

Simulation numérique de la propagation de signaux acoustiques basses fréquences dans l'atmosphère

Elena Deykina, Christophe Bailly, Christophe Bogey & Daniel Juvé

École Centrale de Lyon
Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, LMFA UMR CNRS 5509
36 avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully, France
elena.deykina@ec-lyon.fr

Résumé :

On présente un calcul démonstratif de la propagation de signaux acoustiques basses fréquences sur de grandes distances dans l'atmosphère. Les simulations numériques sont effectuées en résolvant directement les équations d'Euler linéarisées en 2-D. Le solveur est construit à partir de schémas explicites aux différences finies peu dispersifs et peu dissipatifs. Les caractéristiques de l'atmosphère utilisées pour la solution numérique ont été mesurées durant l'expérience « Misty Picture ». Les résultats de calcul sont présentés et interprétés à l'aide d'un tracé de rayons. Ce calcul préliminaire montre qu'il est possible de calculer fidèlement la propagation de signaux basses fréquences sur de grandes distances dans l'atmosphère en résolvant les équations d'Euler linéarisées avec un coût de calcul raisonnable.

Abstract :

A demonstrative numerical calculation of the long-range low-frequency sound propagation in atmosphere is presented. Direct solution of the linearized Euler equations in 2-D is used for the simulations. The solver is based on the low dispersive and low dissipative explicit finite difference schemes. Atmosphere characteristics necessary for numerical modeling are taken from measurements of the "Misty Picture" experiment. Numerical results are presented and discussed. A ray-tracing is also superimposed to analyze computed signals. Low-frequency sound propagation over large distances in atmosphere can be computed by solving directly the linearized Euler equations with reasonable computational cost.

Mots-clefs :

propagation atmosphérique de signaux basses fréquences ; équations d'Euler linéarisées ; aéroacoustique numérique

1 Introduction

La génération de sons basses fréquences, c'est-à-dire de fréquences inférieures au Hertz, est généralement associée à des événements naturels tels que les éruptions volcaniques ou l'entrée de météorites dans l'atmosphère, et également à des activités humaines comme le passage du mur du son par un avion ou la réalisation d'une explosion. Ces signaux acoustiques se propagent sur de très longues distances en suivant des chemins complexes compte tenu de la non homogénéité de l'atmosphère. Les modélisations les plus utilisées pour calculer ce type de propagation consistent à simplifier l'équation des ondes pour obtenir les équations des rayons en acoustique géométrique (Candel (1977)), ou bien encore une équation de type parabolique (Chevret *et al.* (1996), Jensen *et al.* (1994)). Le développement relativement récent de l'aéroacoustique numérique a permis de construire des solveurs performants pour la propagation des ondes sonores, et permet maintenant d'envisager des simulations de référence pour la propagation atmosphérique.

C'est dans ce cadre que l'on s'intéresse ici à la propagation d'ondes acoustiques émises par une source impulsionnelle placée au sol dans une atmosphère stratifiée, dont les caractéristiques

ont été mesurées durant l'expérience «*Misty Picture*» (Piserchia *et al.* (2004), Gainville *et al.* (2006)). Le calcul est effectué en résolvant directement les équations d'Euler linéarisées sur un domaine bidimensionnel de 450 km × 180 km en altitude.

2 Simulations numériques sur le cas «*Misty Picture*»

2.1 Équations d'Euler linéarisées en 2-D

On considère ici la propagation de signaux basses fréquences de faible amplitude. On résout les équations d'Euler linéarisées autour d'un écoulement moyen non homogène pour un gaz parfait. On note $\rho'(x, y, t)$, $p'(x, y, t)$, $\mathbf{u}'(x, y, t)$ et $\bar{\rho}(x, y)$, $\bar{p}(x, y)$, $\bar{\mathbf{u}}(x, y)$ les parties fluctuantes et moyennes de la masse volumique, la pression et la vitesse respectivement ; (x, y) désigne un point dans l'espace et t est le temps :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \mathbf{H} = \mathbf{S}. \quad (1)$$

