $\varepsilon = 6.10^{-3}$ à $M=0.9$). L'instabilité inflexionnelle se stabilise en effet lorsqu'on augmente le nombre de Mach. Le détail du

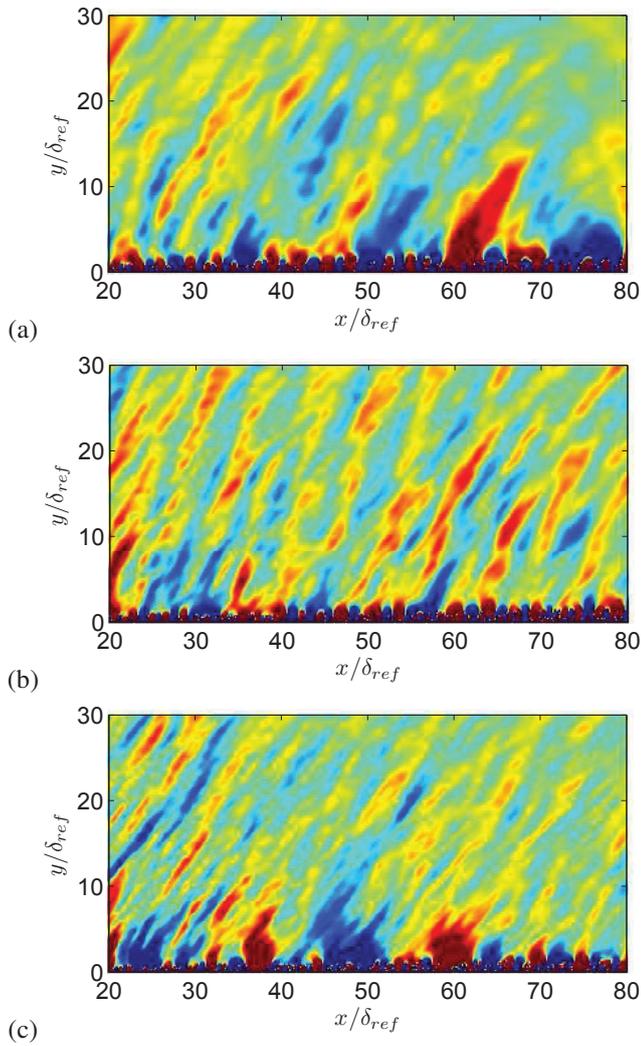


FIGURE 2: Visualisations des fluctuations de pression dans le plan médian : (a) $M=0.5$ (entre ± 3 Pa); (b) $M=0.7$ (entre ± 12 Pa); (c) $M=0.9$ (entre ± 40 Pa).

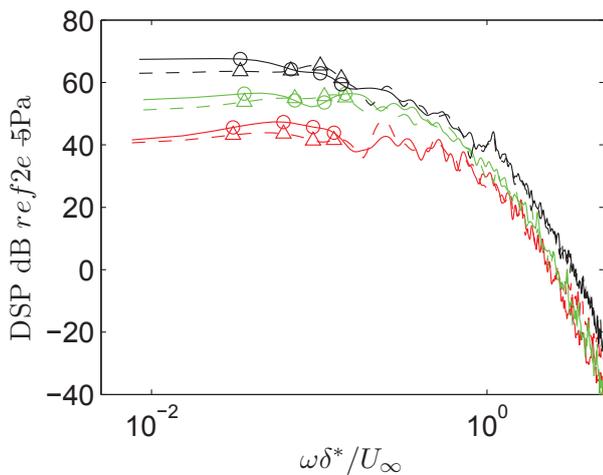


FIGURE 3: Densités spectrales de puissance (DSP) pour la pression en champ lointain à Mach 0.9 (en $(x, y)/\delta_{ref} = (59, 14.7)$ \circ — et $(73, 14.7)$ \triangle —); à Mach 0.7 (en $(62, 15.5)$ \circ — et $(77, 15.5)$ \triangle —) et à Mach 0.5 (en $(55, 13.7)$ \circ — et $(68, 13.7)$ \triangle —).

