

Calcul direct du rayonnement acoustique d'un écoulement affleurant une cavité

Xavier GLOERFELT, Christophe BAILLY, Daniel JUVÉ

LMFA, UMR CNRS 5509, École centrale de Lyon, BP 163, 69131 Ecully cedex, France

(Reçu le 25 avril 2000, accepté le 6 juin 2000)

Résumé. On présente dans ce travail un calcul direct du rayonnement acoustique d'une cavité bi-dimensionnelle excitée par un écoulement de type couche limite laminaire à Mach 0.5. Le rôle essentiel du paramètre L/δ_θ , où L est la longueur de la cavité et δ_θ l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite, est bien reproduit numériquement. Les mécanismes de rétroaction, à l'origine des oscillations auto-entrenues dans la cavité, ont ainsi été analysés, mettant en évidence deux régimes aérodynamiques distincts accompagnés de leurs réponses acoustiques spécifiques. © 2000 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

aéroacoustique numérique / simulation numérique directe (DNS) / bruit de cavité / boucle de rétroaction

Direct computation of noise radiated by the flow past a cavity

Abstract. A direct numerical simulation is presented for the unsteady flow over a two-dimensional cavity at a Mach number of 0.5. The incoming flow is a laminar, subsonic boundary layer. Two values of the principal parameter L/δ_θ , where L is the cavity length and δ_θ the momentum thickness of the boundary layer, have been studied. The feedback mechanisms which induce self-sustained oscillations in the cavity have been well captured and two flow regimes were pointed out. The corresponding acoustic responses are specified in terms of the wall pressure in the cavity and the radiated acoustic field. © 2000 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

Computational AeroAcoustics (CAA) / Direct Numerical Simulation (DNS) / cavity noise / feedback loop

Abridged English version

Cavity noise is a common noise source in many transport systems. That is why the interaction between the flow over a cavity and its radiated noise has attracted the attention of many investigators. It is now generally recognized that flow-induced cavity noise is a very complex phenomenon. The cavity resonance arises from a feedback loop involving shear layer instabilities and the growth of vortices, which impinge on the downstream edge of the cavity and leading to pressure fluctuations responsible for the formation of vortices at the upstream edge of the cavity, thus closing the loop. The aim of this research is to better understand the physics of the noise generation mechanisms.

Recent developments in Computational Aeroacoustics (CAA) permit now the direct computation of flow noise at low Reynolds number. This approach was used in very recent studies of cavity noise [3–5]. In particular, Colonius et al. [4] have captured the two subsonic flow regimes observed experimentally [11],

Note présentée par Geneviève COMTE-BELLOT.

namely a shear layer mode and a wake mode. The key parameter seems to be the ratio L/δ_θ and not D/δ_θ , where L , D and δ_θ are respectively the length, the depth and the boundary layer momentum thickness at the cavity leading edge. The computation described here is also a 2D Direct Numerical Simulation (DNS) of compressible Navier–Stokes equations and we focus our attention on the effects of the incoming boundary layer on the radiated acoustic field by the cavity. Flow visualizations including the radiated field, acoustic spectra, wall pressure coefficient are used to investigate these two flow regimes. Two-points cross correlations are also calculated in order to evaluate the real value of the convection velocity in Rossiter’s formula.

Direct Numerical Simulation of a turbulent flow is a challenging computational problem, especially when the acoustic field need to be directly resolved, because acoustic fluctuations can be four orders of magnitude lower than the aerodynamic fluctuations. Typical CAA algorithms, therefore, require high order accuracy in both space and time discretizations with very low numerical dissipation, and non-reflecting boundary conditions. The method chosen here is the same of that of the ALESIA code [1,2]. In order to ensure numerical stability, the no-slip condition is applied at solid walls through extrapolation from interior points [9]. The compressible Navier–Stokes equations are solved directly for two-dimensional cavities; the upstream boundary layer is laminar and the Mach number $M = 0.5$. A configuration with $L/D = 4$ is chosen and simulations are performed for two values of the boundary layer momentum thickness such as $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$ and $L/\delta_{\theta 2} \approx 280$, respectively.

