

10ème Congrès Français d'Acoustique

Lyon, 12-16 Avril 2010

Simulations aéroacoustiques en géométries complexes : schémas d'ordre élevé et maillages composites

J. Berland¹, F. Daude¹, P. Lafon¹, F. Crouzet¹, C. Bailly^{2,3}

¹ LaMSID, UMR EDF/CNRS/CEA 2832, 1 av. du Général de Gaulle, 92141 Clamart Cedex, julien.berland@gmail.com

² LMFA, UMR ECL/CNRS 5509, 36 av. Guy de Collongue, 69134 Ecully

³ Institut Universitaire de France

Le rayonnement acoustique des écoulements turbulents est source de pollutions sonores, notamment dans le domaine des transports. Dans le cas des turbomachines ou des écoulements confinés, le bruit d'origine aérodynamique soulève également le problème de la fatigue mécanique des systèmes industriels. Il convient donc de disposer d'outils fiables de prédiction des niveaux sonores rayonnés dans de telles situations. Le calcul aéroacoustique a connu de nombreux développements depuis les cinquantes dernières années, en particulier grâce à l'aéroacoustique numérique. Il est maintenant possible de déterminer le rayonnement sonore d'écoulements turbulents dans des configurations canoniques. Le cas des géométries complexes est cependant plus délicat. La mise en place de méthodes d'ordre élevé suffisamment précises pour capter le champ acoustique requiert l'utilisation d'une grille composite, obtenue par superposition de maillages élémentaires curvilignes structurés. Les échanges d'informations entre ces maillages sont pris en charge par des interpolations d'ordre élevé. On se propose ici d'illustrer les possibilités offertes par cette approche. Le solveur aéroacoustique *Code_Safari* qui résout directement les équations de Navier-Stokes compressibles sur maillage composite avec des schémas d'ordre élevé, permet de mener à bien ce type de calculs. Le cas de l'interaction du sillage d'un barreau avec le bord d'attaque d'un profil d'aile a été abordé. La comparaison des prédictions fournies par *Code_Safari* avec les données expérimentales de la littérature montre un bon accord quantitatif.

1 Introduction

Le domaine de l'aéroacoustique numérique évolue rapidement sous l'influence sans cesse grandissante des progrès du calcul numérique. Le développement du calcul aéroacoustique s'est d'abord articulé autour des approches dites hybrides qui résolvent le problème aéroacoustique en deux étapes successives : la première pour modéliser l'écoulement et fournir des données afin de calculer les sources et la deuxième pour propager les ondes sonores qu'elles génèrent. Il s'agit là d'une généralisation au sens du calcul numérique de l'approche analogique classique. Puis il est apparu que les techniques numériques et les capacités de calcul permettaient d'envisager de résoudre les équations du fluide en essayant de capter en même temps les fluctuations acoustiques. Cette approche appelée généralement « Simulation Acoustique Directe » nécessite des méthodes numériques adaptées puisqu'il faut pouvoir résoudre des quantités faiblement énergétiques associées à un large spectre d'échelles spatiales et fréquentielles caractéristiques [1, 2, 3]. En contrepartie, l'obtention en un seul calcul des champs aérodynamique et acoustique donne un accès direct à la physique de l'écoulement et fournit des résultats particulièrement fiables puisqu'ils ne reposent sur aucune modélisation « *a priori* » des sources sonores.

Il s'agit maintenant d'étendre ces approches aux géométries complexes. Les méthodes numériques

préférentiellement utilisées (différences finies d'ordre élevé) étant développées sur des maillages curvilignes structurés, c'est la technique des maillages recouvrants ou « Chimère » qui permet d'envisager la modélisation de configurations complexes. En effet, un ensemble de maillages élémentaires attachés aux frontières des différents sous-domaines du domaine fluide forme alors un maillage composite et la communication entre les différents maillages élémentaires est réalisée à l'aide d'interpolations d'ordre élevé. Il est ainsi possible de discrétiser le volume fluide autour d'un ou plusieurs corps solides dont les contours peuvent également présenter un niveau de complexité relativement élevé. Un code calcul spécifique, *Code_Safari*, a été développé pour prendre en compte ces situations [4, 5]. Le solveur *Code_Safari* permet de résoudre les équations de Navier-Stokes compressibles, en deux ou trois dimensions, à l'aide de schémas d'ordre élevé sur un ensemble de grilles structurées curvilignes. Par ailleurs, une stratégie de modélisation de la turbulence basée sur un filtrage sélectif des variables de l'écoulement rend possible l'étude par « Simulation des Grandes Échelles » de configurations d'écoulements réalistes à haut nombre de Reynolds.