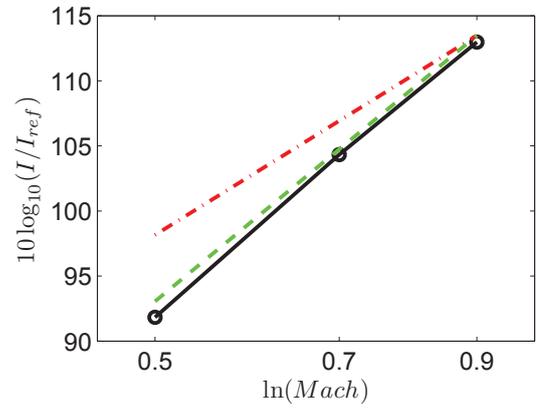


FIGURE 4: Niveaux acoustiques intégrés pour les spectres précédents en $y/\delta_{ref} \approx 14$ (\circ —) comparés à des lois en U^8 (\circ —) et en U^6 (\triangle —).

calcul de la triade de modes instables est consultable dans [13] pour $M=0.5$. Une idée du niveau sonore intégré est donnée sur la figure 4. Avec des échelles logarithmiques, on constate une évolution en puissance huitième de la vitesse, conformément à la théorie de Lighthill pour les écoulements libres. Ce résultat illustre le caractère quadripolaire, donc peu efficace, des sources dues à la turbulence pariétale, conformément aux déductions de Powell [5]. La paroi rigide infinie se comporte comme un miroir pour les sources. L'augmentation de la vitesse rend les quadripôles et leurs images de moins en moins compacts, si bien que les effets d'annulations internes entre les quatre sources simples qui constituent un quadripôle sont atténués. Dans la limite d'une vitesse d'advection sonique, les sources simples d'un quadripôle vont rayonner indépendamment et donc maximiser les niveaux.

4 Domaine acoustique du spectre de pression pariétale

Compte tenu de son faible épaissement, l'écoulement de couche limite est considéré comme homogène spatialement en x et z et il est de plus considéré comme statistiquement stationnaire en t . Ces hypothèses permettent d'analyser la pression pariétale dans l'espace fréquence-nombre d'onde. La surface considérée, encadrée en noir sur la figure 1, correspond à $720\Delta x$ et $400\Delta z$. Les spectres fréquence-nombre d'onde sont obtenus en appliquant une triple transformation : une simple FFT est d'abord réalisée dans la direction périodique z ; la méthode de Welch est utilisée pour la dimension temporelle en moyennant 6 segments de 2000 échantillons avec un recouvrement de moitié. Les échantillons sont enregistrés toutes les 30 itérations des SGE. On utilise une fenêtre de Hann pour chaque segment ainsi que pour la dernière dimension suivant x . Afin de débruiter les spectres fréquence-nombre d'onde et compte-tenu de l'extension limitée en x , nous avons choisi une transformée de Capon [14] pour cette direction. Cette technique qui s'inspire des techniques du minimum de variance n'est pas paramétrique. Les méthodes paramétriques comme ARMA ou Burg permettent également d'affiner la résolution pour des pics bien marqués mais ont tendance à générer de nombreux pics pour un