Instabilities in the cavity shear layer are an inherent component of the feedback loop responsible for the high-amplitude tones in cavity flows. It is natural to assume, therefore, that the boundary layer thickness will play an important role in determining the amplitude of the oscillations [11]. The results show a change of flow regime from a shear layer mode, sometimes called ‘open’ cavity flow, to a wake mode, sometimes called ‘closed’ cavity flow, when the incoming boundary layer thickness is reduced. The vorticity field displayed in *figure 1a* for the case with $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$ is representative of the shear layer mode of oscillations. The boundary layer separates at the upstream edge of the cavity and reattaches at the downstream edge with two vortices occupying the cavity. In the case with $L/\delta_{\theta 2} \approx 280$, the vorticity field (*figure 1b*) and the pressure coefficients (*figure 2*) show that the fluid is directed into the cavity after it separated from the upstream edge. This corresponds to a wake mode characterized by a large-scale shedding.

An important difference between the two modes exists also in the radiated acoustic field. When $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$, the dilatation plotted on the entire computational domain in *figure 3a* shows an acoustic field dominated by a single frequency corresponding to Rossiter mode 2 (*figure 4a*). When $L/\delta_{\theta 1} \approx 280$, the radiation is also directional but more intense due to the violent impingement of vortices at the downstream edge (*figure 3b*). The spectrum (*figure 4b*) is more complex in this case and displays a wide range of frequencies.

Our numerical simulations are able to reproduce the flow regime bifurcation reported by Gharib and Roshko [11] and open possibilities for the design of active controllers for cavity oscillations. The direct estimation of the acoustic field will also provide a reference solution for the evaluation of hybrid methods based on acoustic analogies, such as the Ffowcs Williams–Hawkings approach [13].

1. Introduction

Le bruit de cavité est une source de bruit très répandue, notamment dans le domaine des transports aériens ou terrestres. C’est pourquoi de nombreux chercheurs ont étudié les interactions entre l’écoulement affleurant la cavité et le bruit rayonné.

Les développements en CAA ou *Computational AeroAcoustics* permettent maintenant la simulation directe du rayonnement acoustique produit par un écoulement. Cette approche a été validée pour le rayonnement d’écoulements libres comme la couche de mélange [1] et le jet 3D [2]. Plus récemment,

les premiers calculs directs bidimensionnels sur des cavités ont été réalisés [3–5]. On se propose de simuler par Simulation Numérique Directe en un seul calcul l'écoulement affleurant une cavité et les fluctuations acoustiques correspondantes, d'un ordre de grandeur quatre fois plus petit que les fluctuations aérodynamiques. On s'attache ici à l'analyse des comportements aérodynamique et acoustique afin de les comparer à la littérature sur le sujet [6]. La simulation est 2D car l'écoulement est fortement bidimensionnel dans notre cas où la largeur de la cavité est très supérieure aux autres dimensions [6,7].

Dans certaines conditions, des oscillations auto-entretenues apparaissent, produisant des niveaux sonores élevés à des fréquences discrètes. Ces oscillations auto-entretenues résultent de l'interaction entre les résonances dans la cavité fermée par la couche cisailée et d'une boucle de rétroaction. Celle-ci est due aux instabilités qui se développent dans la couche cisailée, puis impactent l'angle aval, créant ainsi des fluctuations de pression qui remontent l'écoulement et excitent de nouveau les instabilités au niveau du bord de séparation amont de la cavité.

L'obtention du champ acoustique par résolution directe des équations de la mécanique des fluides constitue un puissant outil pour étudier l'influence de l'écoulement sur le champ acoustique rayonné puisqu'il permet de bien comprendre les mécanismes de génération du bruit mis en jeu. Dans cette étude, on met en évidence le rayonnement acoustique associé à deux régimes d'écoulement dans la cavité, un mode dit de cisaillement pour lequel la couche limite se détache au niveau de l'angle amont et se rattache à l'angle aval, et un mode dit de sillage, où la couche détachée au bord amont vient adhérer au fond de la cavité avant de décoller à nouveau juste avant le bord aval.

