

## Simulation directe du bruit d'un profil en incidence

Thomas Le Garrec<sup>1</sup>, Xavier Gloerfelt<sup>2</sup>

École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers  
Laboratoire de Simulation Numérique en Mécanique des Fluides  
151 Boulevard de l'Hôpital 75013 Paris

Christophe Corre<sup>3</sup>

Institut National Polytechnique de Grenoble  
Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels  
BP 53 - 38041 Grenoble Cedex 9

### Résumé :

L'objet de ce papier est de réaliser un calcul direct du bruit généré par un profil NACA 0012 en incidence à Reynolds 5000 et Mach 0.2 en suivant la stratégie introduite par Tam et Kurbatskii (2000a), étendue aux maillages curvilignes. Le domaine de calcul est divisé en  $n$  blocs et comporte des doublements de maillage entre certains blocs adjacents. Ce doublement de maillage s'accompagne d'un doublement du pas de temps. Cette méthode nous permet de relaxer les contraintes sur les maillages dues à la grande disparité entre les échelles de la turbulence et les longueurs d'onde du rayonnement acoustique. En fonction de l'incidence du profil, l'écoulement est caractérisé par une allée tourbillonnaire de type Von Kármán au niveau du bord de fuite, ou un décollement au niveau du bord d'attaque, ou bien une combinaison des deux. Grâce au calcul direct, l'influence de ces différents régimes sur le champ acoustique est étudiée.

### Abstract :

In this paper, the noise generated by a NACA 0012 airfoil with an angle of attack at Reynolds 5000 and Mach 0.2 is simulated by a Direct Noise Computation. Here the method first introduced by Tam et Kurbatskii (2000a) is followed with some modifications in order to adapt it to curvilinear meshes. It consists in using an adequate local spatial resolution. The physical domain is divided in  $n$  blocks and the mesh size of some adjacent block increases by a factor two. The most important is that there is a corresponding increase in the time step, which allows to relax severe constraints on the meshes due to the large disparities between the fine scales of turbulence and the large wavelenghtes of acoustic radiation. Depending on the angle of attack, the flow corresponds either to a Von Kármán vortex street, or a detached rolling-up from the leading edge. The noise radiated in both cases can be directly linked to the flow regime thanks to the Direct Noise Computation.

### Mots-clefs :

Aéroacoustique ; Simulation multi-échelle multi pas de temps ; Bruit de profil

## 1 Introduction

Au cours des dernières années, le calcul direct du bruit de profil (Marsden *et al.* (2006), Hatakeyama et Inoue (2006), Tam et Ju (2006)) par résolution des équations de Navier-Stokes compressibles a été rendue possible grâce à l'augmentation des moyens de calcul. Cependant, la grande disparité entre les échelles de la turbulence et les longueurs d'onde acoustiques imposent de sévères contraintes pour des maillages structurés. La stratégie introduite par Tam et Kurbatskii (2000a) est l'une des méthodes possibles pour réaliser des raffinements locaux en maillages structurés. Elle consiste à diviser le domaine

<sup>1</sup>Doctorant, thomas.le-garrec@paris.ensam.fr

<sup>2</sup>Maître de conférences, xavier.gloerfelt@paris.ensam.fr

<sup>3</sup>Professeur, christophe.corre@hmg.inpg.fr

de calcul en  $n$  blocs avec des doubléments de maillage entre certains blocs adjacents. Ce doublément de maillage s'accompagne d'un doublément du pas de temps. Sur la figure 1, un maillage en C à 5 blocs autour d'un profil NACA 0012 avec un doublément de maillage dans la direction normale au profil est donné comme exemple.

Dans une première partie, nous détaillerons la méthode numérique employée, puis dans une seconde partie nous calculerons le bruit généré par un profil NACA 0012 à l'aide de la stratégie précédente.

