

Étude du screech d'un jet plan supersonique par simulation des grandes échelles compressible

Julien Berland, Christophe Bogey & Christophe Bailly

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
UMR CNRS 5509, École Centrale de Lyon
69134 Ecully, France
julien.berland@ec-lyon.fr

Résumé :

L'objectif de ce travail est de reproduire le screech d'un jet plan supersonique sous-détendu par simulation des grandes échelles compressible. La méthode de simulation, basée sur un filtrage explicite d'ordre élevé des variables de l'écoulement, et les paramètres du jet sont d'abord présentés. Les résultats de la simulation sont ensuite décrits. Le développement aérodynamique du jet, ainsi que la fréquence, l'amplitude et la répartition de phase du screech de part et d'autre du jet sont en accord avec les résultats expérimentaux.

Abstract :

The screech of a supersonic planar underexpanded jet is simulated using compressible large-eddy simulation. The explicit high-order filtering method used for the simulation and the jet parameters are first described. The numerical results are then investigated. Flow development as well as the screech frequency, amplitude and phase difference on either side of the jet are in agreement with experimental results.

Mots-clefs :

simulation des grandes échelles, aéroacoustique, jet plan, supersonique, screech.

1 Introduction

Le bruit des jets supersoniques choqués est constitué de trois composantes majeures [1] : le bruit des structures turbulentes, le bruit de choc et le screech. Le screech est un rayonnement harmonique intense observé vers l'amont de l'écoulement. Powell [2] fut le premier à observer ce phénomène dans les années 1950 et à émettre l'hypothèse qu'il résulte d'une boucle de rétroaction. L'interaction des structures turbulentes avec le réseau quasi-périodique des cellules de choc peut en effet produire une onde acoustique qui se propage vers l'amont du jet. La boucle se referme au niveau de la lèvre de la tuyère où la couche de mélange est alors excitée par l'onde acoustique.

Les études précédentes [3], notamment expérimentales, ont montré la complexité des mécanismes liés au screech. Les simulations numériques permettent maintenant d'accéder aux détails de l'écoulement. En particulier, la Simulation des Grandes Échelles (SGE) compressible est une approche basée sur la séparation des échelles qui donne accès en un seul calcul aux échelles turbulentes plus grandes que la taille des mailles, et au champ acoustique rayonné. On parle alors de calcul direct du bruit aérodynamique. La méthode peut en outre être appliquée à des écoulements à nombre de Reynolds élevé. La SGE est donc appropriée à l'étude d'écoulements turbulents réalistes.

Le travail présenté ici porte sur la SGE compressible d'un jet plan supersonique. Le jet est sous-détendu pour faire apparaître une structure de cellules de choc dans l'écoulement.

Le nombre de Mach équivalent $M_j = 1.55$ et la hauteur du jet $h = 3$ mm conduisent à un nombre de Reynolds $Re_h = 10^5$. L'objectif est de reproduire par la simulation le développement aérodynamique du jet et le screech.

La SGE compressible basée sur un filtrage explicite et les paramètres de simulation sont décrits dans la Section 2. Le développement aérodynamique et le rayonnement acoustique du jet sont ensuite étudiés dans la Section 3.

2 Simulation des grandes échelles compressible

2.1 Équations de Navier-Stokes compressibles filtrées

La SGE compressible repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes filtrées, dont on utilise ici la formulation de Vreman *et al.* [4]. En SGE, les effets dissipatifs sont classiquement modélisés par une hypothèse de viscosité turbulente. Cette approche peut néanmoins introduire une dissipation supplémentaire des échelles résolues et modifier le nombre de Reynolds effectif de l'écoulement calculé [5].

Une alternative au modèle de viscosité turbulente consiste à minimiser la dissipation appliquée aux échelles résolues et à filtrer explicitement les variables de l'écoulement pour diffuser l'énergie seulement aux échelles proches de la longueur d'onde de coupure du maillage [5]. La méthode requiert l'utilisation de schémas peu dissipatifs pour les discrétisations temporelle et spatiale, et l'implémentation d'un filtre passe-bas affectant essentiellement les petites longueurs d'onde. Cette approche, qui s'est avérée efficace dans de récentes applications [5, 6], est utilisée ici pour déterminer en un seul calcul le champ turbulent et le champ acoustique d'un jet plan supersonique choqué.