2. Méthodes numériques

Afin d'atteindre les fluctuations acoustiques, les simulations aéroacoustiques nécessitent une précision d'ordre élevé en espace et en temps. On doit également formuler avec soin les conditions limites aux frontières du domaine de calcul pour éviter que des réflexions parasites ne masquent les ondes acoustiques. Pour cela, les méthodes numériques employées sont similaires à celles du code ALESIA [8]. On résout donc les équations de Navier–Stokes 2D en compressible et sous forme conservative, en utilisant le schéma DRP de Tam and Webb pour la discrétisation spatiale et une méthode de Runge–Kutta d'ordre 4 pour l'intégration temporelle.

Les conditions limites de rayonnement et de sortie fluide utilisent une formulation asymptotique des équations d'Euler. On ajoute une zone éponge pour permettre la sortie des structures tourbillonnaires sans produire de réflexion notable. La condition d'adhérence sur les parois est assurée en extrapolant les variables à partir des points intérieurs [9]. Cette extrapolation influe peu sur la précision globale du calcul étant donné que le maillage est très raffiné au niveau des parois. On se place dans une configuration géométrique $L/D = 4$, où L et D sont respectivement la longueur et la profondeur de la cavité, avec un écoulement de type couche limite laminaire à $M = 0,5$. Le maillage cartésien à pas variable comporte 166×151 points dans la cavité et 445×190 points en dehors, avec $\Delta y_{\min}^+ \approx 1$ en variable de paroi. Le domaine de calcul est pris assez large pour inclure une portion du champ rayonné. Le choix de ce maillage conduit à un nombre de Reynolds basé sur D de $Re_D = 4800$, qui peut sembler peu réaliste. Cependant, les études expérimentales montrent que le paramètre important est le nombre de Reynolds Re_θ basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ de la couche limite incidente [6]. Nous allons étudier dans le paragraphe suivant le comportement de la cavité pour deux valeurs de ce paramètre, pour lesquelles on dispose d'études expérimentales.

3. Effet de l'épaisseur de la couche limite sur le rayonnement acoustique

La couche cisailée au dessus d'une cavité diffère d'un écoulement cisailé libre par la condition limite imposée par l'angle aval, qui se traduit par une relation de phase stable entre les signaux à l'amont et en aval, responsable de pics fréquentiels intenses dans le spectre acoustique. A partir de cette relation de phase, Rossiter [10] exprime les fréquences adimensionnelles correspondantes en fonction du nombre de