Les vecteurs \mathbf{U} , \mathbf{E} , \mathbf{F} , \mathbf{H} et \mathbf{S} s'écrivent :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho' \\ \bar{\rho}u'_x \\ \bar{\rho}u'_y \\ p' \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho'\bar{u}_x + \bar{\rho}u'_x \\ \bar{u}_x\bar{\rho}u'_x + p' \\ \bar{u}_x\bar{\rho}u'_y \\ \bar{u}_xp' + \gamma\bar{p}u'_x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho'\bar{u}_y + \bar{\rho}u'_y \\ \bar{u}_y\bar{\rho}u'_x \\ \bar{u}_y\bar{\rho}u'_y + p' \\ \bar{u}_yp' + \gamma\bar{p}u'_y \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ (\bar{\rho}u'_x + \rho'\bar{u}_x)\frac{\partial\bar{u}_x}{\partial x} + (\bar{\rho}u'_y + \rho'\bar{u}_y)\frac{\partial\bar{u}_x}{\partial y} \\ (\bar{\rho}u'_x + \rho'\bar{u}_x)\frac{\partial\bar{u}_y}{\partial x} + (\bar{\rho}u'_y + \rho'\bar{u}_y)\frac{\partial\bar{u}_y}{\partial y} \\ (\gamma - 1)p'\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} - (\gamma - 1)\left[u'_x\frac{\partial\bar{p}}{\partial x} + u'_y\frac{\partial\bar{p}}{\partial y}\right] \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \frac{1}{c^2} \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \times s(t) \times f(x, y),$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques. Le vecteur \mathbf{S} est un terme source forçant le système homogène. Le signal temporel est de la forme $s(t) = 0.5 \sin(\omega_s t) [1 - \cos(0.5\omega_s t)]$ sur l'intervalle $0 \leq 2T_s$, où T_s est la période. La pulsation caractéristique de la source $\omega_s = 2\pi f_s$ est calculée avec $f_s = 0.1$ Hz. La position de la source est donnée par (x_s, y_s) et sa distribution spatiale est modélisée par une fonction gaussienne $f(x, y) = \exp[-(\log(2)/\sigma^2)((x - x_s)^2 + (y - y_s)^2)]$ de demi-largeur $\sigma = 900$ m.

2.2 Algorithme numérique

Pour la résolution numérique de problème on utilise un solveur 2-D en coordonnées cartésiennes. L'approximation des dérivées spatiales dans les équations (1) est effectuée à l'aide des schémas numériques aux différences finies d'ordre quatre sur onze points. Les coefficients des schémas sont choisis de façon à minimiser l'erreur de dispersion pour optimiser le calcul aéroacoustique (Bogey & Bailly (2004)).

Un filtrage sélectif est associé aux schémas spatiaux afin d'éliminer les oscillations hautes fréquences non résolues par les schémas numériques. Les points de bord sont traités avec des schémas spécifiques décentrés (Berland *et al.* (2007)). L'amplitude du filtrage est définie à partir du paramètre σ_d , qui doit être tel que $0 \leq \sigma_d \leq 1$. Pour les simulations présentées dans

