

Étude numérique de la propagation des infrasons en haute atmosphère

G. HANIQUE-COCKENPOT^a, C. BAILLY^a, C. BOGEY^a, O. MARSDEN^a

a. Centre Acoustique - LMFA, Ecole Centrale de Lyon, 36 av. Guy de Collongue, 69134 Ecully

Résumé :

On étudie la propagation des infrasons dans l'atmosphère par résolution temporelle des équations de la mécanique des fluides compressibles en s'appuyant sur des algorithmes développés pour l'aéroacoustique. Le solveur est d'abord présenté et la validité des méthodes numériques est brièvement discutée. Puis un modèle d'atmosphère basé sur les travaux de Sutherland & Bass et les données expérimentales de Reed *et al.* est implémenté. Une source reproduisant la signature des explosions est aussi proposée. Finalement, on confronte la simulation à une expérience à l'échelle 1 (expérience Misty-Picture, Nouveau-Mexique, USA).

Abstract :

Infrasound propagation in the Earth atmosphere is numerically studied by solving compressible fluid mechanics equations in the time domain. First, the solver is introduced and the numerical methods are briefly discussed. Secondly, an atmospheric model based on Sutherland & Bass works and experimental data from Reed *et al.* is implemented. A source term reproducing explosive signatures is also proposed. Finally, the simulation is compared to a full scale experience (Misty-Picture experience, New-Mexico, USA).

Mots clefs : propagation infrasonore ; calcul numérique direct ; expérience Misty-Picture

1 Introduction

On présente dans cette étude une simulation temporelle de la propagation sonore par résolution des équations de la mécanique des fluides en s'appuyant sur les algorithmes développés pour l'aéroacoustique. La propagation des signaux infrasonores sur de grandes distances dans l'atmosphère, typiquement de l'ordre de 1000 km, nécessite en effet de prendre en compte l'importance des effets non-linéaires, la dissipation thermovisqueuse [8] et l'advection par les vents atmosphériques. Dans une première partie, le solveur est présenté. Dans un second temps, un modèle d'atmosphère complet, adapté à la simulation numérique directe, est développé sur la base des travaux de Sutherland & Bass [14] et des données expérimentales de Reed *et al.* [12]. Par ailleurs, un modèle de source reproduisant la signature des ondes issues d'explosions est aussi proposé. Les simulations 2D entreprises reproduisent une expérience de propagation infrasonore bien documentée, réalisée au Nouveau-Mexique (expérience Misty-Picture [1, 10, 11, 12]). L'influence des vents est finalement discutée et les résultats numériques sont confrontés aux résultats expérimentaux.

2 Modélisation & méthodes numériques

2.1 Système d'équations

Le système est constitué des équations usuelles de la mécanique des fluides instationnaires, soit les équations de conservation de la masse (1), de conservation de la quantité de mouvement (2) et de conservation de l'énergie (3) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} + \rho \mathbf{g}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho e + p) \mathbf{v}] = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}} \cdot \mathbf{v}) - \nabla \cdot (-\kappa \nabla T) \quad (3)$$

La fermeture de ce système est réalisée en utilisant la loi des gaz parfaits (4) et la définition usuelle de l'énergie du fluide (5) :

$$p = \rho r T \quad (4)$$

$$\rho e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \|\mathbf{v}\|^2 \quad (5)$$

Le tenseur des contraintes visqueuses $\bar{\bar{\tau}}$, incluant les effets des viscosités de cisaillement μ et de volume μ_B , est donné par la relation :

$$\bar{\bar{\tau}} = \mu \left[(\nabla \mathbf{v}) + {}^T (\nabla \mathbf{v}) \right] + \left(\mu_B - \frac{2}{3} \mu \right) (\nabla \cdot \mathbf{v}) \bar{\bar{I}} \quad (6)$$

Enfin, le champs gravitationnelle terrestre $\mathbf{g} = -g(z)\vec{e}_z$ est défini par la relation :

$$g(z) = g_0 \left(\frac{R_T}{R_T + z} \right)^2 \quad (7)$$

avec $g_0 \simeq 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ l'accélération de la gravité au sol et $R_T \simeq 6378 \text{ km}$ le rayon moyen de la Terre.