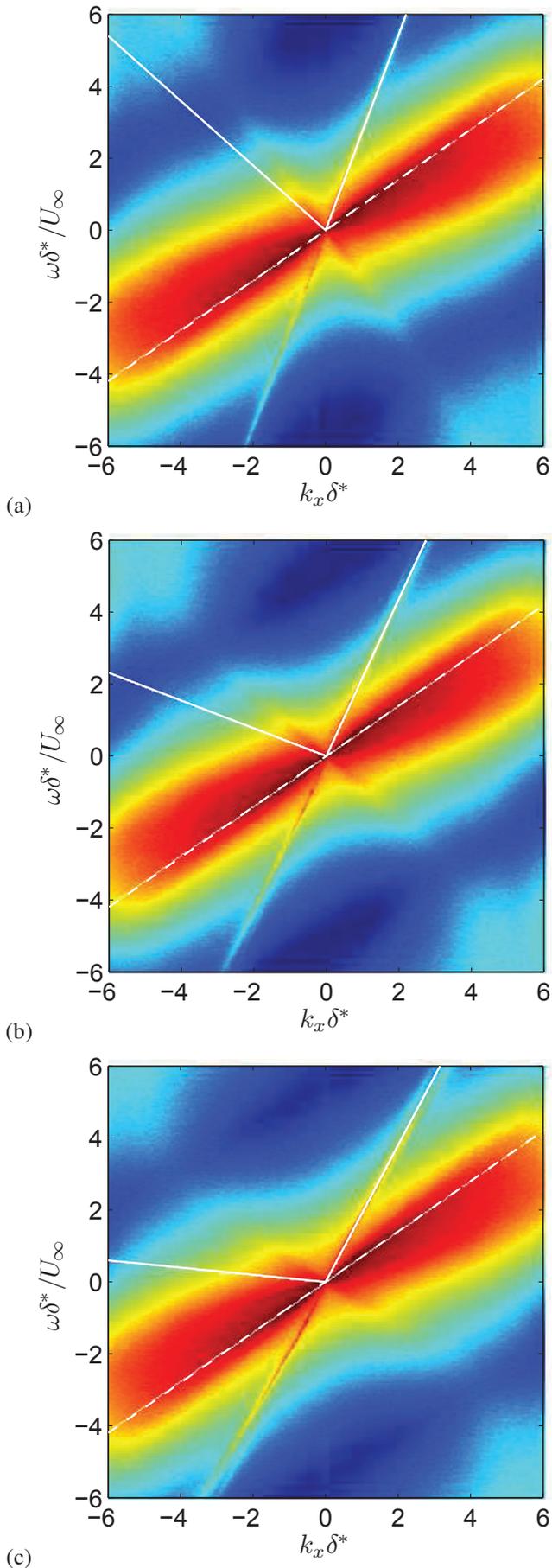


FIGURE 5: Spectres fréquence-nombre d'onde $\Phi_{pp}(k_x, 0, f)$: (a) $M=0.5$; (b) $M=0.7$; (c) $M=0.9$.

