

Calcul direct du rayonnement acoustique d'une couche de mélange par macrosimulation

Christophe BOGEY, Christophe BAILLY, Daniel JUVÉ

LMFA, UMR CNRS 5509, École Centrale de Lyon, BP 163, 69131 Écully cedex, France

(Reçu le 22 mars 1999, accepté le 6 avril 1999)

Résumé. Un code de simulation des grandes échelles (ALESIA pour *Appropriate Large Eddy Simulation for Aeroacoustics*) a été développé pour calculer le bruit produit par l'appariement de tourbillons dans une couche de mélange bidimensionnelle. Le code est construit avec des techniques spécifiques à l'aéroacoustique numérique, afin de pouvoir exploiter le champ compressible donné par le calcul LES. Nous montrons que l'on obtient ainsi directement le rayonnement acoustique, sans modélisation de termes sources acoustiques comme pour les calculs de type analogie de Lighthill. Le caractère de quadrupôle tournant du bruit d'appariement est en particulier bien mis en évidence. © 1999 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

simulations des grandes échelles / aéroacoustique numérique / couche de mélange / appariement de tourbillons

Direct simulation of noise radiated by a mixing layer

Abstract. A Large Eddy Simulation code (ALESIA for *Appropriate Large Eddy Simulation for Aeroacoustics*) was developed to compute the noise radiated by vortex pairing in a 2-D mixing layer. The code uses numerical techniques specific to Computational AeroAcoustics (CAA) in order to obtain the compressible field with high precision. We show that it is possible to determine directly the acoustic radiation, and that vortex pairing noise corresponds to a rotating quadrupole source. © 1999 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

Large Eddy Simulation (LES) / Computational AeroAcoustics (CAA) / mixing layer / vortex pairing

Abridged English Version

Numerical simulation of aerodynamic noise generation and propagation is quite difficult. To ensure numerical accuracy, the numerical scheme must take into account the wave nature of the acoustic field. Special numerical boundary conditions are also required to minimise the reflection of waves back into the computation domain. Computational activities of this kind are generally referred to as Computational AeroAcoustics (CAA).

Note présentée par Geneviève COMTE-BELLOT.

Lighthill's acoustic analogy theory [1] casts the governing equations as a wave equation with source terms on the right side of the equation. The solution of this equation gives the acoustic far field in the form of an integral over the flow region. This approach has two main defects. First, it neglects all acoustic-flow interactions; i.e., convection and refraction effects are not accounted for. Second, it is easily applicable only to problems with simple geometries, since an explicit knowledge of the appropriate Green's function is required. Direct numerical computation of the acoustic fluctuations is an attractive alternative to the Lighthill theory. However, any direct numerical approach must overcome the problem of the difference in the orders of magnitude between aerodynamic and acoustic fluctuations in a flow [2]. Typically, acoustic fluctuations are four or more orders of magnitude smaller than the turbulent fluctuations. In addition, numerical boundary conditions have to be imposed at the artificial boundaries of the computation domain. The boundary treatment must allow the mean flow as well as the acoustic and other disturbances to leave without significant reflection. The aim of this study is to calculate directly the acoustic field generated by a mixing layer [3]. This is done by developing an LES code (ALESIA for Appropriate Large Eddy Simulation for Aeroacoustics) using special CAA Techniques.

In LES, only the larger scale motions are calculated. Smaller scale motions are taken into account by means of a subgrid scale model. In our code, Smagorinsky's model [4] is used. The DRP scheme of Tam and Webb [5] is used for spatial discretization. Time integration is carried out by a four step Runge-Kutta algorithm. This algorithm is highly stable, and has low storage requirement. The boundary conditions of Tam and Dong [6] are implemented. They are developed from the asymptotic solutions of Euler's equations. A sponge zone is added at the outflow boundary, using the Perfectly Matched Layer idea of Berenger [7]. A non-uniform mesh is used in the computation to meet the different resolution requirements in the near and far fields.

Vortex pairing is a known source of sound in subsonic low Reynolds number flows. The source behaves like a quadrupole, according to the works of Powell [9] and Mitchell [10]. Colonius [11] found that the frequency of sound radiation is the same as that of pairing. Here an LES of sound generation by vortex pairing is reported.