Une vue schématique du domaine de calcul et du système de coordonnées est donnée sur la Figure 1.

2.2 Algorithmes et conditions limites

Les équations de Navier-Stokes filtrées sont intégrées en temps par un algorithme de Runge-Kutta explicite à stockage réduit, à six étapes, optimisé dans l'espace de Fourier [7]. Les dérivées spatiales sont évaluées par des différences finies optimisées sur onze points et un filtre sélectif optimisé sur onze points est implémenté pour dissiper les échelles non-résolues [7]. Les algorithmes sont ainsi peu dissipatifs et peu dispersifs pour les échelles résolues.

Des conditions périodiques sont utilisées dans la direction x_3 . Dans les directions x_1 et x_2 , des conditions limites de rayonnement sont mises en place de manière à évacuer les perturbations acoustiques sans réflexions parasites. On ajoute une zone éponge à l'extrémité aval pour dissiper les structures tourbillonnaires avant qu'elles n'atteignent les conditions limites. Les parois solides sont traitées en imposant la condition de non-glissement $u_1 = u_2 = u_3 = 0$. La pression et la densité sont alors calculées à partir des points à l'intérieur du domaine de calcul.

2.3 Paramètres de simulation

La vitesse d'éjection en sortie de la tuyère est sonique, $M_d = u_e/c_e = 1$ si M_d est le nombre de Mach d'éjection, u_e la vitesse et c_e la vitesse du son. La pression d'éjection p_e est imposée supérieure à la pression ambiante p_∞ de manière à obtenir un jet sous-détendu : $p_e/p_\infty = 2.09$. Le nombre de Mach équivalent du jet, $M_j^2 = 2/(\gamma-1) \left[\{1 + M_d^2(\gamma-1)/2\} (p_e/p_\infty)^{1-1/\gamma} - 1 \right]$,

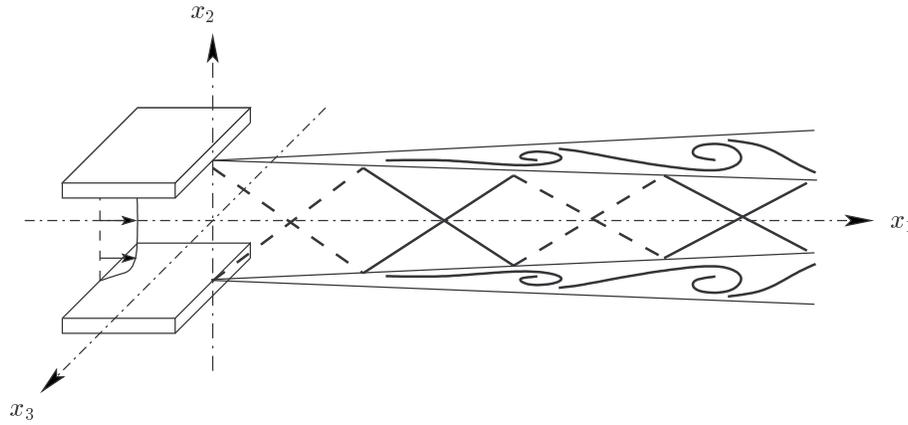


FIG. 1 – Vue schématique du domaine de calcul et du système de coordonnées.

TAB. 1 – Paramètres du jet.

p_e/p_∞	p_∞	M_d	M_j	T_r/T_∞	T_∞	h	h_l/h	δ_θ/h	Re_h
2.09	10^5 Pa	1	1.55	1	288 K	3×10^{-3} m	1/4	0.02	10^5

est alors égal à 1.55. Cette valeur choisie correspond au maximum de rayonnement du screech pour un jet rectangulaire de rapport longueur/largeur important [8]. La température d'éjection T_d est choisie de manière à obtenir un jet froid. La température d'arrêt isentropique, ou température du réservoir T_r , est ainsi égale à la température ambiante $T_\infty = 288$ K. La hauteur h du jet est de 3 mm et l'épaisseur de la lèvre h_l de la buse est telle que $h = 4h_l$. Le nombre de Reynolds $Re_h = U_j h / \nu$ vaut environ 10^5 ($U_j = M_j c_e$). L'ensemble de ces paramètres est résumé dans le Tableau 1.