2.2 Méthodes numériques

L'intégration temporelle explicite est réalisée par une méthode Runge-Kutta optimisée d'ordre 2 à 6 sous-étapes [2] et de pas temporel $\Delta t = 0.2 \text{ s}$. Les dérivées spatiales sont estimées par un schéma aux différences finies peu dispersif, centré et optimisé d'ordre 4 à 11 points [2]. Le domaine 2D implémenté est de 4201×1001 points avec un pas spatial $\Delta x = \Delta z = 200 \text{ m}$. Un filtre sélectif explicite optimisé d'ordre 4 à 11 points [3] est utilisé pour supprimer les oscillations hautes fréquences non résolues, son intensité σ_f (comprise entre 0 et 1) est fixée à 1. La dissipation numérique engendrée par ces méthodes est exprimée en Neper par mètre par la relation :

$$\alpha_{num} = \frac{1}{c_0 \Delta t} \left[\ln \left(\frac{1}{G_{RK}} \right) + \ln \left(\frac{1}{G_{FS}} \right) \right] \quad (8)$$

avec G_{RK} et G_{FS} les gains respectifs de la méthode Runge-Kutta et du filtre sélectif, donnés par les relations :

$$G_{RK}(\omega \Delta t) = 1 + \sum_{j=1}^6 \gamma_j (i\omega \Delta t)^j \quad G_{SF}(k \Delta x) = 1 - \sigma_f \sum_{j=-5}^5 d_j e^{ijk \Delta x}$$

où les γ_j sont les coefficients de la méthode Runge-Kutta et les d_j les coefficients du filtre sélectif. La dissipation numérique en fonction de l'altitude est comparée à la dissipation théorique par les flux thermovisqueux pour une onde acoustique de fréquence 0.1 Hz à la figure 1.f. On s'assure ainsi que la dissipation numérique reste marginale et ne masque pas les effets thermovisqueux significatifs (voir aussi [8]).

En outre, une méthode de capture et de filtrage des chocs [4] est employée pour permettre des calculs de propagation non linéaire. Le seuil de déclenchement du filtrage non linéaire a été fixé empiriquement par des simulations 1D à $r_{th} = 3.5 \times 10^{-6}$ et l'on applique le filtre optimisé d'ordre 4, $Fo4$. Par ailleurs, les conditions limites de rayonnement de Tam & Dong [15] sont utilisées aux frontières libres du domaine et sont complétées de zones éponges dissipatives. Le sol est modélisé par une condition de paroi adiabatique non glissante. L'ensemble de la procédure a été validée dans des cas 1D et 2D [8]. Afin d'entreprendre des calculs de propagation à très longue distance une méthode de déplacement du domaine de calcul a été implémentée. Le déplacement de cette fenêtre est préalablement optimisé à l'aide d'un calcul de tracé de rayons.