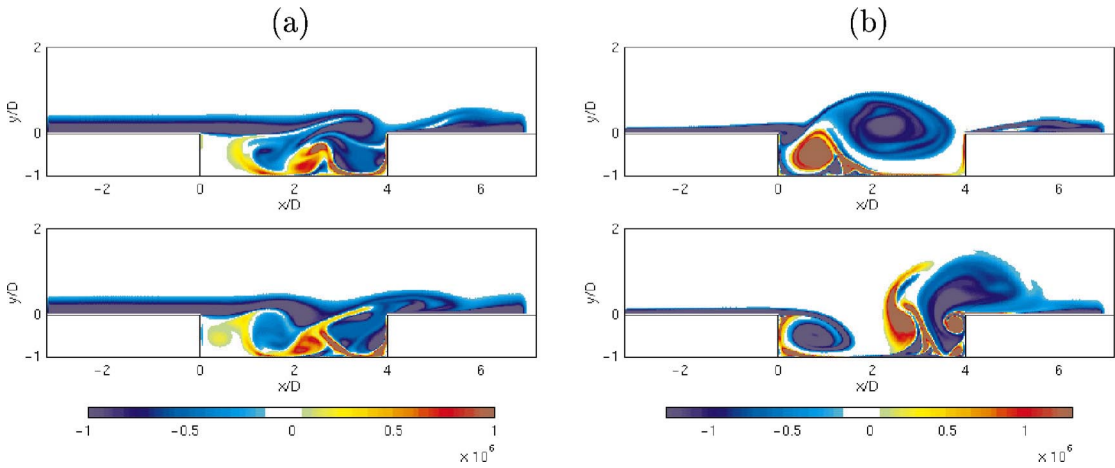


Figure 1. Visualisation du champ de vorticité pour deux temps successifs dans les configurations (a) $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$ et (b) $L/\delta_{\theta 2} \approx 280$. Seule une partie du domaine de calcul autour de la cavité est représentée. Niveaux de vorticité en s^{-1} .

Figure 1. Snapshot of the vorticity field for two successive times with (a) $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$ and (b) $L/\delta_{\theta 2} \approx 280$. Zoom in and around the cavity. Levels are in s^{-1} .

Mach M , de la vitesse de convection des tourbillons $U_c = \kappa U_0$, d'un entier n représentant le nombre de tourbillons dans la cavité et d'une constante empirique $\alpha = 0,25$ exprimant un déphasage temporel entre l'impact d'un tourbillon et l'émission acoustique associée :

$$St = \frac{fL}{U} = \frac{n - \alpha}{\frac{1}{\kappa} + M}$$

Ce régime de fonctionnement est qualifié de mode de cisaillement en reprenant la terminologie de Gharib et Roshko [11] qui constatent un brusque changement de régime en dessous d'une épaisseur de couche limite donnée. On passe alors d'un régime de cisaillement associé à des oscillations auto-entretenues dans la cavité à un régime de sillage où l'écoulement pénètre dans la cavité, conduisant à une brusque augmentation de la traînée induite par la cavité.

On se propose de mettre en évidence numériquement ce comportement afin d'étudier les effets de ce changement de régime sur le bruit rayonné. Pour cela, on considère une couche limite incidente laminaire présentant en entrée un profil de vitesse correspondant à une approximation polynomiale de la solution de Blasius. Deux simulations sont effectuées pour des épaisseurs de quantité de mouvement δ_θ telles que $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$ et $L/\delta_{\theta 2} \approx 280$, correspondant à des nombres de Reynolds $Re_{\theta 1} = 336$ et $Re_{\theta 2} = 68$. La visualisation du champ de vorticité dans le premier cas (*figure 1a*) montre la couche cisailée qui recouvre le dessus de la cavité. Elle génère deux tourbillons dans celle-ci qui participent à la boucle de rétroaction : il s'agit d'un régime de cisaillement. Des tourbillons contrarotatifs sont créés au niveau des parois. Pour le deuxième cas où la couche limite incidente est plus fine, le champ de vorticité (*figure 1b*) prend la forme d'un sillage derrière le bord amont de la cavité, formant des grosses structures tourbillonnaires qui rentrent dans la cavité et qui, à leur sortie, viennent impacter l'angle aval.

La répartition du coefficient de pression C_p le long des parois de la cavité est tracée sur la *figure 2* pour les deux simulations. Même si une comparaison directe avec des données expérimentales est rendue difficile par la différence de nombre de Reynolds entre les simulations réalisées et les expériences compressibles disponibles, l'allure des courbes dans le premier cas est qualitativement similaire à celle observée pour une cavité $L/D = 4$ [10] alors que les coefficients de pression calculés dans le second cas ressemblent aux