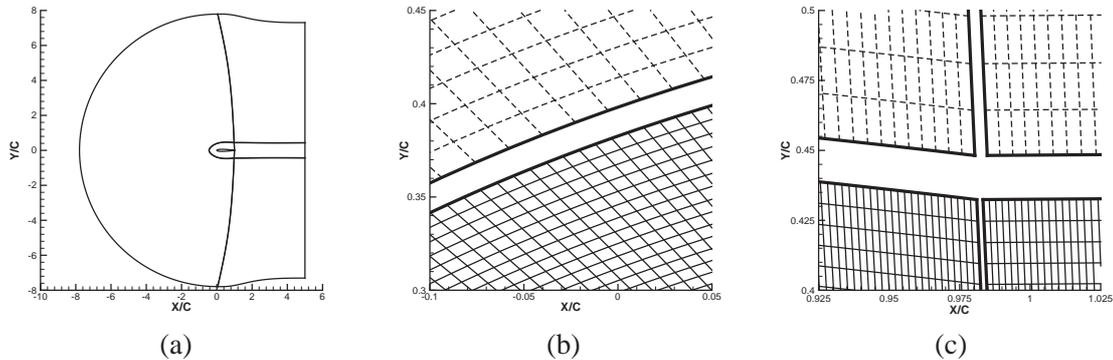


FIG. 1 – (a) : vue d'ensemble des 5 blocs constituant le maillage. (b) : détail du doublément de maillage à l'extrados du profil. (c) : détail du doublément de maillage au niveau du raccord entre différents blocs. Maillage de taille 1 (—), maillage de taille 2 (— —).

## 2 Méthodes numériques employées

Afin de préserver la nature propagative des ondes, on utilise des schémas aux différences finies d'ordre élevé de Bogey et Bailly (2004) combinés à un filtre sélectif pour supprimer les oscillations maille à maille parasites. L'avancement temporel explicite est de type Adams-Bashforth optimisé à quatre sous niveaux (Tam et Webb (1993)). Des conditions de non réflexion acoustique sont appliquées sur les frontières libres du domaine de calcul et une condition de paroi rigide est imposée sur le profil (pour plus de détails voir Gloerfelt (2004)). De plus, pour éviter le rayonnement acoustique généré par des tourbillons lors de leur traversée de la condition de sortie en aval du profil, une zone éponge est appliquée. La stratégie de doublément de maillage s'appuie sur le travail de Tam et Kurbatskii (2000a), restreint à des configurations cartésiennes. Ici, la méthode multi-échelle multi pas de temps est étendue en maillage curviligne en appliquant une technique de transformation de coordonnées. Le caractère multiblocs de l'algorithme de calcul impose un traitement spécifique des interfaces entre les blocs dont le pas d'espace est multiplié par deux. Nous avons développé des schémas numériques optimisés pour la gestion des interfaces. Des molécules spécifiques sont utilisées, comme on peut le voir sur la figure 2(a), afin d'éviter les discontinuités spatiales. Tam et Kurbatskii (2000a) utilisent des schémas centrés optimisés sur 7 points. D'autres tailles de molécules sont possibles, par exemple Berland *et al.* (2004) utilisent des molécules non centrées qui introduisent donc des erreurs de dissipation. En ce qui nous concerne, nous avons calculé de nouveaux coefficients pour des schémas centrés sur 11 points optimisés avec la méthode de Bogey et Bailly (2004), afin de minimiser les erreurs de dispersion. Comme pour les schémas de discrétisation spatiale, de nouveaux filtres ont été calculés pour les interfaces.