3 Modèle atmosphérique pour la simulation numérique

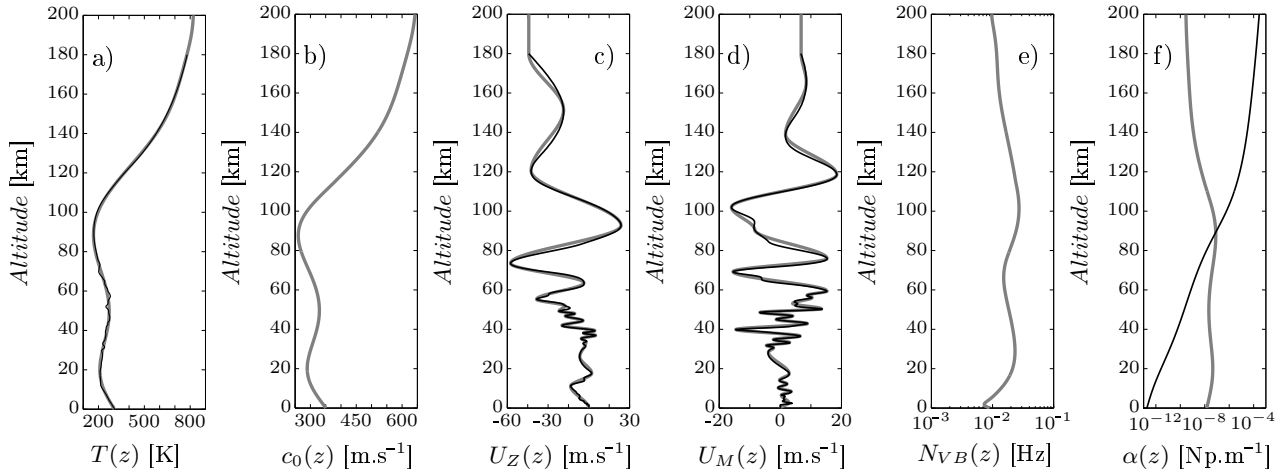


FIG. 1 – Profils verticaux de température (a), de vitesse du son (b), de vent zonal (c), de vent méridional (d), de fréquence de Väisälä-Brunt (e) & de la dissipation numérique et thermovisqueuse (f) (figures (a) à (e) : (—) modèle proposé, (—) données semi-expérimentales de Reed *et al.* [12] ; figure (f) : (—) dissipation numérique, (—) dissipation thermovisqueuse pour $f_s = 0.1$ Hz).

a_0	$3.034270216171360e + 02$	a_1	$-7.420313544320894e + 00$	a_2	$-1.022993439334511e - 01$
a_3	$2.016079207381109e - 02$	a_4	$-4.852503252052695e - 04$	a_5	$3.051170986091595e - 06$
a_6	$3.161810573021531e - 08$	a_7	$-5.974603355559857e - 10$	a_8	$3.705492229384098e - 12$
a_9	$-1.059614430774653e - 14$	a_{10}	$1.179621147314496e - 17$		

TAB. 1 – Coefficients de $T(z) = \sum_{i=0}^{10} a_i z^i$ (avec z en km) .

Un modèle atmosphérique réaliste complet est implémenté. La composition chimique du modèle atmosphérique de Sutherland & Bass [14] est reproduite. Le profil de température $T(z)$ est défini par un polynôme d'ordre 10 interpolant de 0 à 200 km d'altitude les données semi-expérimentales de Reed *et al.* [12] établies lors de l'expérience Misty-Picture. Les coefficients du polynôme $T(z)$ sont rapportés à la table 1 et le profil de température obtenu est tracé à la figure 1.a. Le profil de pression $p(z)$ est ensuite calculé par intégration de la loi hydrostatique :

$$\frac{\partial}{\partial z} \ln p(z) = -\frac{g(z)M(z)}{RT(z)} \quad (9)$$

et le profil de masse volumique est finalement obtenu par la loi des gaz parfaits (4). D'autre part, les profils verticaux des grandeurs thermophysiques $\mu(z)$, $\mu_B(z)$, $\kappa(z)$ et $\gamma(z)$ sont calculés à partir des relations définies par Sutherland & Bass [14] et ne dépendent que de la température. Le profil vertical de vitesse du son $c_0(z)$ résultant est tracé à la figure 1.b.

Des profils de vents moyens sont établis dans la direction zonale (de l'ouest vers l'est) et dans la direction méridionale (du sud vers le nord). Ces profils sont définis par tranches d'atmosphère en interpolant les données semi-expérimentales de Reed *et al.* [12] par des polynômes d'ordre 3 dont les coefficients assurent la continuité et la dérivabilité du profil complet. Les deux profils obtenus sont reproduits aux figures 1.c & 1.d.