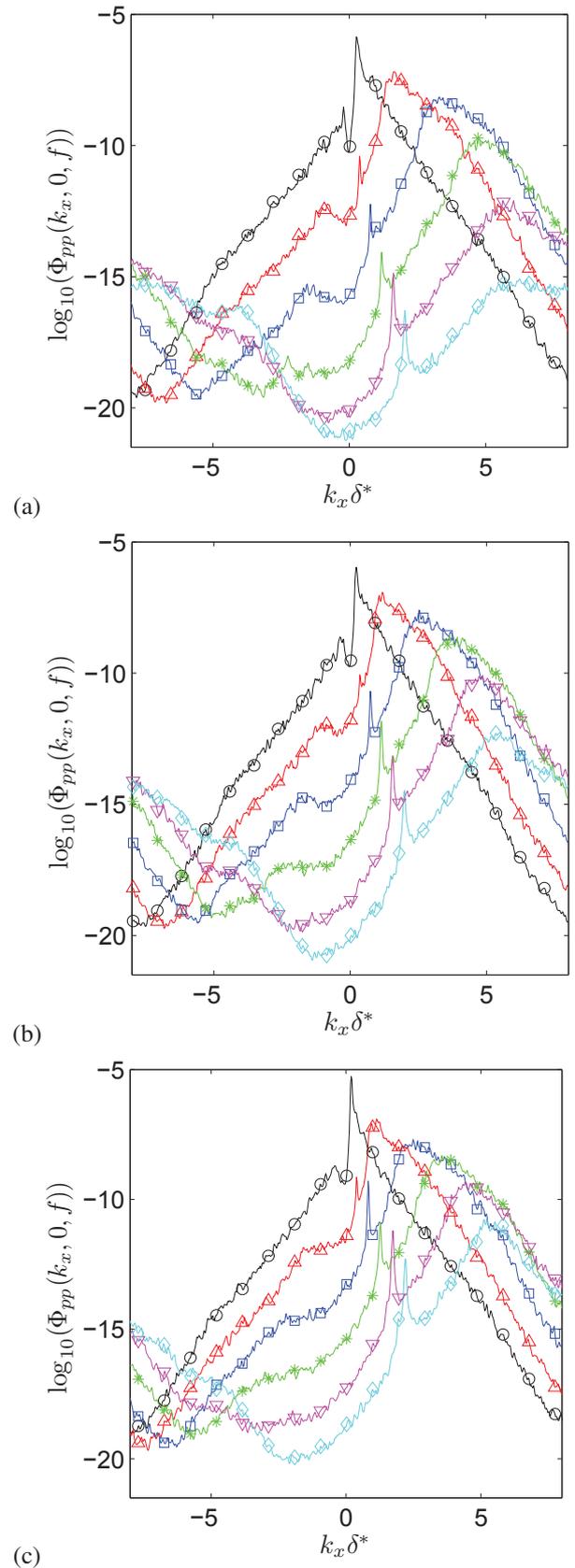


FIGURE 6: Coupes des spectres $\Phi_{pp}(k_x, 0, f)$. Les fréquences adimensionnées $\omega\delta_{ref}^*/U_0$ sont indiquées entre crochets pour les 3 cas (a) $M=0.5$; (b) $M=0.7$; (c) $M=0.9$: \circ — [0.22; 0.17; 0.16] \triangle — [1.11; 0.85; 0.80] \square — [2.22; 1.70; 1.61] \ast — [3.33; 2.55; 2.41] ∇ — [4.44; 3.40; 3.22] \diamond — [5.55; 4.25; 4.02].

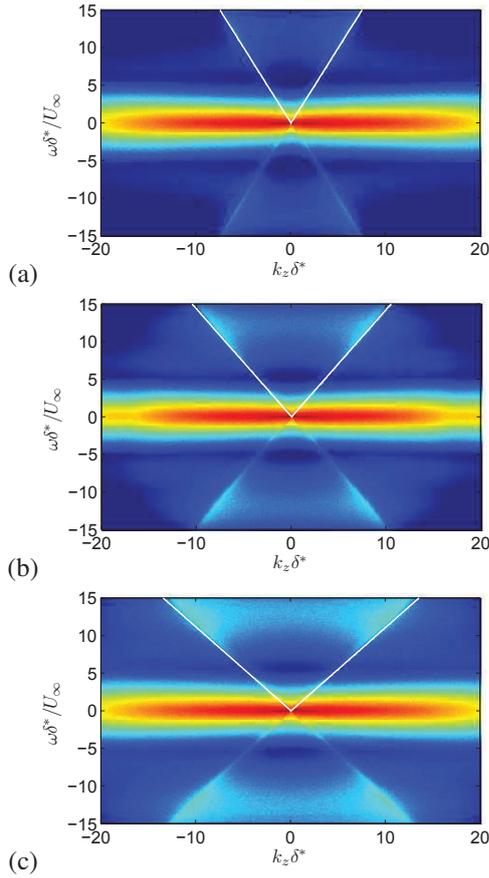


FIGURE 7: Spectres fréquence-nombre d'onde $\Phi_{pp}(0, k_z, f)$: (a) $M=0.5$; (b) $M=0.7$; (c) $M=0.9$.