L'écoulement dans la buse est laminaire. La vitesse au voisinage des parois est initialisée par un profil de couche limite de Blasius d'épaisseur de quantité de mouvement $\delta_\theta/h = 0.02$. La masse volumique est ensuite déduite du profil de vitesse par la relation de Crocco-Busemann. On suppose en outre que les surfaces solides sont adiabatiques.

Le maillage utilisé est constitué de $645 \times 171 \times 21 \sim 2.3 \times 10^6$ points, avec une discrétisation de la hauteur du jet par 24 points. La couche limite dans la buse est décrite par 6 points de maillage. La taille de maille la plus petite est définie par $\Delta_m = h/24$. Le maillage est uniforme dans les directions x_1 et x_3 avec $\Delta x_1 = \Delta x_3 = \Delta_m$. Dans la zone éponge, les mailles sont étirées avec un rapport de 6% sur les 30 derniers points dans la direction x_1 afin de dissiper progressivement les structures turbulentes. Les mailles suivant x_2 sont uniformes dans le jet, avec $\Delta x_2 = \Delta_m$, puis elles sont étirées avec un taux de 2%. Le pas de temps choisi correspond à un nombre CFL = $(U_j + c_j)\Delta t/\Delta_m$ de 1.2, ainsi, $\Delta t \sim 1.7 \times 10^{-7}$ s.

3 Résultats

3.1 Développement aérodynamique

Le champ moyen de la vitesse longitudinale U_1 , tracé sur la Figure 2 dans le plan (x_1, x_2) , illustre la structure de l'écoulement. La surpression en sortie de buse est à l'origine des cinq cel-

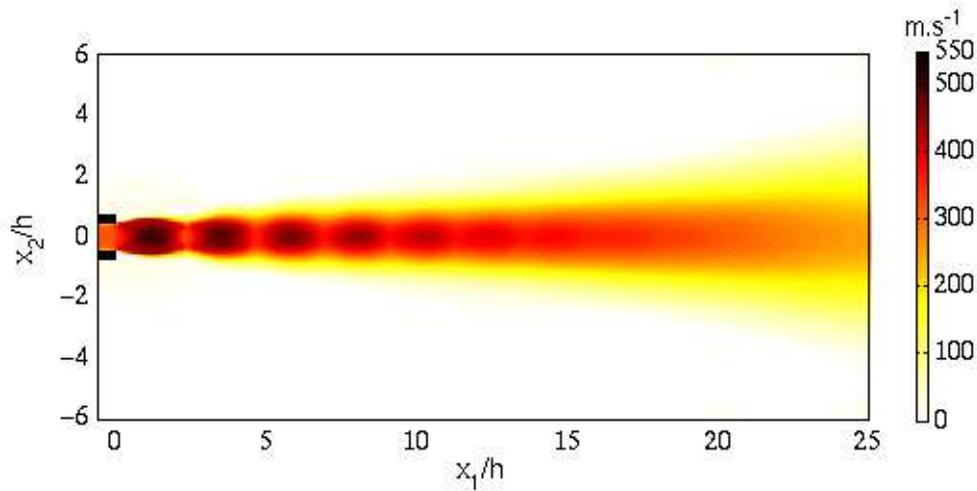


FIG. 2 – Cartographie de la vitesse moyenne longitudinale dans le plan $x_3 = 0$.

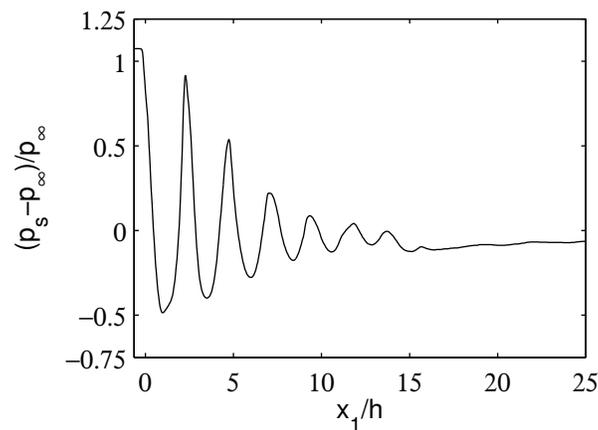


FIG. 3 – Profil axial de la pression moyenne p_s .

lules de chocs visibles entre $x_1/h = 0$ et $x_1/h = 12$. Ces cellules de choc se traduisent par une succession d'accélération et de décélération (détentes-compressions) qui s'accompagnent d'une variation sensible de la hauteur apparente du jet. On observe aussi un affaiblissement progressif des cellules de choc vers l'aval du à leur interaction avec la couche de mélange turbulente en développement [1].