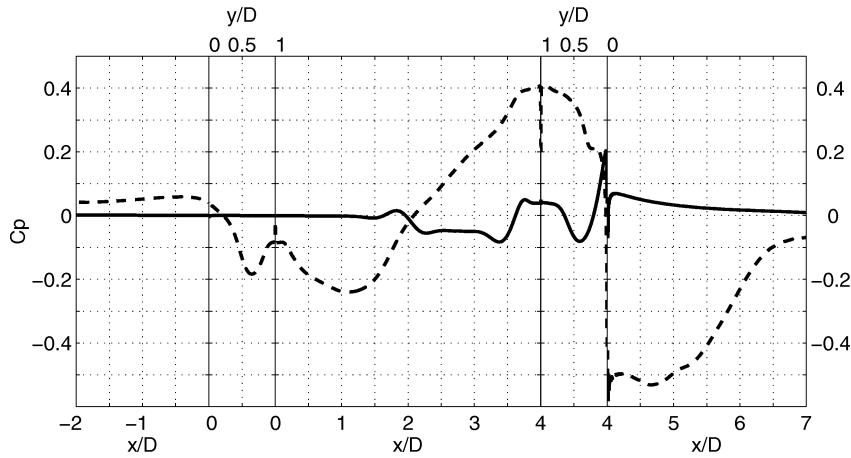


Figure 2. Comparaison du coefficient de pression moyen C_p le long des parois de la cavité pour les configurations $L/\delta_\theta \approx 63$ (—) et $L/\delta_\theta \approx 280$ (- - -).

Figure 2. Mean pressure coefficient distribution along cavity walls for the configurations $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$ (—) and $L/\delta_{\theta 2} \approx 280$ (- - -).

mesures pour des cavités plus allongées $L/D = 10$ [10]. Il s'agit alors d'un régime de sillage, caractérisé par un point de séparation à l'angle amont puis de réattachement vers $x/D = 1$ sur le fond de la cavité avec une première phase de diminution de C_p due à l'accélération de l'écoulement lorsqu'il entre dans la cavité puis une phase d'augmentation liée à la décélération des structures avant l'angle aval. Sur la paroi verticale aval, le coefficient de pression chute brutalement correspondant à une éjection de fluide hors de la cavité lors de l'impact. Dans le premier cas, il n'y a ni point de séparation ni point de réattachement et les coefficients de pression sont relativement constants avec toutefois une nette augmentation sur la paroi verticale au niveau de l'angle aval, associée à l'injection de fluide dans la cavité par le tourbillon contrarotatif créé lors de l'impact. On peut remarquer qu'une telle transition vers un mode de sillage, mise en évidence dans des expériences en régime incompressible [11], n'a pas été reproduit dans les expériences compressibles pour des cavités avec un rapport $L/D < 7$.

La donnée du coefficient de pression sur les parois verticales amont et aval permet le calcul du coefficient de traînée de la cavité. On trouve $C_D \approx 0,01$ pour le premier cas et $C_D \approx 0,30$ dans le second, ce qui est en bon accord avec les résultats expérimentaux de Gharib et Roshko [11] et confirme le changement de régime.

Le calcul des corrélations spatio-temporelles de vitesse est également possible sur la ligne $y = 0$ reliant le bord amont et le bord aval et donne accès à la vitesse de convection des grosses structures. Pour le régime de cisaillement, on obtient $U_c \approx 0,49U_0$, ce qui est en bon accord avec les configurations expérimentales pour lesquelles la formule de Rossiter est applicable. La valeur $U_c \approx 0,27U_0$, déterminée pour le régime de sillage, montre le nécessaire ralentissement du fluide par la cavité. Une relation de phase simple ne décrit plus correctement le phénomène.

On représente sur la *figure 3* le rayonnement acoustique de la cavité en traçant le champ de dilatation $\theta = \nabla \cdot \mathbf{u}$. Dans le cas du régime de sillage, le bruit est moins régulier et d'un niveau supérieur à celui du régime de cisaillement. Ces observations sont corroborées par les densités spectrales de puissance des fluctuations de pression à la limite du domaine acoustique au point $x/D = 0,2$ et $y/D = 10$, reportées sur la *figure 4*. Les niveaux sonores sont plus forts pour le régime de sillage, où le tourbillon vient impacter de façon violente l'angle aval, générant des fluctuations de pression importantes correspondant à un rayonnement de nature dipolaire [12]. Le contenu fréquentiel est aussi plus riche dans ce cas du fait de la structure complexe du tourbillon. Pour le régime de cisaillement, le contenu fréquentiel montre la contribution du mode $n = 2$ de Rossiter et de ses premiers harmoniques, $St_1 = 0,76$ et $St_2 = 1,52$.