A subsonic two-dimensional mixing layer with hyperbolic-tangent profile is simulated. The speed of the slow and fast streams are $40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and $160 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, respectively. The Reynolds number based on the vorticity thickness $\delta_\omega(0)$ is equal to 12800. The mixing layer is excited at its fundamental frequency f_0 and its first subharmonic frequency $f_0/2$. f_0 may be calculated using the linear instability theory of Michalke [12]. Vortex pairings occur around $X = 70 \delta_\omega(0)$, as shown in *figure 1*. The pairing frequency is equal to $f_0/2$. *Figure 2* shows the dilatation field $\Theta = \nabla \cdot \mathbf{u}$ and the acoustic radiation field due to vortex pairing. The wave fronts are modified by the convection effect of the mean flow on the two sides of the mixing layer. *Figure 3* shows an enlarged picture of the pairing zone with the vorticity field superimposed on the dilatation field. The rotating quadrupole generated by the vortex pairing is also displayed. Its characteristic directivity and structure are as described by Powell [9] and Mitchell [10].

1. Introduction

Des progrès importants en simulation numérique des écoulements ont été accomplis depuis une vingtaine d'années, et ont permis la création de codes CFD (CFD pour *Computational Fluid Dynamics*) calculant assez précisément la turbulence et les caractéristiques aérodynamiques des écoulements. Le calcul du bruit d'origine aérodynamique reste néanmoins difficile, car l'aéroacoustique impose des contraintes numériques importantes, qui nécessitent le développement de techniques spécifiques. On parle pour ces méthodes de CAA ou *Computational AeroAcoustics*.

La première méthode de calcul de bruit, proposée par Lighthill [1] en 1952 avec son analogie acoustique, fait apparaître le bruit produit par un écoulement comme solution d'une équation de propagation en milieu homogène au repos, dans laquelle des termes sources aérodynamiques sont introduits dans le membre de droite. Une fonction de Green associée à la géométrie du problème permet d'obtenir une solution intégrale. Cette méthode est donc limitée aux configurations simples, où la fonction de Green est connue, et elle néglige les effets de l'écoulement moyen sur la propagation des ondes acoustiques.

Une alternative à cette méthode, appelée calcul direct acoustique, consiste à déterminer le champ acoustique par la résolution des équations de la mécanique des fluides, en calculant simultanément les fluctuations aérodynamiques et acoustiques. Cette démarche ambitieuse est récente, et exigeante au niveau numérique, comme le rappelle Tam [2], car elle doit prendre en compte des phénomènes physiques aux caractéristiques très différentes. Le schéma numérique doit en particulier être capable de calculer avec précision les fluctuations acoustiques, dont les amplitudes sont de 10^3 à 10^4 inférieures à celles des perturbations aérodynamiques. Le traitement des conditions aux limites se pose également de façon cruciale. Il doit minimiser les réflexions parasites créées aux frontières du domaine. Cependant, le calcul direct acoustique assure à la fois la génération et la propagation du bruit, et fait intervenir toutes les interactions entre les champs aérodynamiques et acoustiques.

Dans ce travail, on construit un code de Simulation des grandes échelles dédié à l'aéroacoustique (ALESIA pour *Appropriate Large Eddy Simulation for Aeroacoustics*). On utilise pour cela des techniques empruntées à l'aéroacoustique numérique [3] afin d'exploiter directement le champ compressible obtenu. Le cas d'une couche de mélange bidimensionnelle a été choisi, car c'est un écoulement simple et abondamment documenté dans la littérature. On souhaite, pour notre part, déterminer par calcul direct son rayonnement acoustique, et en particulier le bruit émis lors de l'appariement de deux tourbillons, pour retrouver le caractère quadripolaire des sources acoustiques d'origine aérodynamique.