La présente étude cherche à montrer la capacité du solveur *Code_Safari* à prédire avec précision le champ acoustique rayonné par des écoulements turbulents autour de géométries complexes. Dans cette optique, des résultats aéroacoustiques vont être présentés d'une part

Maillage	Nb. de points	N_ξ	N_η	Δ
Cylindre	$[d/2; 0.83d]$	451	48	$d/144$
Sillage	$[-3.5d; 36d] \times [-5d; 5d]$	711	180	$d/18$
Zone éponge	$[35d; 60d] \times [-5d; 5d]$	150	60	$d/6$
Zone intermédiaire	$[-12d; 60d] \times [-12d; 12d]$	432	144	$d/6$
Champ lointain	$[-60d; 60d] \times [-60d; 60d]$	360	360	$d/3$

TAB. 1 – Caractéristiques des grilles composites pour le calcul du sillage d’un barreau isolé : N_ξ , N_η sont les nombres de points utilisés dans chaque direction des maillages curvilignes, et Δ correspond à la taille de maille minimale.

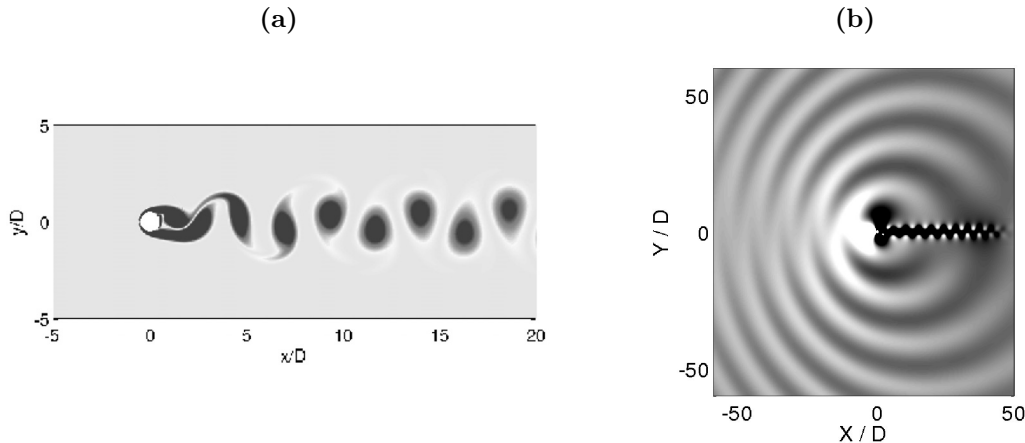


FIG. 1 – Vues instantannées : (a) du champ de vorticité adimensionnée $\omega_m = |\omega|d/U_\infty$. Échelle de -2 à 2; (b) du champ de fluctuation de pression $p' = p - p_\infty$. Échelle de -200 Pa à 200 Pa.

pour le cas d’un cylindre isolé à bas nombre de Reynolds et d’autre part pour le cas de l’interaction d’un barreau avec un profil d’aile dans son sillage [6].

2 Simulation du rayonnement acoustique dû à l’écoulement autour d’un cylindre isolé

2.1 Données de calcul

Ce premier cas-test concerne le rayonnement acoustique dû à l’écoulement autour d’un cylindre isolé de diamètre $d = 2 \times 10^{-5}$ m. La vitesse incidente amont est de $U_\infty = 112.7 \text{ m.s}^{-1}$ d’où un nombre de Reynolds $Re_d = 150$ et un nombre de Mach $M_\infty = 0.33$. Pour ce nombre de Reynolds, l’écoulement et donc le calcul associé peuvent être considérés comme étant bidimensionnels. La taille du domaine de calcul est de $120d \times 120d$ pour éviter tout blocage numérique de l’écoulement. Le domaine de calcul est constitué de 5 maillages élémentaires qui sont construits de manière à obtenir une transition progressive entre les tailles de maille utilisées dans les régions aérodynamiques et acoustiques. la taille de la maille minimale dans la direction radiale est donnée par $\Delta r/d = 1/144$. La simulation emploie 3.5×10^5 points sur 5 processeurs. Le calcul est réalisé à l’aide de schémas aux différences finies centrés et optimisés sur 11 points [2]. Le tableau 1 propose un résumé des caractéristiques de la grille composite mis en place pour la présente étude.

2.2 Résultats

Une vue instantanée du champ de vorticité au voisinage du cylindre est présentée dans un premier temps sur la figure 1.a. Le développement turbulent de l’écoulement est clairement visible et se traduit par la formation d’un allée tourbillonnaire associée à l’échappement régulier de structures cohérentes derrière le cylindre.