La stabilité du modèle atmosphérique peut être mise en valeurs : *primo*, par l'erreur relative sur l'équation hydrostatique err_ρ résultant de l'erreur numérique induite par l'intégration de la relation (9) ;

secondo, par le carré de la fréquence de Väisälä-Brunt N_{VB}^2 défini positif dès lors que la stratification est stable [9]; *tertio*, par le nombre de Richardson Ri qui formule le rapport entre la stabilité intrinsèque de la stratification et les instabilités potentielles résultant du cisaillement de l'écoulement.

$$err_\rho = \left| \rho + \frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial z} \right| \rho^{-1} \quad N_{VB}^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{g^2}{c_0^2} \quad Ri = N_{VB}^2 \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^{-2}$$

Quelque soit l'altitude, $N_{VB}^2 > 0$ et $\mathcal{O}(err_\rho) \simeq 10^{-6} \%$, le modèle d'atmosphère au repos est donc intrinsèquement stable. De plus, quelque soit la direction et l'altitude, $Ri > 1$, les vents n'introduisent donc pas d'instabilités [5]. Le profil vertical de N_{VB} est reproduit à la figure 1.e.

4 Modèle de source

Un modèle de source reproduisant la signature caractéristique des ondes acoustiques issues d'explosions de fortes amplitudes est proposé. Le signal source $S(t)$ (cf. relation (10)) est implémenté par un rappel sur l'équation (3) avec un support spatial gaussien de demi-largeur Δx et $f_s = 0.1$ Hz.

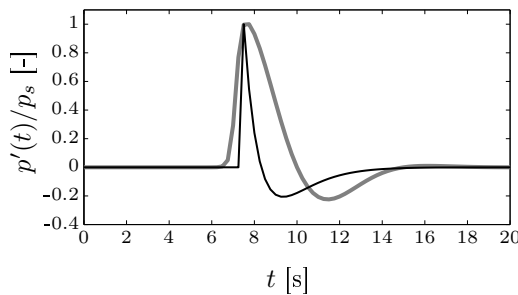


FIG. 2 – Signal source ((—) modèle proposé, (—) modèle de Gainville [10]).

$$S(t) = p_s \times A(t) \times B(t) \times C(t) \quad (10)$$

avec :

$$\begin{cases} A(t) = -\sin(\omega_s t) \\ B(t) = \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{|t - t_D|}{\sigma_t T_s} \right)^n \right] \\ C(t) = \frac{1}{2} \left[\tanh \left(\pi \frac{t - t_D + 0.5t_m}{t_m} \right) + 1 \right] \end{cases}$$

$\omega_s = 2\pi f_s$ et $T_s = 1/f_s$ sont la pulsation et la période de la source et $t_D = 0.75T_s$ une constante. Les paramètres du modèle sont σ_t et n qui pilotent le retour à 0 de $S(t)$ et t_m qui définit le temps de montée. Les paramètres sont fixés pour reproduire au mieux la signature temporelle du modèle de Kinney paramétré par Gainville dans le cas de l'expérience Misty-Picture [7, 10] sans toutefois compromettre la stabilité numérique, ainsi $\sigma_s = 2.6$, $n = 1.5$ et $t_m = 4\Delta t$. La signature temporelle du signal source est reproduite à la figure 2 et est comparée au modèle de référence.

Du fait que les simulations sont réalisées en 2D, le choix de l'amplitude ne doit pas induire une surestimation des effets non linéaires en haute atmosphère. À partir de considérations théoriques [6, 13] quant à l'évolution rapport $\Delta p/p_0$ à la verticale de la source dans des cas 2D et 3D, on fixe l'amplitude de la source p_s pour des simulations 2D à 20 Pa. L'amplitude de la source expérimentale choisie comme référence est de 1800 Pa [10].