2. Algorithme et méthodes numériques

Le code ALESIA bidimensionnel qui a été développé, résout les équations de Navier-Stokes en utilisant un modèle de sous-maille pour simuler les effets des petites structures turbulentes inférieures à la taille de la maille. Dans notre étude, le modèle proposé par Smagorinsky [4] est retenu : il met en œuvre une viscosité turbulente pour évaluer le tenseur des contraintes de sous-maille. L'intégration temporelle est faite par une méthode optimisée de Runge-Kutta en quatre étapes. Les flux eulériens sont discrétisés avec le schéma compact de Tam et Webb [5], peu dissipatif et peu dispersif, et les flux visqueux avec un schéma aux différences finies d'ordre 2. Un filtrage sélectif défini dans l'espace de Fourier [2] est appliqué pour dissiper les oscillations non supportées par le schéma numérique. Les conditions aux limites anéchoïques sont traitées avec les formulations asymptotiques des équations d'Euler données par Tam et Dong [6]. Enfin, il s'est révélé nécessaire de construire une zone éponge en sortie d'écoulement en utilisant la technique PML (*Perfectly Matched Layer*) proposée par Berenger [7]. Le code ALESIA inclut ainsi des techniques numériques spécifiques à l'aéroacoustique, pour effectuer le calcul direct des fluctuations acoustiques.

Le domaine de calcul est de 440×440 points. Le pas de discrétisation spatiale est variable pour pouvoir mailler la couche de mélange plus finement que le champ acoustique lointain.

3. Bruit d'appariement de deux tourbillons dans une couche de mélange

Le développement des écoulements à bas nombre de Reynolds est gouverné par le comportement des grosses structures turbulentes. Winant et Browand [8] ont décrit en 1974 les appariements de tour-

billons dans une couche de mélange, i.e. l'enroulement de deux tourbillons pour en former un seul, et ont suggéré que ce phénomène non linéaire constituait la source de bruit principale des écoulements subsoniques. Les appariements de tourbillons co-rotatifs constituent en effet une source de bruit de nature quadrupolaire comme l'ont démontré les travaux analytiques de Powell [9] et les simulations numériques de Mitchell [10]. Colonius [11] a montré numériquement qu'ils sont à l'origine, dans une couche de mélange entre deux fluides à Mach 0,25 et 0,5, d'un rayonnement à la fréquence des appariements. Pour cela, il a dû filtrer le résultat de sa simulation numérique directe précisément à cette fréquence. On se propose donc de simuler une couche de mélange par LES, pour obtenir directement le champ sonore rayonné par l'appariement de tourbillons.

On définit une couche de mélange présentant en entrée un profil de vitesse en tangente hyperbolique de la forme

$$U(y) = \frac{U_1 + U_2}{2} + \frac{U_2 - U_1}{2} \tanh\left(\frac{2y}{\delta_\omega(0)}\right)$$

où U_1 et U_2 sont respectivement les vitesses des écoulements lent et rapide, et $\delta_\omega(0)$ l'épaisseur de vorticité initiale de la couche de mélange. Une excitation est introduite en entrée à la fréquence f_0 , fréquence fondamentale correspondant à la plus grande amplification des instabilités, calculée par la théorie des instabilités linéaires de Michalke [12] et au premier sous-harmonique $f_0/2$. On fixe ainsi le lieu et la fréquence des appariements vers $X = 70 \delta_\omega(0)$, comme on le constate sur la *figure 1*. La zone éponge dissipe les tourbillons à partir de $X = 130 \delta_\omega(0)$ et interdit d'autres appariements en aval. Des vitesses $U_2 = 160 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $U_1 = 40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ont été choisies, pour un nombre de Reynolds $Re_\omega = \delta_\omega(0) \Delta U/\nu = 12\,800$. La fréquence d'excitation est égale à $f_0 = 8250 \text{ Hz}$, une longueur d'onde acoustique $\lambda_{f_0/2} = 51,5 \delta_\omega(0)$ est donc attendue.

On représente sur la *figure 2*, la dilatation $\Theta = \nabla \cdot \mathbf{u}$, correspondant au champ compressible, calculée sur tout le maillage. Des fronts d'ondes provenant de la zone des appariements apparaissent très nettement, et présentent une longueur d'onde acoustique en accord avec la fréquence $f_0/2$. La propagation acoustique subit les effets de convection par les écoulements, lent en bas et rapide en haut. Ils se traduisent par une ovalisation des fronts d'ondes, surtout visible sur la partie haute.

La *figure 3* se limite à la zone des appariements des tourbillons et superpose au niveau de la zone de cisaillement le champ de vorticité sur le champ de dilatation. Le champ de dilatation présente une structure en hélice, que l'on retrouve dans les travaux de Powell [9] et Mitchell [10]. On identifie ce mécanisme de génération de bruit comme un quadrupôle tournant produit par l'enroulement des deux tourbillons, la convection seule des structures ne produisant pas de bruit en subsonique. Le quadrupôle est centré sur l'appariement de deux tourbillons, et on distingue ses quatre lobes de directivité.