La formation périodique de tourbillons fortement organisés génère un champ acoustique dominé par une composante tonale. Le champ de pression fourni par le présent calcul est donné sur la figure 1.b. Des ondes sonores harmoniques, antisymétriques par rapport au cylindre, sont effectivement visibles et présentent un motif typique d’un rayonnement dipolaire.

Ces observations qualitatives sont consistantes avec les données disponibles dans la littérature (*cf.* par exemple Lafitte & Pérot [7]). D’un point de vue quantitatif, la valeur du nombre de Strouhal de l’échappement tourbillonnaire $St = fd/U_\infty = 0.184$ est en accord la fréquence prédite par le calcul DNS effectué par Inoue & Hatakeyama [8]. Par ailleurs, le coefficient de pression C_p atteint un maximum de 1.071 en amont du cylindre. Cette valeur, qui doit être supérieure à 1 à bas nombres de Reynolds, est identique à celle obtenue par le calcul par Lafitte & Pérot [7].

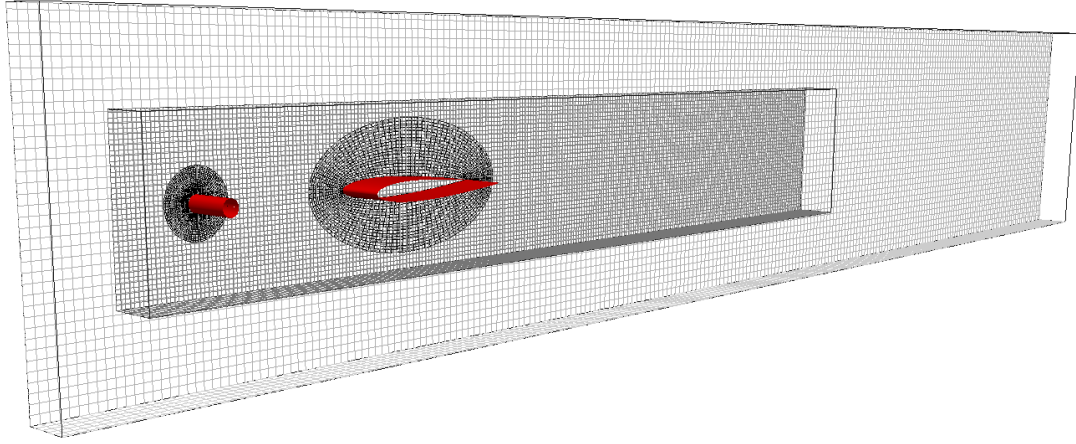


FIG. 2 – Visualisation du maillage tridimensionnel utilisé pour la simulation de l’interaction du sillage d’un barreau avec un profil. Seuls les grilles élémentaires de la région aérodynamique sont présentés.

3 Simulation du rayonnement acoustique de l’interaction du sillage d’un barreau avec un profil d’aile

3.1 Données de calcul

Afin de démontrer la capacité du solveur *Code_Safari* à résoudre le bruit rayonné par des écoulements réalistes autour de géométries complexes, la simulation acoustique directe du rayonnement sonore associé à l’interaction du sillage d’un barreau avec un profil d’aile a été réalisée. La configuration retenue est identique à celle utilisée par Jacob *et al.* [9] pour leurs mesures expérimentales, qui servent ici de données de référence.

Un profil NACA0012 est placé dans un écoulement uniforme de vitesse $U_\infty = 72 \text{ m.s}^{-1}$, correspondant à un nombre de Mach $M_\infty = 0.2$. Un barreau circulaire est par ailleurs situé à une distance d’une corde en amont du profil. La longueur de la corde est telle que $c_h = 0.1 \text{ m}$ et le diamètre du cylindre est égal à $d = c_h/10$. Les nombres de Reynolds associés au profil et au barreau sont donnés par $Re_c = 5 \times 10^5$ et $Re_d = 5 \times 10^4$.

Une grille tridimensionnelle composite, constituée de 8 maillages élémentaires structurés et utilisant au total 20×10^6 de points, a été construite afin de résoudre avec précision le développement turbulent du sillage du barreau ainsi que le champ lointain acoustique. Le domaine de calcul couvre ainsi le volume fluide $[-4c_h ; 10c_h] \times [-20c_h ; 20c_h] \times [-0.15c_h ; 0.15c_h]$ et permet d’effectuer des comparaisons directes avec les données expérimentales fournies par Jacob *et al.* [9]. Un aperçu des maillages élémentaires utilisés pour discrétiser la région aérodynamique (au voisinage des corps solides) est proposée sur la figure 2.