A certains pas de temps, les différents blocs échangent leurs interfaces afin que les blocs communiquent entre eux. Cependant les blocs de taille 1 ne reçoivent des blocs de taille 2 que la moitié des informations dont ils ont besoins pour avancer au pas de temps suivant. Les valeurs manquantes, indiquées par des carrés rouges (■) sur la figure 2(b), doivent être interpolées. Étant donné que les variables sont échangées dans l'espace physique curviligne et non dans l'espace de calcul cartésien, la méthode d'interpolation directionnelle proposée par Tam et Kurbatskii (2000b) doit être remplacée par une méthode d'interpolation multi-dimensionnelle, qui prend en compte les déformations de la molécule d'interpol-

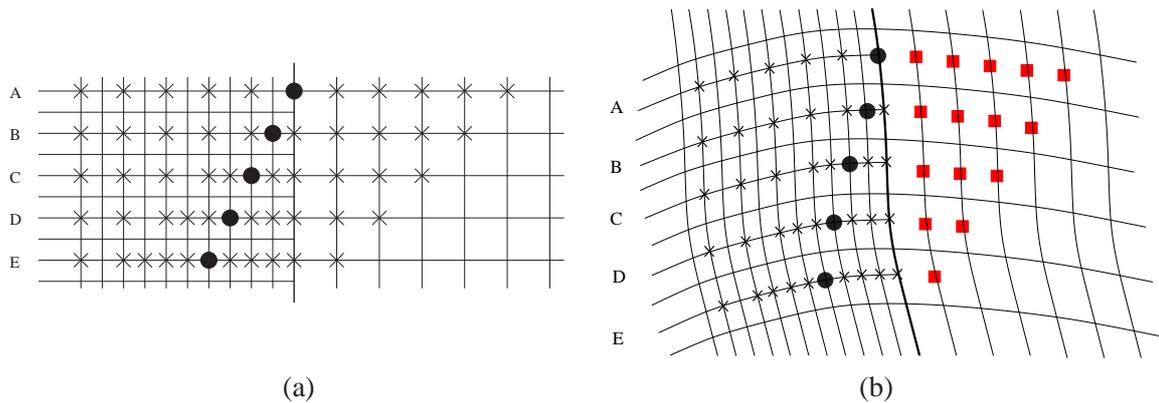


FIG. 2 – (a) : Région d’interface entre un bloc de taille  $\Delta x$  et  $2\Delta x$ , schémas centrés spécifiques. (b) : Molécule des schémas sur 11 points près de la ligne d’interface : points d’application du schéma (●), points connus (×), points interpolés (■).

tion. Le schéma est basé sur une interpolation avec des polynômes de Lagrange, optimisée dans l’espace des nombres d’onde comme proposé par Tam et Hu (2004). Une molécule d’interpolation de taille  $4 \times 3$  est utilisée afin de conserver l’ordre élevé de l’algorithme numérique.