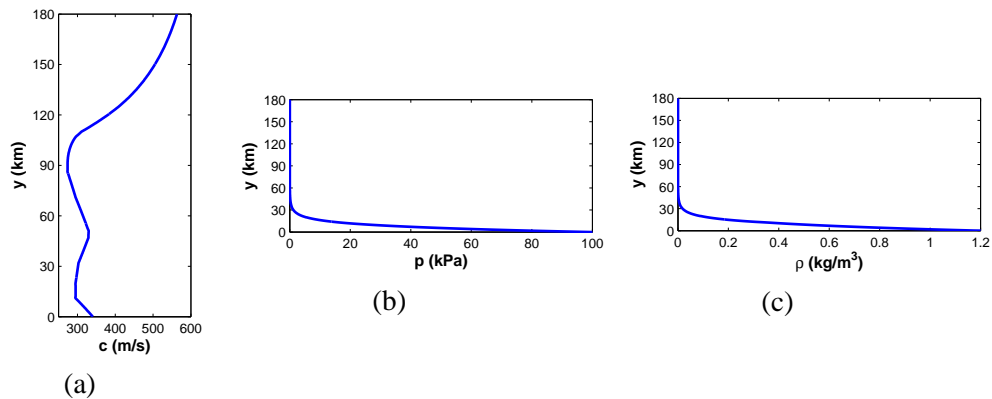


FIG. 1 – Écoulement moyen pour le cas « *Misty Picture* ». (a) Profil de vitesse du son dans l'atmosphère en fonction de l'altitude. (b) Profil de pression en fonction de l'altitude. (c) Profil de masse volumique de l'air en fonction de l'altitude.

ce travail on a $\sigma_d = 0.01$. Le maillage du domaine est représenté par 1515×606 points avec un pas de maillage $\Delta = 300$ m choisi de manière à modéliser la longueur d'onde minimale émise par la source sur au moins six points. Pour résoudre les équations d'Euler linéarisées en temps, on utilise un algorithme optimisé de type Runge-Kutta d'ordre quatre sur six étapes (Bogey & Bailly (2004)). Le pas de temps vérifie la condition de Courant-Friedrichs-Lewy, $\Delta t = \text{CFL} \times \Delta / \bar{c}_{max}$ avec un CFL = 0.8 dans tous les calculs de ce travail.

2.3 Conditions aux limites

Le bord inférieur du domaine de calcul est traité comme un sol parfaitement réfléchissant. Sur les trois autres bords, on applique alors les conditions aux limites de rayonnement permettant aux fluctuations acoustiques qui ont atteint ces bords de sortir sans réflexions significatives à l'intérieur du domaine de calcul. Pour cela, en suivant la méthode proposée par Tam & Webb (1993) on utilise la solution asymptotique des équations d'Euler linéarisées en champ lointain.

2.4 Données de « *Misty Picture* »

Les profils des champs moyens de pression, de masse volumique et de vitesse du son, en fonction de l'altitude sont ceux de l'expérience de « *Misty Picture* » (Piserchia *et al.* (2004), Gainville *et al.* (2006)), est sont représentés sur la figure 1. Pour le calcul on a interpolé ces profils de champs moyens par morceaux via des polynômes de Lagrange de degré 4, afin que l'ordre de l'erreur d'interpolation corresponde à l'ordre formel des schémas numériques utilisés.

3 Résultats

Le champ de pression calculé à partir des équations d'Euler linéarisées (1) est reporté sur la figure 2 pour différents temps de propagation. Cette représentation permet de visualiser l'évolution des fronts d'onde. Pour aider à l'interprétation de ces signaux, on a également superposé les trajectoires des rayons pour mettre en évidence les effets de réfraction par les différentes zones de l'atmosphère. Les équations des rayons (Candel (1977)) sont résolues numériquement avec l'algorithme de Runge-Kutta standard d'ordre quatre.

Sur l'image 2(c), on observe le début de la réfraction des rayons qui ont atteint des altitudes situées entre 110 et 180 km vers des altitudes plus basses. La zone de l'atmosphère comprise