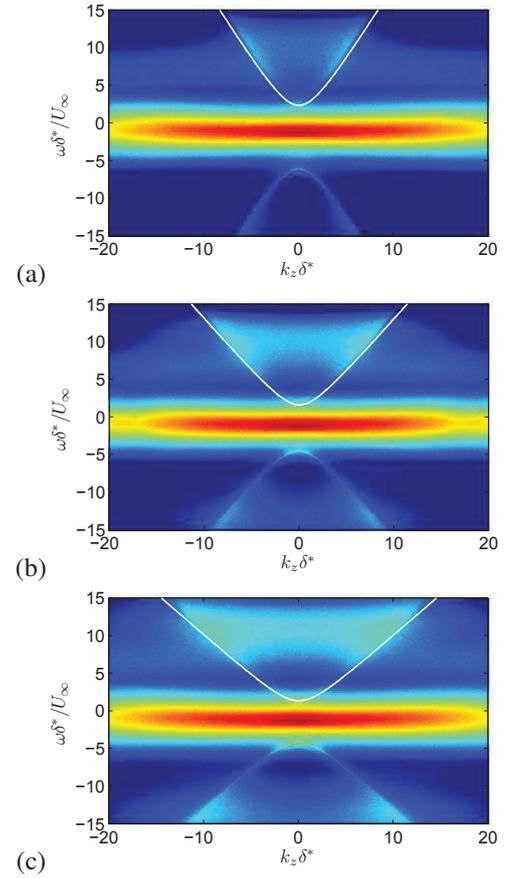


FIGURE 8: Spectres fréquence-nombre d'onde $\Phi_{pp}(k_x, k_z, f)$: (a) $M=0.5$ pour $k_x\delta_{ref}^*=-2.34$; (b) $M=0.7$ pour $k_x\delta_{ref}^*=-2.21$; (c) $M=0.9$ pour $k_x\delta_{ref}^*=-2.41$.

spectre large-bande. Le spectre de Capon est donné par :

$$\hat{P}_{Capon}(\omega, k_x, k_z) = \frac{n_x + 1}{\mathbf{e}^H(k_x) R_{pp}^{-1}(\omega, k_z) \mathbf{e}(k_x)}$$

avec $\mathbf{e}(k_x) = (1 \ e^{ik_x} \ \dots \ e^{ik_x(n_x-1)})^T$. R_{pp}^{-1} est l'inverse de la matrice d'autocorrélations, matrice de Toeplitz inversée avec une méthode de Cholesky et estimée avec la méthode de la covariance modifiée [15].

Une coupe du spectre fréquence-nombre d'onde $\Phi_{pp}(k_x, k_z, f)$ pour $k_z=0$ est proposée pour chaque nombre de Mach sur la figure 5. Le lobe principal antisymétrique est très similaire dans les trois cas en utilisant δ_{ref}^* et U_0 comme échelles de longueur et de vitesse. Il représente les nombres d'onde convectifs, c'est-à-dire les structures tourbillonnaires de la CLT. La droite en tirets blancs marque une vitesse de convection de $0.7U_0$, bien visible pour les petits nombres d'onde. La forme non symétrique des lobes indique que la vitesse d'advection dépend de la taille des structures et de leur altitude dans la CLT. Dans cette représentation, les nombres d'onde supersoniques $k = \sqrt{k_1^2 + k_3^2} < \omega/c_\infty$ définissent le domaine acoustique. En présence d'un écoulement moyen, les nombres d'onde supersoniques correspondent à $(\kappa_0 - k_1 M)^2 - (k_1^2 + k_3^2) > 0$. En notant $\beta = \sqrt{1 - M^2}$ le paramètre de Prandtl-Glauert, le domaine acoustique est un cône penché dont la trace est l'ellipse définie par :

$$(k_1 + \kappa_0 M / \beta^2)^2 / (\kappa_0 / \beta^2)^2 + k_3^2 / (\kappa_0 / \beta)^2 = 1 \quad (1)$$

avec pour centre $(-\kappa_0 M / \beta^2, 0)$, pour grand axe κ_0 / β^2 et pour petit axe κ_0 / β (cf figure 9). Les frontières du cône