### 3 Profil NACA 0012 en dérapage

Afin de valider la mise en place de la méthode multi-échelle multi pas de temps en maillages curvilignes, le bruit généré par le bord de fuite d’un profil NACA 0012 en incidence à Reynolds 5000 et Mach 0.2 est calculé en deux dimensions. Nous ne nous intéressons qu’au bruit de bord de fuite car il n’y a pas de contribution du bord d’attaque au bruit généré dans le cas d’un écoulement incident uniforme. La variation de l’angle d’incidence  $\alpha$  du profil en écoulement uniforme engendre des régimes d’écoulement dont la physique est différente. La taille des structures convectées est modifiée, ce qui va avoir de fortes répercussions sur l’intensité et la longueur d’onde du champ acoustique. En effet l’origine de la source de bruit est la diffraction du champ proche induit par les tourbillons lors de leur passage sur le bord de fuite. Pour de faibles angles d’incidence ( $0^\circ < \alpha < 5^\circ$ ), l’écoulement reste quasiment symétrique et est dominé par une allée tourbillonnaire de type Von Kármán qui génère un champ acoustique dipolaire comme on peut le voir sur la figure 3(a) et 5(a). Dans ce cas, l’écoulement et le champ acoustique sont caractérisés par une fréquence pure correspondant au nombre de Strouhal de l’allée de tourbillonnaire de Von Kármán. Lorsque  $\alpha$  dépasse  $5^\circ$ , l’écoulement commence à se disymétriser, la couche limite décolle et le point de décollement se rapproche du bord d’attaque lorsque  $\alpha$  croît (figures 3(b)(c)(d)). Pour  $\alpha > 8^\circ$ , on observe un décollement massif au niveau du bord d’attaque, décollement qui s’accompagne d’un enroulement rapide de la couche cisailée. Cet enroulement, que l’on distingue nettement sur les figures 3(e) et (f), va impacter le profil avant le bord de fuite et augmenter les variations de pression à la paroi et par conséquent l’intensité et la longueur d’onde acoustique du champ rayonné. La comparaison de l’évolution des coefficients de portance et de traînée dans les cas  $\alpha = 5^\circ$  et  $\alpha = 10^\circ$  sur les figures 4(a) et 4(b) confirme que les variations de pression sur le profil sont plus importantes dans le cas  $\alpha = 10^\circ$  que dans le cas  $\alpha = 5^\circ$ . Il en est de même pour le champ acoustique d’après les figures 5(a) et (b), qui indiquent que la fluctuation de pression maximale  $p' = p - \bar{p}$  dans le cas  $\alpha = 10^\circ$  est 5 fois plus grande que dans le cas  $\alpha = 5^\circ$ . On notera aussi la formation de dipôles tourbillonnaires dans le sillage qui révèlent la limite d’une approche en deux dimensions pour les fortes incidences.