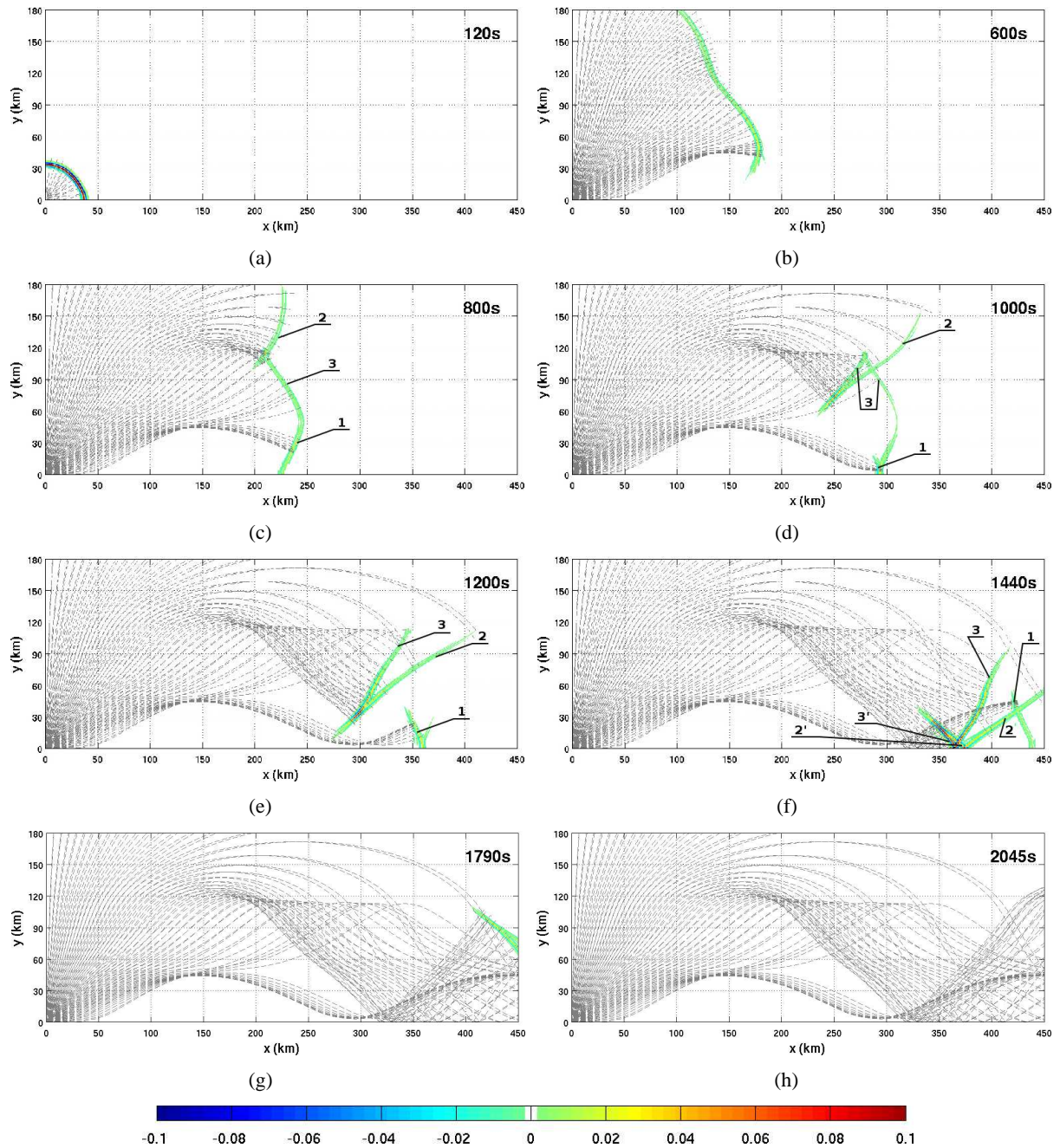


FIG. 2 – Champ de pression calculé avec les équations d’Euler linéarisées pour différents temps de propagation ($\Delta = 300$ m, $CFL = 0.8$ & $\sigma_d = 0.01$). On a superposé en gris un tracé de rayons. Les rayons sont lancés tous les 2° à partir d’un point source (x_r, y_r) , où $x_r = 0$, $y_r = 8\Delta = 4.67\sigma$. Plusieurs types d’ondes sont observables : 1 - ondes stratosphériques ; 2 - ondes thermosphériques réfractées entre 120 et 180 km d’altitude ; 2’ - réflexion au sol des ondes thermosphériques 2 ; 3 - ondes thermosphériques réfractées à une altitude d’environ 115 km ; 3’ - réflexion au sol des ondes thermosphériques 3.