Le profil de la pression moyenne p_s sur l'axe est tracé sur la Figure 3 en fonction de x_1/h . L'évolution de p_s illustre le processus d'adaptation progressive de la pression dans le jet à la pression ambiante p_∞ à travers une série de cycles détente-compression. Pour $x_1/h > 15$, la pression statique dans l'écoulement est en effet sensiblement uniforme et égale à p_∞ . L'écart moyen entre les maxima de pression donne en outre une taille de cellule de choc L_s/h moyenne égale à 2.3 en bon accord avec l'estimation $L_s/h \sim 2.4$ donnée par le modèle simplifié de Tam [9].

Une vue instantanée du champ de la composante ω_3 de la vorticité est représentée sur la Figure 4, dans le plan $x_3 = 0$. Cette cartographie met en évidence la présence d'une large gamme

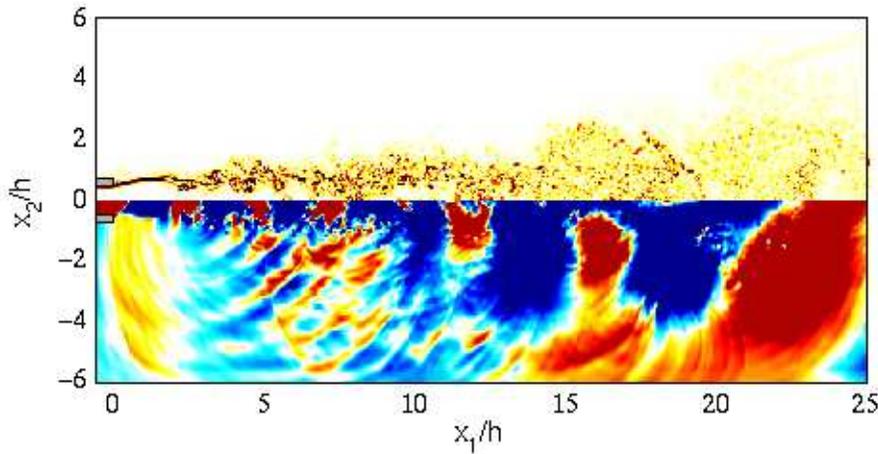


FIG. 4 – Cartographie de la valeur absolue de la vorticité instantanée suivant x_3 (partie supérieure) et de la pression instantanée (partie inférieure), dans le plan $x_3 = 0$. Les échelles de couleur s'étendent de 0 s^{-1} à $8 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ pour la vorticité et de $0.95p_\infty$ à $1.05p_\infty$ pour la pression.

d'échelles tourbillonnaires avec en particulier de fines structures turbulentes, caractéristiques des écoulements à haut nombre de Reynolds.

3.2 Rayonnement acoustique

Le champ de pression instantanée tracé sur la Figure 4 fait clairement apparaître le rayonnement du screech vers l'amont de l'écoulement à un nombre de Strouhal $St = f_s h / U_j$ égal à 0.12, valeur en accord avec les expérimentations [3] et la formulation analytique de Tam [9]. L'amplitude du screech pour ce calcul est de 160 dB. Les études précédentes sur les jets rectangulaires ont montré que le screech avait une amplitude proche de 155 dB [3]. Le calcul présenté ici sur-estime donc l'amplitude du screech. Cette différence est probablement liée à la géométrie du jet simulé : on peut en effet s'attendre à ce que la cohérence des structures turbulentes dans la direction x_3 soit plus importante avec un jet plan qu'avec un jet rectangulaire.

L'interspectre P_{xy} des signaux de pression mesurés en $x_1 = -0.5h$ et $x_2 = \pm h$ est tracé sur la Figure 5. La densité interspectrale fait ressortir la fréquence fondamentale f_s du screech et ses deux premières harmoniques. L'étude de la phase montre que le fondamental et la deuxième harmonique sont antisymétriques ($\phi_{P_{xy}} = \pm\pi$ à f_s et $3f_s$), tandis que la première harmonique est symétrique ($\phi_{P_{xy}} = 0$ à $2f_s$). Ces observations sont également en accord avec les résultats expérimentaux [3].