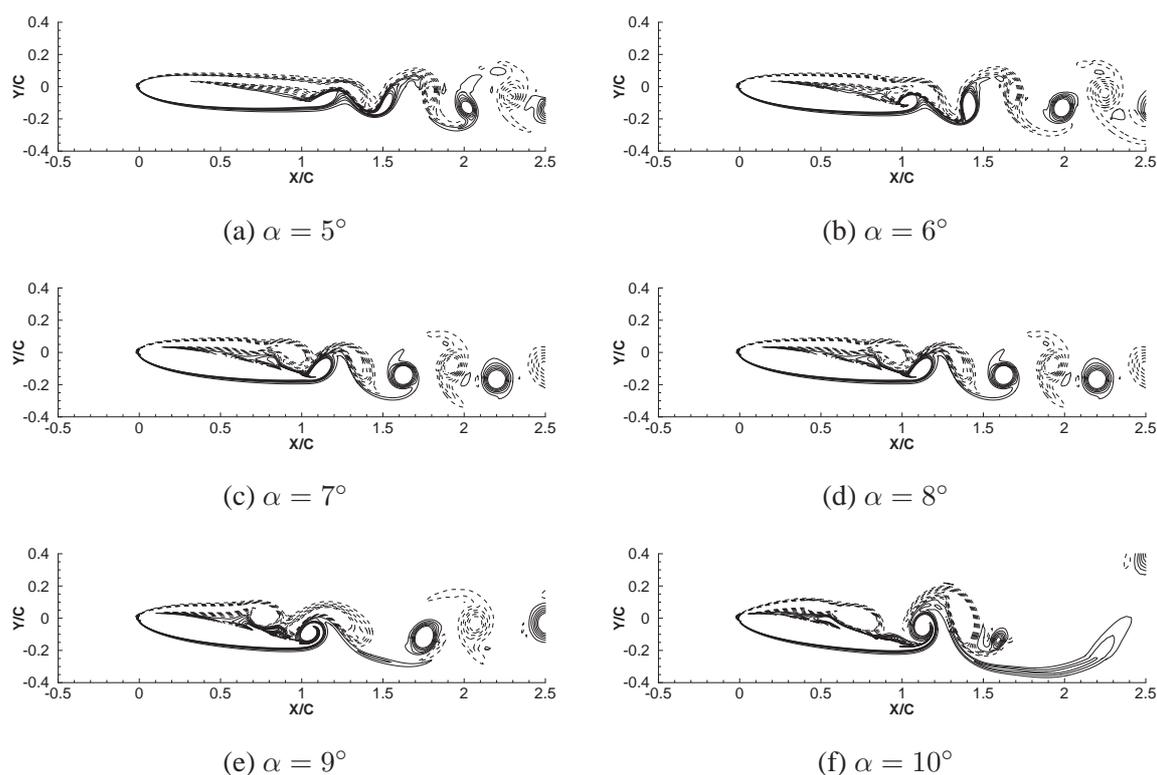


FIG. 3 – Champs de vorticité  $\omega = \pm 800\,000 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ ,  $\omega > 0$  (—),  $\omega < 0$  (---)

Le cas  $\alpha = 10^\circ$  a été plus particulièrement étudié car il nous a permis de tester l'influence du maillage sur le champ acoustique rayonné par comparaison avec les résultats de Hatakeyama et Inoue (2006) pour la même configuration. Comme la longueur d'onde du champ acoustique est de l'ordre de plusieurs cordes du profil, la taille du domaine de calcul doit être grande pour inclure plusieurs longueurs d'onde acoustiques.

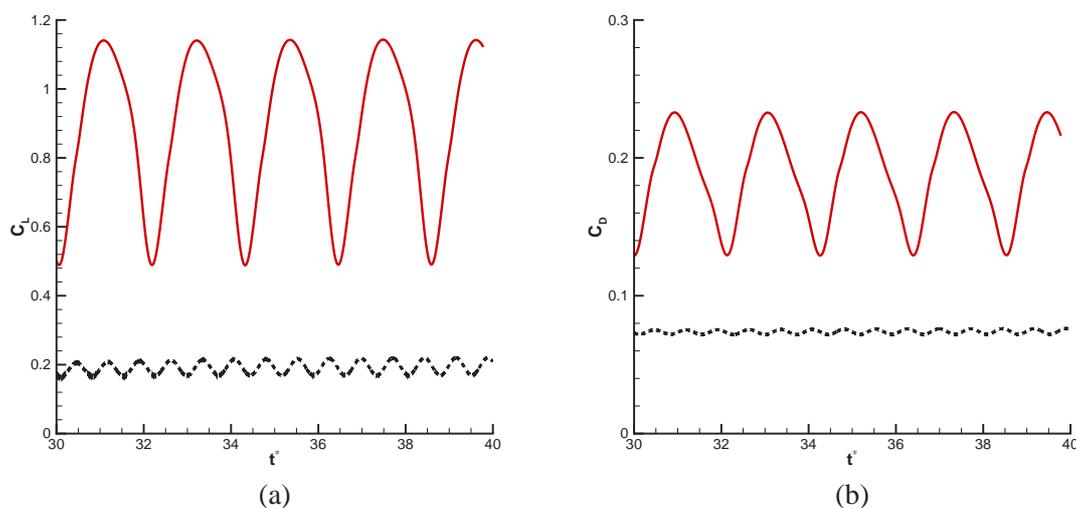


FIG. 4 –  $\alpha = 5^\circ$  (---),  $\alpha = 10^\circ$  (—). Evolution du coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction du temps adimensionné  $t^* = t \frac{c_\infty}{C}$ .