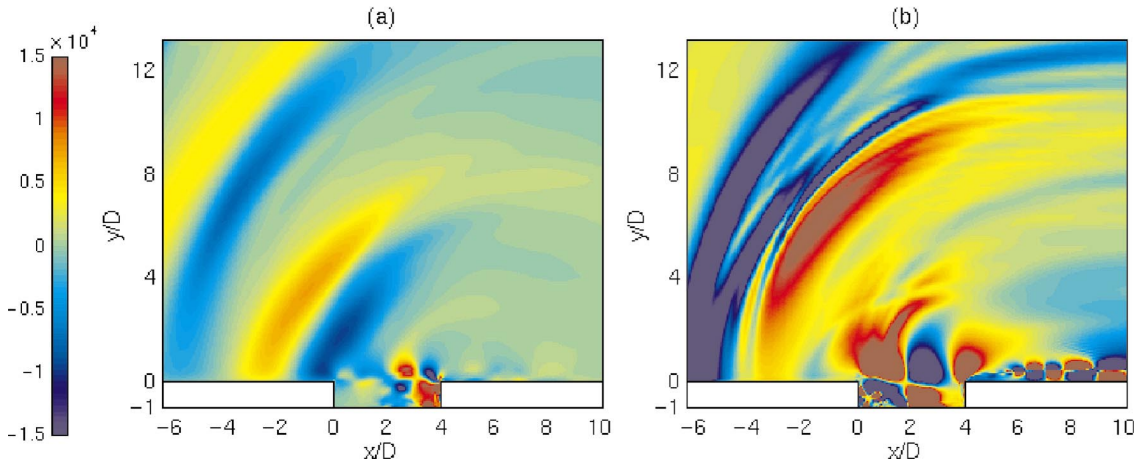


Figure 3. Comparaison de la dilatation calculée sur le domaine entier pour les configurations $L/D = 4$ avec (a) $L/\delta_\theta \approx 63$ et (b) $L/\delta_\theta \approx 280$. Niveaux de dilatation en s^{-1} .

Figure 3. Comparison of dilatation field on the entire domain for the configurations (a) $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$ and (b) $L/\delta_{\theta 2} \approx 280$. Levels are in s^{-1} .

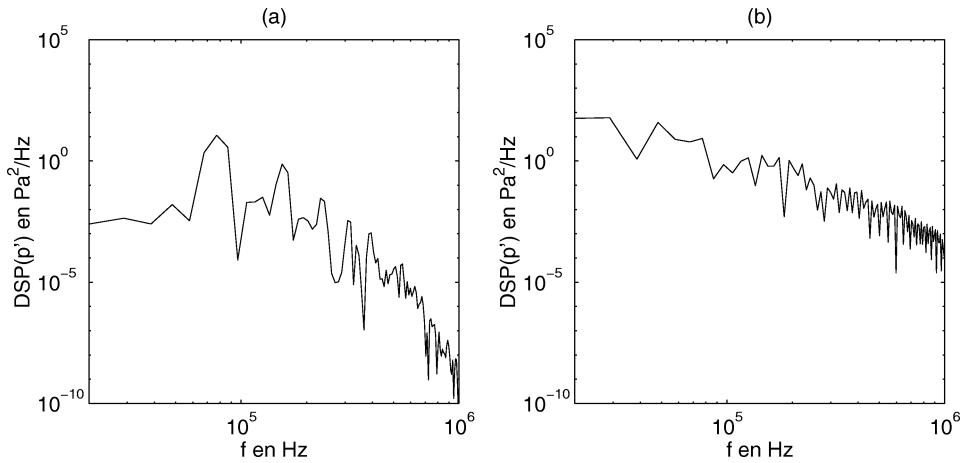


Figure 4. Spectres des fluctuations de pression acoustique à la limite du domaine de calcul ($x = 0,2D$, $y = 10D$) pour les configurations (a) $L/\delta_\theta \approx 63$ et (b) $L/\delta_\theta \approx 280$.