4 Conclusion

La simulation des grandes échelles compressible basée sur un filtrage explicite d'ordre élevé a été appliquée avec succès au calcul du développement turbulent et du champ acoustique d'un jet plan supersonique sous-détendu. En particulier, les cellules de choc, la fréquence, l'amplitude et la répartition de phase du screech autour du jet ont été reproduits fidèlement.

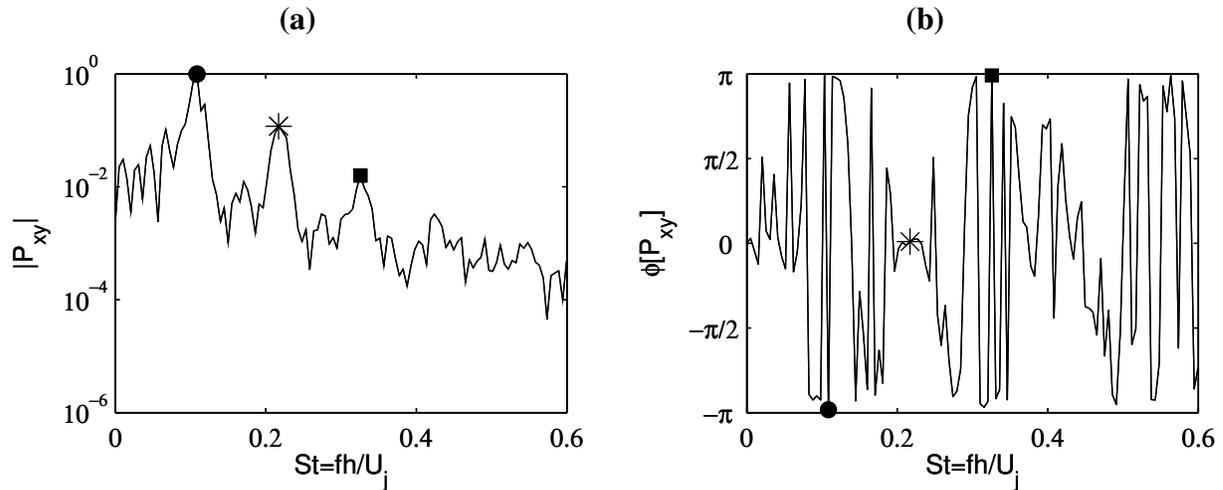


FIG. 5 – Interspectre des signaux de pression en $x_1 = -0.5h$ et $x_2 = \pm h$. (a) Densité interspectrale de puissance et (b) phase de l'interspectre. ●, fréquence fondamentale f_s du screech ; ■, 1^{ère} harmonique $2f_s$; *, 2^{ème} harmonique $3f_s$.

Références

- [1] Tam C.K.W. Supersonic jet noise. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 27 :17–43, 1995.
- [2] Powell A. On the mechanism of choked jet noise. *Proceedings of the royal society, London*, 66 :1039–1056, 1953.
- [3] Raman G. Supersonic jet screech : half-century from Powell to the present. *J. Sound Vib.*, 225(3) :543–571, 1999.
- [4] Vreman B., Geurts B., and Kuerten H. Subgrid-modelling in LES of compressible flow. *Applied Scientific Journal*, 54 :191–203, 1995.
- [5] Bogey C. and Bailly C. Decrease of the effective Reynolds number with eddy-viscosity subgrid-scale modeling. To appear in *AIAA J.*, 2005. See also AIAA-Paper 2003-3170 & AIAA-Paper 2003-3557.
- [6] Rizzetta D.P., Visbal M.R., and Blaisdell G.A. A time-implicit high-order compact differencing and filtering schemes for large-eddy simulation. *International Journal Meth. Fluids*, 42(6) :665–693, 2003.
- [7] Bogey C. and Bailly C. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow noise and noise computations. *J. Comput. Phys.*, 194 :194–214, 2003.
- [8] Krothapalli A., Hsia Y., Baganoff D., and Karamcheti K. The role of screech tones in mixing of an underexpanded rectangular jet. *J. Sound Vib.*, 106(1) :119–143, 1986.
- [9] Tam C.K.W. The shock-cell structures and screech tone frequencies of rectangular and non-axisymmetric supersonic jets. *J. Sound Vib.*, 121(1) :135–147, 1988.