De plus, près du profil, la discrétisation spatiale doit être suffisante pour résoudre la couche limite et discrétiser le bord de fuite. La méthode de doublement de maillage et de pas de temps sied parfaitement dans ce cas. Le maillage utilisé est dans la même configuration que celui des figures 1 mais sa taille est de l'ordre de 40 cordes autour du profil. Le doublement de maillage se situe à environ 0,12 corde du profil. Le doublement de maillage permet un gain de l'ordre de 3 sur le nombre de points. De plus les points des blocs de taille 2 ne sont avancés qu'une fois sur deux grâce au doublement du pas de temps, donc le gain total est de 4,3 par rapport au même maillage sans doublement de maillage et de pas de temps. Du point de vue de la physique, le cas  $\alpha = 10^\circ$  est plus riche que le cas  $\alpha = 5^\circ$ . En effet une analyse spectrale d'un signal temporel de pression en champ lointain nous montre que le spectre comporte une fréquence principale dont le Strouhal est 0,66 ainsi que plusieurs de ses harmoniques, ce qui traduit la présence d'effets non linéaires au sein de l'écoulement. La figure 6 nous apprend que la source acoustique est de type dipolaire, les fronts d'onde ayant deux directions privilégiées orientées vers l'amont du profil du fait de la présence d'un écoulement.

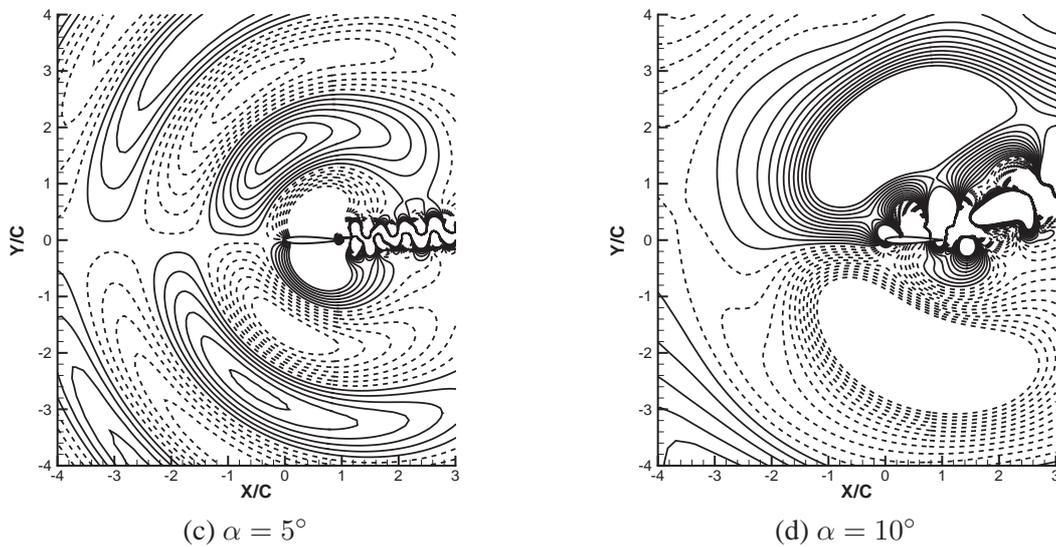


FIG. 5 – (a) : champ de pression fluctuante  $p' = p - \bar{p}$  entre  $\pm 20$  Pa. (b) : champ de pression fluctuante  $p' = p - \bar{p}$  entre  $\pm 100$  Pa.

## 4 Conclusions

Le bruit généré par un profil NACA 0012 en incidence à Reynolds 5000 et Mach 0.2 a été obtenu par un calcul direct qui nous permet à la fois d'obtenir les champs aérodynamique et acoustique, et ainsi d'étudier les mécanismes de génération sonore. L'utilisation de la méthode multi-échelle multi pas de temps diminue considérablement le coût de calcul en relaxant les contraintes imposées par les maillages structurés. Cette méthode a surtout été développée dans l'optique de réaliser des calculs 3-D sur un profil NACA 0012 à haut nombre de Reynolds ( $Re_c = 2,5 \times 10^6$ ). Cette étude en deux dimensions nous a permis de retrouver les deux principaux régimes d'écoulement associés à un profil en incidence (une allée tourbillonnaire de type Von Kármán et un régime décollé) ainsi que leurs champs acoustiques rayonnés respectifs. Le fort dérapage d'un profil induit un champ acoustique beaucoup plus intense, ce qui peut être néfaste dans le cas d'une pale d'éolienne par exemple.