4. Conclusion et perspectives

Cette étude nous a permis de mettre en évidence les possibilités du calcul direct du bruit d'origine aérodynamique. Cette démarche prend en compte tous les phénomènes physiques, en particulier tous les couplages aérodynamique–acoustique, ce qui la rend attractive par rapport aux approches de type analogique. Cette technique est pour l'instant très peu utilisée, et le travail effectué ici est donc prometteur, même s'il est limité à une situation 2-D. Il rend correctement compte d'un mécanisme de génération de bruit qui est important pour les écoulements subsoniques, et même prépondérant à bas nombre de Reynolds. Un calcul tridimensionnel est cependant nécessaire pour simuler des écoulements réalistes, et le cas d'un jet circulaire est actuellement étudié pour aller dans cette direction.

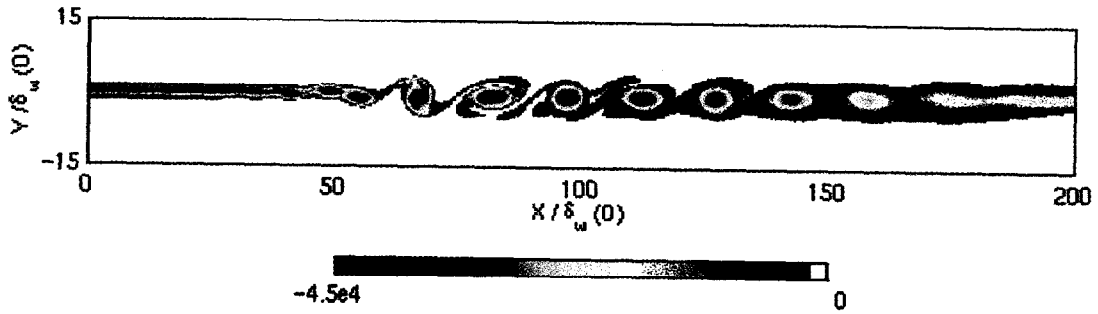


Figure 1. Représentation de la vorticité obtenue en excitant la couche de mélange à f_0 et $f_0/2$. Niveaux de vorticité donnés en s^{-1} .

Figure 1. Vorticity field computed by exciting the mixing layer at f_0 and $f_0/2$. Levels are given in s^{-1} .

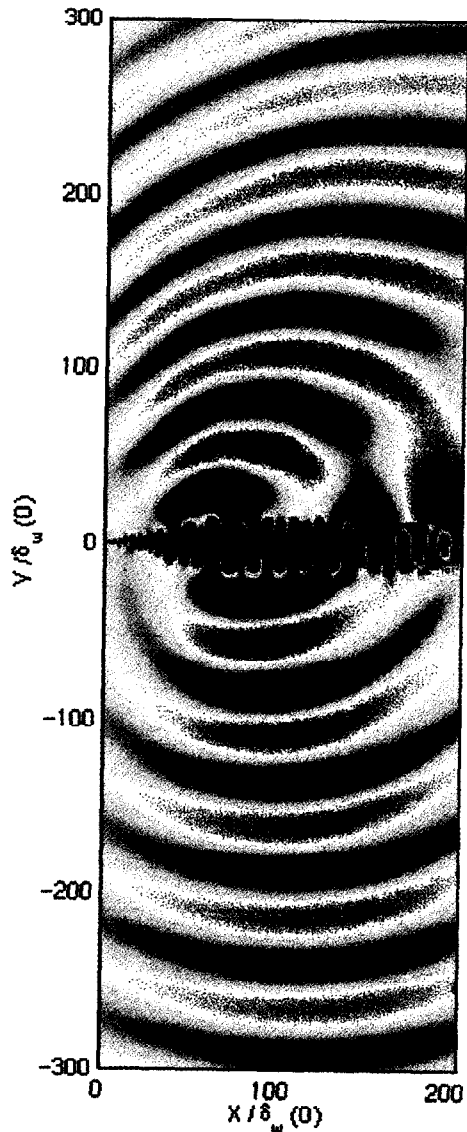


Figure 2. Représentation de la dilatation $\Theta = \nabla \cdot u$ obtenue sur le maillage entier. Niveaux de dilatation donnés en s^{-1} .