3.2 Résultats

Le développement turbulent de l’écoulement autour de l’ensemble barreau/profil est illustré sur la figure 3.a où le champ instantané de la vitesse transversale dans le plan central du domaine de calcul est représenté. On

observe que la transition vers la turbulence est effectivement amorcée par le barreau et que les fluctuations de vitesse prenant naissance en proche paroi conduisent à la formation périodique de larges structures organisées. Contrairement au calcul décrit dans la section précédente la simulation est ici tridimensionnelle. En conséquence, les perturbations de vitesse présentent une large gamme d’échelles et une structure plus complexe qu’en deux dimensions.

Le champ acoustique rayonné est maintenant présenté sur la figure 3.b, qui propose une vue instantanée du champ de pression fluctuante pris dans le plan central du domaine de calcul. Un rayonnement tonal antisymétrique peut être observé de part et d’autre du système barreau/profil. Ces ondes sonores sont générées lors de l’impact du sillage sur le bord d’attaque du profil. La densité spectrale de puissance des fluctuations de pression obtenues en champ lointain est tracée sur la figure 4 en fonction du nombre de Strouhal $St = fd/U_\infty$. Les données expérimentales de Jacob *et al.* [9] sont également indiquées pour comparaison. On remarque dans un premier temps que le spectre est fortement marqué par un pic quasi-harmonique au nombre de Strouhal $St = 0.19$. Les résultats expérimentaux montrent un comportement similaire avec malgré tout une demi-largeur pour ce pic plus petite que celle obtenue par la simulation. Cette différence est probablement liée à l’écart entre les longueurs des signaux expérimentaux et numériques, la simulation ne donnant accès qu’à des durées temporelles d’enregistrement relativement courtes. La fréquence principale est malgré tout très bien reproduite et l’écart en amplitude reste tout à fait raisonnable, de l’ordre de 4dB.

4 Conclusion

Le développement du solveur *Code_Safari* a été guidé par la volonté de pouvoir calculer directement le champ acoustique rayonné par des écoulements turbulents autour de géométries complexes. L’utilisation d’outils de discrétisation d’ordre élevé, essentiels pour pouvoir capter l’ensemble des échelles acoustiques et aérodynamiques, nécessite de résoudre les