**Remerciements.** Les calculs ont été réalisés sur le NEC SX-8 du Centre National de la Recherche Scientifique, mis à disposition par l'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique).

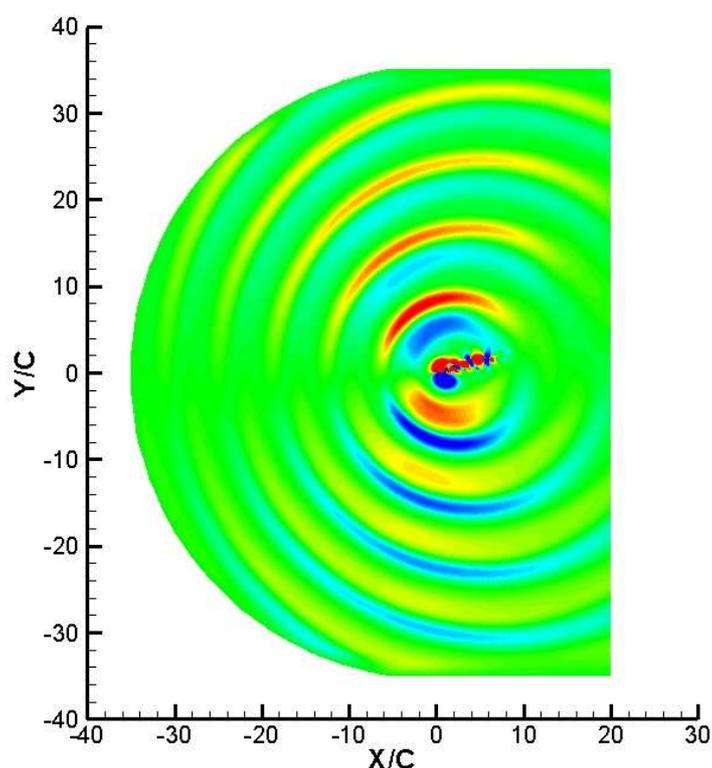


FIG. 6 –  $\alpha = 10^\circ$ , champ de pression fluctuante  $p' = p - \bar{p}$  entre  $\pm 100$  Pa

## Références

- J. BERLAND, C. BOGEY et C. BAILLY : Optimized explicit schemes : matching and boundary schemes, and 4th-order Runge-Kutta algorithm. *AIAA Paper 2004-2814*, 2004.
- C. BOGEY et C. BAILLY : A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for noise computation. *J. Comput. Phys.*, 194:194–214, 2004.
- X. GLOERFELT : Large-eddy simulation of a high Reynolds number flow over a cavity including radiated noise. *AIAA Paper 2004-2863*, 2004.
- N. HATAKEYAMA et O. INOUE : Direct numerical simulation of noise from an airfoil in a uniform flow. *AIAA Paper 2006-2504*, 2006.
- O. MARSDEN, C. BOGEY et C. BAILLY : Direct noise computation around a 3-D naca 0012 airfoil. *AIAA Paper 2006-2503*, 2006.
- C.K.W. TAM et F.Q. HU : An optimized multi-dimensional interpolation scheme for computational aeroacoustics applications using overset grids. *AIAA Paper 2004-2812*, 2004.
- C.K.W. TAM et H. JU : Numerical simulation of the generation of airfoil tones at a moderate reynolds number. *AIAA Paper 2006-2502*, 2006.
- C.K.W. TAM et K.A. KURBATSKII : Micro-fluid dynamics and acoustics of resonant liners. *AIAA Journal*, 38 (8):1331–1339, 2000a.
- C.K.W. TAM et K.A. KURBATSKII : A wavenumber based extrapolation and interpolation method for use in conjunction with high-order finite difference schemes. *J. Comput. Phys.*, 157:588–617, 2000b.
- C.K.W. TAM et J.C. WEBB : Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, 107:262–281, 1993.