Figure 4. Fluctuating pressure spectra obtained at $x = 0,2D$ and $y = 10D$ for the configurations (a) $L/\delta_{\theta 1} \approx 63$ and (b) $L/\delta_{\theta 2} \approx 280$.

4. Conclusion et perspectives

La simulation numérique directe du rayonnement acoustique produit par un écoulement affleurant une cavité nous a permis de mettre en évidence les effets de l'écoulement sur le bruit rayonné en distinguant deux régimes de fonctionnement en fonction de l'épaisseur de la couche limite incidente : un régime de cisaillement, correctement décrit par une boucle de rétroaction, et un régime de sillage, qui s'accompagne d'une augmentation brutale du coefficient de traînée et d'un changement du comportement acoustique. Ces observations sont conformes aux essais de Gharib et Roshko pour des écoulements incompressibles sur des cavités axisymétriques. Le champ acoustique directement obtenu par résolution des équations de Navier-

Stokes constitue une solution de référence permettant d'évaluer des méthodes hybrides de prédiction du bruit aérodynamique, comme celle de Curle [13]. Ces calculs directs du bruit ouvrent également des perspectives intéressantes pour l'étude du contrôle des sources de bruit [3].

Remerciements. Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un Programme français de recherche et développement sur les transports terrestres (PREDIT) auquel participent la SNCF, EDF, PSA et l'École centrale de Lyon. Les calculs ont été réalisés sur le NEC SX-5 du Centre National de la Recherche Scientifique, mis à disposition par l'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique).

Références bibliographiques

- [1] Bogey C., Bailly C., Juvé D., Calcul direct du rayonnement acoustique d'une couche de mélange par macrosimulation, C. R. Acad. Sci. Paris Sér. Iib 327 (1999) 1029–1034.
- [2] Bogey C., Calcul direct du bruit aérodynamique et validation de modèles acoustiques hybrides, Thèse de doctorat, École centrale de Lyon, No 2000-11, 2000.
- [3] Kestens T., Etude numérique du contrôle adaptatif multivoies des instabilités aéroacoustiques des cavités, Thèse de doctorat, CERFACS, 1999 ; voir aussi AIAA Paper 98-2348.
- [4] Colonius T., Basu A.J., Rowley C.W., Numerical investigation of the flow past a cavity, AIAA Paper 99-1912, 1999.
- [5] Shieh M., Morris P.J., Parallel numerical simulation of subsonic cavity noise, AIAA Paper 99-1891, 1999.
- [6] Ahuja K.K., Mendoza J., Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature in cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes, NASA CR-4653, 1996.
- [7] Rizzetta D.P., Numerical simulation of supersonic flow over a three dimensional cavity, AIAA J. 26 (7) (1988) 799–807.
- [8] Bogey C., Bailly C., Juvé D., Computation of mixing layer noise using large eddy simulation, AIAA Paper 99-1871, 1999; accepted in AIAA J.
- [9] Hirsch C., Numerical computation of internal and external flows, in: Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows, Vol. 2, Wiley, 1990, Chapter 19.
- [10] Rossiter J.E., Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda, Technical Report 3438, 1964.
- [11] Gharib M., Roshko A., The effect of flow oscillations on cavity drag, J. Fluid Mech. 177 (1987) 501–530.
- [12] Powell T., On the edgetone, J. Acoust. Soc. Am. 33 (1961) 395–409.
- [13] Zhang X., Rona A., Lilley G.M., Far-field noise radiation from an unsteady supersonic cavity, AIAA Paper 95-040, 1995.