sont représentées par les lignes blanches sur la partie haute des figures 5. Un pic intense est visible le long de la ligne $U_0 + c_0$ pour les 3 vitesses. Près de la ligne $U_0 - c_0$, il n'y a pas de pic mais une activité acoustique étalée. On se rend mieux compte de la forme différentes des frontières dans la direction x sur les spectres extraits sur la figure 6 pour des fréquences adimensionnées croissantes entre 0.2 et 5. Le pic à $U_0 + c_0$ est nette et se rapproche du sommet du pic convectif à mesure que le nombre de Mach augmente. La bosse pour $U_0 - c_0$ est visible pour $\omega\delta_{ref}^*/U_0$ entre 1 et 2. Il est de moins en moins marqué quand la vitesse augmente, ce qui conforte dans l'idée que cette asymétrie est liée à la convection des fronts d'onde.

La présence du cône acoustique est clairement visible sur les figures 7 et 8. La première figure correspond à $k_x=0$ au centre du cône, de plus en plus large et intense lorsque le Mach augmente (les niveaux en échelle logarithmique sont les mêmes pour toutes les coupes). Lorsqu'on se déplace en $k_x\delta_{ref}^* \approx 2.3$, la trace du cône devient une hyperbole, représentée par la ligne blanche sur la partie supérieure. La dyssymétrie est celle observée en $U_0 \pm c_0$. Pour ces vitesses haut-subsoniques, le domaine acoustique se superpose sur le pic convectif comme noté sur la figure 6. Il faut monter en fréquence pour s'éloigner du pic. La figure 9 montre de telles coupes pour des fréquences $\omega\delta_{ref}^*/U_0$ autour de 2 et 4. Les pointillés en noir délimitent l'ellipse Eq.(1). Sur ces figures, l'effet du domaine limité en x se traduit par un repliement en k_x , que l'on pourrait atténuer par un suréchantillonnage. Néanmoins, la tâche acoustique reste identifiable et sera de plus en plus large quand M croît. Là

encore, les ondes se propageant contre l'écoulement forment un pic en demi-cercle alors que les ondes advectées avec l'écoulement forment un continuum diffus à peine visible.

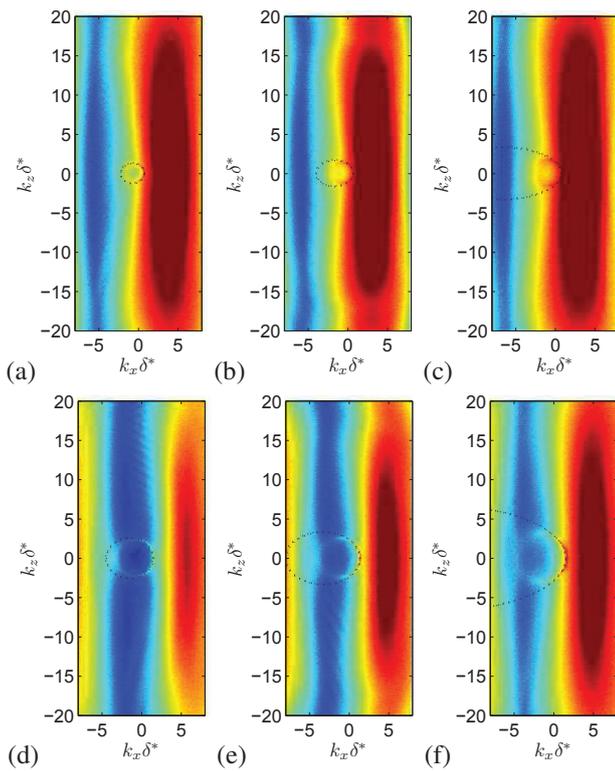


FIGURE 9: Spectres fréquence-nombre d'onde $\Phi_{pp}(k_x, k_z, f)$. Les fréquences $\omega \delta_{ref}^* / U_0$ sont indiquées entre crochets : (a) $M=0.5$ [2.22] ; (b) $M=0.7$ [1.7] ; (c) $M=0.9$ [1.61] ; (d) $M=0.5$ [4.44] ; (e) $M=0.7$ [3.4] ; (f) $M=0.9$ [3.22].