entre 100 et 180 km d'altitude est appelée thermosphère, et les signaux réfractés dans cette zone sont généralement qualifiés de thermosphériques. Cette image illustre l'apparition d'une caustique pour une altitude de 115 km approximativement. La caustique représente des lieux de concentration de l'énergie des ondes. On note également sur cette image l'absence de fluctuations de pression entre 0 et 30 km d'altitude, ce qui correspond à une zone d'ombre.

L'image 2(d) montre l'apparition de fluctuations de pression aux basses altitudes, à proximité du sol. Cette fluctuation est associée aux ondes stratosphériques réfractées à une altitude de 40 km, dans la zone de l'atmosphère appelée stratosphère, située typiquement entre 20 et 45 km. Les ondes stratosphériques se propagent plus rapidement que d'autres types d'ondes car la vitesse du son est assez élevée à proximité du sol par rapport à sa valeur dans la stratosphère.

Les signaux reçus par les six capteurs de pression placés à l'abscisse $x = 400$ km, et aux points d'altitude : 2 km, 10 km, 20 km, 30 km, 40 km et 50 km sont tracés sur la figure 3. La représentation de la solution numérique sous cette forme rend pratique la comparaison avec les enregistrements d'infrasons dans l'atmosphère. Ces signaux peuvent s'interpréter à partir de la figure 2. Ainsi, les temps d'arrivées des maxima de différents types d'ondes sur les capteurs sont regroupés dans le tableau 1.

capteur	2 km	10 km	20 km	30 km	40 km	50 km
ondes stratosphériques (1)	1324 s	1330 s	1344 s	1359 s	1369 s	1374 s
ondes thermosphériques (2)	1486 s	1466 s	1438 s	1410 s	1384 s	1359 s
ondes thermosphériques (2')	1495 s	1520 s	1543 s	1570 s	1596 s	1619 s
ondes stratosphériques (3)	1533 s	1520 s	1501 s	1484 s	1469 s	1460 s
ondes stratosphériques (3')	1533 s	1548 s	1569 s	1589 s	1608 s	1626 s

TAB. 1 – Estimation des temps d'arrivées des maxima de différents types d'ondes sur les capteurs placés en $x = 400$ km, voir aussi la figure 3.

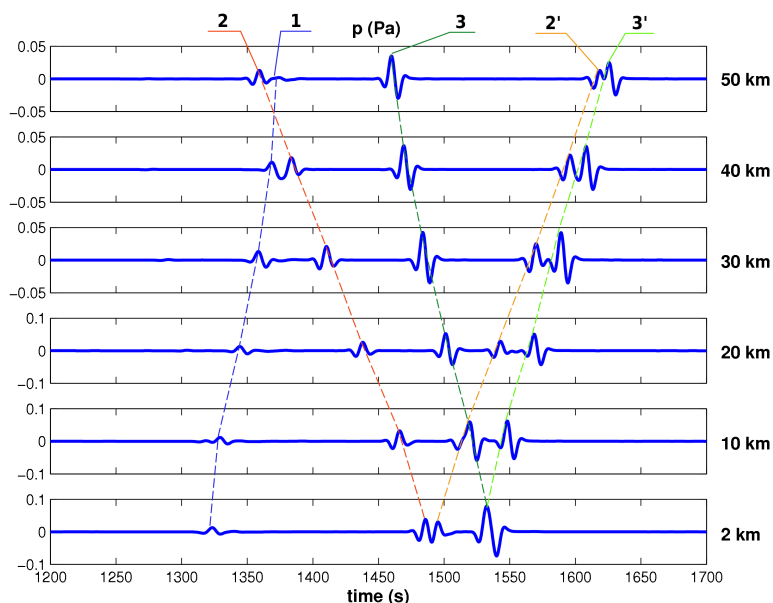


FIG. 3 – Signaux de pression en $x = 400$ km pour différentes altitudes ($\Delta = 300$ m, CFL= 0.8 & $\sigma_d = 0.01$). 1 - ondes stratosphériques ; 2 - ondes thermosphériques réfractées entre 120 et 180 km d'altitude ; 2' - réflexion au sol des ondes thermosphériques 2 ; 3 - ondes thermosphériques réfractées à une altitude d'environ 115 km ; 3' - réflexion au sol des ondes thermosphériques 3.