Figure 2. Dilatation field $\Theta = \nabla \cdot u$ computed on the whole calculation domain. Levels are given in s^{-1} .

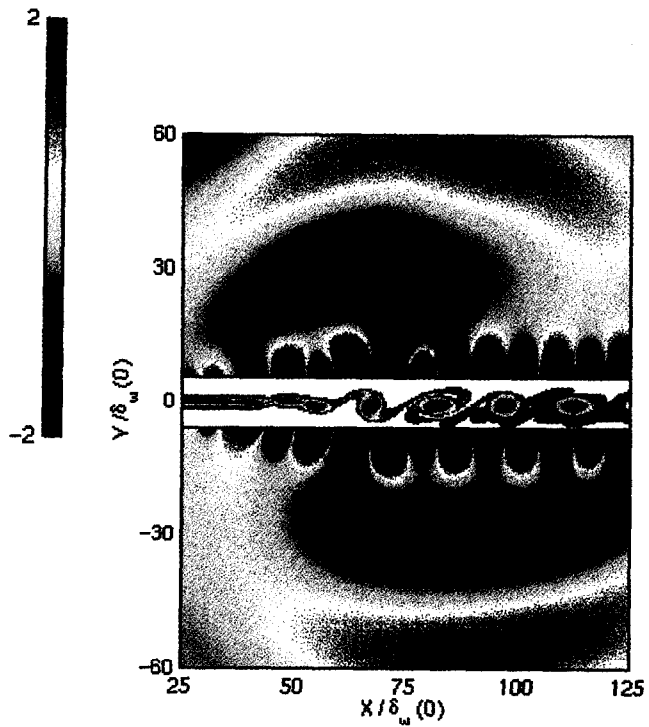


Figure 3. Représentation de la zone des appariements de tourbillons avec le champ de vorticité au centre de l'écoulement et de dilatation ailleurs. Utilisation des mêmes échelles que pour les deux figures précédentes.

Figure 3. Zoom on the vortex pairing zone: vorticity field in the mixing layer, dilatation field all around. Level scales of the two previous pictures are used.

Remerciements. Ce travail a été réalisé avec le soutien d'Électricité de France. Les calculs ont été effectués sur le Cray C98 du Centre national de la recherche scientifique, mis à disposition par l'Idris (Institut de développement et de recherches en informatique scientifique).

Références bibliographiques

- [1] Lighthill M.J., On sound generated aerodynamically - I. General theory, Proc. Roy. Soc. London 211 A1107 (1952) 564–587.
- [2] Tam C.K.W., Computational aeroacoustics: issues and methods, AIAA J. 33(10) (1995) 1788–1796.
- [3] Bogey C., Bailly C., Juvé D., Noise computation of a mixing layer using LES simulations, 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 10–12 May 1999, Seattle, WA, AIAA paper 99-1871.
- [4] Smagorinsky J.S., General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment, Mon. Weath. Rev. 91 (1963) 99–163.
- [5] Tam C.K.W., Webb J.C., Dispersion–relation–preserving finite difference schemes for computational acoustics, J. Comput. Phys. 107 (1993) 262–281.
- [6] Tam C.K.W., Dong Z., Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow, J. Comput. Acoustics 4 (2) (1996) 175–201.
- [7] Bérenger, J.-P., A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, J. Comput. Phys. 114 (1994) 185–200.
- [8] Winant C.D., Browand F.K., Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number, J. Fluid Mech. 63 (2) (1974) 237–255.
- [9] Powell A., Theory of vortex sound, J. Acoust. Soc. Am. 36 (1) (1964) 177–195.
- [10] Mitchell B.E., Lele S.K., Moin P., Direct computation of the sound from a compressible co-rotating vortex pair, J. Fluid Mech. 285 (1995) 181–202.
- [11] Colonius T., Lele S.K., Moin P., Sound generation in a mixing layer, J. Fluid Mech. 330 (1997) 375–409.
- [12] Michalke A., On the inviscid instability of the hyperbolic-tangent velocity profile, J. Fluid Mech. 19 (1964) 543–556.