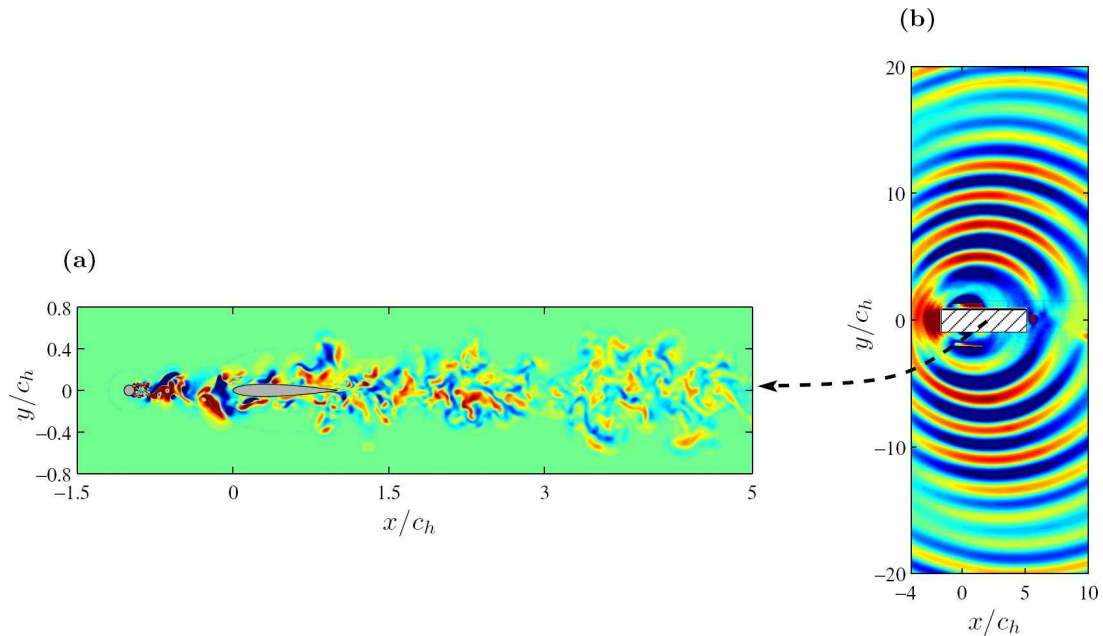


FIG. 3 – (a) Vue instantanée du champ de vitesse transversale pris dans le plan central du domaine de calcul. Échelle de couleur de $-0.2U_\infty$ (bleu) à $+0.2U_\infty$ (rouge). Les surfaces grises représentent les corps solides. (b) Vue instantanée du champ de pression fluctuante pris dans le plan central du domaine de calcul. Échelle de couleur de -50 Pa (bleu) à $+50$ Pa (rouge). La surface hachurée correspond à la région de l'écoulement présentée sur la visualisation de gauche.

équations de Navier-Stokes compressibles sur un ensemble de maillages élémentaires structurés curvilignes, les échanges d'informations étant effectués à l'aide d'interpolations d'ordre élevé. La mise en place d'une telle stratégie de simulation est complexe mais s'avère fiable et efficace. L'écoulement bas-Reynolds autour d'un barreau isolé a ainsi été fidèlement reproduit et le champ acoustique associé correctement prédit. Le cas de l'interaction du sillage d'un barreau avec un profil d'aile a également été abordé. Les résultats issus de la simulation sont consistants et présentent un bon accord avec les données expérimentales de la littérature.

Remerciements

Ces travaux sont soutenus par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), projet STURM4, ANR-06-CIS6-011. Les auteurs souhaitent remercier Dr. Bill Henshaw (Lawrence Livermore National Laboratory, USA) pour ses précieux conseils concernant les maillages de type chimère.

Références

- [1] S.K. Lele. Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *J. Comput. Phys.*, 103(1) :16–42, 1992.
- [2] C. Bogey and 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.
- [3] J. Berland, C. Bogey, O. Marsden, and 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.
- [4] T. Emmert, P. Lafon, and C. Bailly. Numerical study of self-induced transonic flow oscillations behind a sudden duct enlargement. *Phys. Fluids*, 21(106105) :1–15, 2009.
- [5] F. Daude, T. Emmert, P. Lafon, F. Crouzet, and C. Bailly. A high-order algorithm for compressible LES in CAA applications. *AIAA Paper 2008-3049*, 2008.
- [6] B. Greschner, F. Thiele, M.C. Jacob, and D. Casalino. Prediction of sound generated by a rod-airfoil configuration using EASM DES and the generalised Lighthill/FW-H analogy. *Comput. Fluids*, 37(4) :402–413, 2008.
- [7] A. Lafitte and F. Pérot. Investigation of the Noise Generated by Cylinder Flows Using a Direct Lattice-Boltzmann Approach. *AIAA Paper 2009-3268*, 2009.
- [8] O. Inoue and N. Hatakeyama. Sound generation by a two-dimensional circular cylinder in a uniform flow. *J. Fluid Mech.*, 471 :285–314, 2002.
- [9] M.C. Jacob, J. Boudet, Casalino J., and Michard M. A rod-airfoil experiment as benchmark for broadband noise modeling. *J. theoret. Comput. Fluid Dyn.*, 19(3) :171–196, 2005.

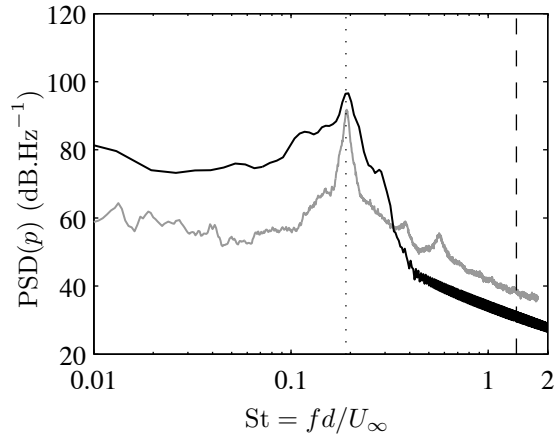


FIG. 4 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de pression mesurées en champ lointain pour un observateur normal à l'écoulement, à une distance de $R = 18.5c_h$ du bord d'attaque du profil. Les résultats fournis par le présent calcul (courbe noire) sont comparés aux données expérimentales de Jacob *et al.* [9] (courbe grise). La ligne verticale en pointillée indique le nombre de Strouhal $St = 0.19$ de l'échappement tourbillonnaire pour un barreau isolé au même nombre de Reynolds. La ligne en tiret correspond à la fréquence de coupure $St = 1.39$ du maillage en champ lointain.