5 Conclusion

Une analyse dans l'espace fréquence-nombre d'onde incluant le domaine acoustique a été rendue possible en réalisant des SGE du développement spatial d'une couche limite turbulente. Le faible niveau de bruit rayonné directement suit une loi en U^8 lorsqu'on augmente le nombre de Mach, ce qui confirme la nature quadripolaire des sources. Le domaine acoustique est visible sur les spectres fréquence-nombre d'onde de la pression pariétale. Il correspond à un cône penché avec des niveaux fortement anisotropes. Pour ces vitesses élevées, la tâche acoustique est intimement mêlée au pic convectif, si bien qu'on ne peut pas simplement intégrer sur les nombres d'onde supersoniques pour avoir le niveau sur la paroi. L'application de la théorie analogique pourrait permettre d'accéder à l'amplitude de cette composante.

Remerciements

Ce travail a bénéficié d'une aide de l'Agence Nationale de la Recherche portant la référence ANR-2011-BS09-035. Il a également bénéficié des ressources de calcul HPC de l'IDRIS et du CCRT pour l'allocation 2013-1736 dans le cadre de GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

Références

- [1] Ffowcs Williams, J., "Boundary-layer pressures and the Corcos model : a development to incorporate low-wavenumber constraints," *J. Fluid Mech.*, Vol. 125, 1982, pp. 9–25.
- [2] Chase, D., "The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model," *J. Sound Vib.*, Vol. 112, No. 1, 1987, pp. 125–147.
- [3] Arguillat, B., Ricot, D., Robert, G., and Bailly, C., "Measured wavenumber-frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 128, No. 4, 2010, pp. 1647–1655.
- [4] Bailly, C., Salze, E., Marsden, O., Jondeau, E., and Juvé, D., "Caractérisation expérimentale des spectres de pression pariétale pour des couches limites turbulentes avec gradient de pression," *12ème Congrès Français d'Acoustique*, 22-25 avril, Poitiers, 2014.
- [5] Powell, A., "Aerodynamic noise and the plane boundary," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 32, No. 8, 1960, pp. 982–990.
- [6] Curle, N., "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," *Proc. of the Royal Society of London*, Vol. A 231, 1955, pp. 505–514.
- [7] Killen, J., "A buoyancy-propelled-test-body laboratory facility," Project Report 149, Office of Naval Research, Minneapolis, Minnesota, 1974.
- [8] Skudrzyk, F. and Haddle, G., "Noise production in a turbulent boundary layer by smooth and rough surfaces," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 32, No. 1, 1960, pp. 19–34.
- [9] Haddle, G. and Skudrzyk, E., "The physics of flow noise," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 46, No. 1, 1969, pp. 130–157.
- [10] Barker, S., "Radiated noise from turbulent boundary layers in dilute polymer solutions," *Phys. Fluids*, Vol. 16, 1973, pp. 1387–1394.
- [11] Greshilov, E. and Mironov, M., "Experimental evaluation of sound generated by turbulent flow in a hydrodynamic duct," *Sov. Phys. Acoust.*, Vol. 29, 1983, pp. 275–280.
- [12] Gloerfelt, X. and Berland, J., "Turbulent boundary-layer noise : direct radiation at Mach number 0.5," *J. Fluid Mech.*, Vol. 723, 2013, pp. 318–351.
- [13] Gloerfelt, X. and Robinet, J.-C., "A silent inflow condition for the study of boundary layer noise," *19th AIAA/CEAS AeroAcoustics Conference*, 27-29 May, Berlin, Germany, AIAA Paper 2013-2247, 2013.
- [14] Capon, J., "High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis," *Proc. IEEE*, Vol. 57, No. 8, 1969, pp. 1408–1418.
- [15] Kay, S., *Modern Spectral Estimation : Theory and Application*, chap. 11 : Minimum variance spectral estimation, Prentice Hall, 1988.