On a comparé les résultats obtenus avec les résultats tirés des travaux du CEA sur cette même configuration, et avec des simulations similaires (Piserchia *et al.* (2004), Gainville *et al.* (2006)). La propagation des fronts d'ondes pour le champ de pression correspond à celle observée sur la figure 2. La signature des signaux de pression ainsi que les temps d'arrivées sont aussi en accord avec les résultats reportés sur la figure 3. Cependant, on a réussi à améliorer les conditions aux limites pour diminuer sensiblement la réflexion parasite du signal le long du bord supérieur du domaine de calcul lorsque le front d'onde est en incidence rasante.

Pour évaluer la dépendance en terme de maillage on a effectué un calcul en doublant la résolution spatiale $\Delta = 150$ m, et par conséquent aussi la résolution temporelle pour garder un nombre CFL identique, tous les autres paramètres étant conservés. Aucune différence significative a été observé par rapport aux résultats du calcul de référence de la figure 2, comme le confirme par ailleurs le calcul du résidu de pression sur le domaine de calcul.

4 Conclusions

La résolution directe des équations d'Euler linéarisées a permis de calculer la propagation d'ondes acoustiques sur de grandes distances dans l'atmosphère, avec un coût de calcul raisonnable (environ 5h CPU sur une station de travail à 3.2 GHz avec un biprocesseur Intel Xeon Dual Core sous Linux). Cette simulation représente une première solution de référence et sera poursuivie par l'étude de l'influence sur la propagation atmosphérique de différents paramètres physiques, tels que l'absorption atmosphérique et l'interaction possible avec les ondes de gravité (Lighthill (1978)).

5 Remerciement

Ce travail est réalisé dans le cadre du groupe de travail MOPA (MOdélisation de la Propagation Atmosphérique), avec le soutien financier du CEA (Pierre-Franck Piserchia).

Références

- Berland, J., Bogey, C., Marsden O., Bailly, C., 2007, High-order, low dissipative and low dispersive explicit schemes for multiple-scale and boundary problems. *J. Comput. Phys.*, available on-line 1-26.
- Bogey, C., Bailly, C., 2004, A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for noise computation. *J. Comput. Phys.*, **194**(1), 194-214.
- Candel, S.M., 1977, Numerical solution of conservation equations arising in linear wave theory : application to aeroacoustics. *J. Fluid Mech.*, **83**(3), 465-493.
- Chevret, P., Blanc-Benon, P., Juvé, D., 1996, A numerical model for sound propagation through a turbulent atmosphere near the ground. *J. Acous. Soc. Am.*, **100**(6), 3587-3599.
- Gainville, O., Piserchia, P.-F., Blanc-Benon, P. & Scott, J., 2006, Ray tracing for long range atmospheric propagation of infrasound. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 8-10th May, Cambridge, Massachusetts, AIAA Paper 2006-2451.
- Jensen, F.B., Kuperman, W.A., Porter, M.B. & Schmidt, H., 1994, *Computational ocean acoustics*. AIP Press, New York.
- Lighthill, J., 1978, *Waves in fluids*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Piserchia, P.-F., Roche, R., Aballea, F., Defrance, J., 2004, Numerical modeling of infrasound propagation at very long distance. *11th Long Range Sound Propagation Symposium*. 1-2.
- Tam, C.K.W., Webb, J.C., 1993, Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational acoustics. *J. Comput. Phys.*, **107**, 262-281.