5 Résultats

Cinq calculs sont entrepris, un par direction cardinale incluant les vents et un calcul sans vent. La figure 3 représente la carte des pertes par transmission relevées au sol dans les directions cardinales puis extrapolées sur les azimuts intermédiaires. Pour les propagations vers le nord ou l'ouest, le vent est portant, les phases stratosphériques sont réfractées, la focalisation est intense, les caustiques et les zones d'ombre sont marquées. Dans ces directions, des niveaux acoustiques important sont relevés au delà de 1000 km. À l'inverse, pour une propagation vers l'est ou le sud, avec vent défavorable, les phases stratosphériques ne sont plus réfractées, la focalisation est moins intenses et les zones d'ombres sont restreintes. Dans ces directions, les niveaux acoustiques deviennent très faibles au delà de 1000 km. Ces observations sont conformes à l'expérience [1, 10, 11]. Par ailleurs, les fluctuations des vents en moyenne atmosphère sont à l'origine de multiples réflexions et réfractions partielles qui génèrent des séries de fronts géométriquement similaires du fait des guides d'ondes (cf. figure 4).

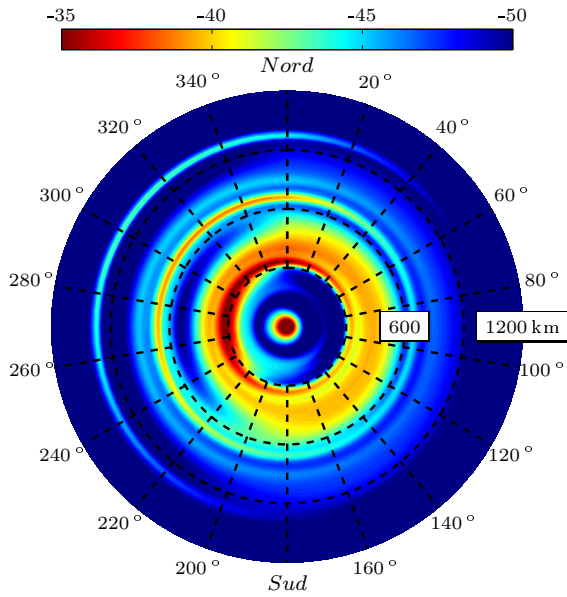


FIG. 3 – Carte des pertes par transmission relevées au sol dans les directions cardinales et extrapolées, en dB.

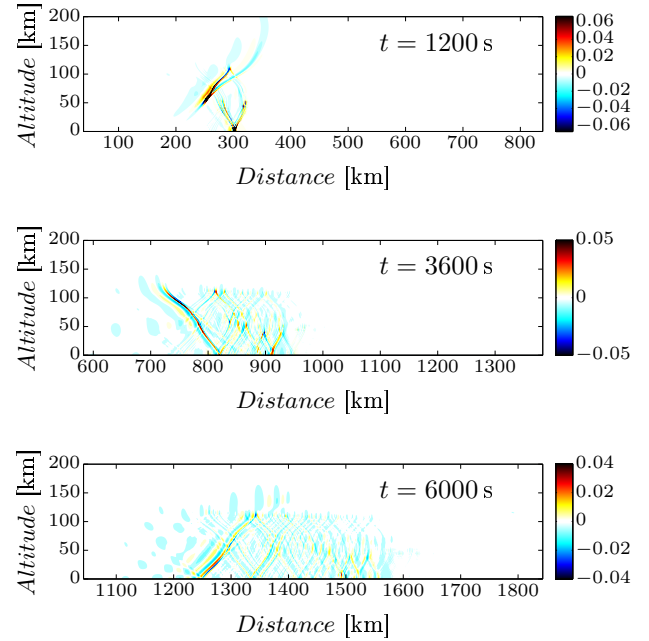


FIG. 4 – Champs de pression acoustique instantanés $p'/\sqrt{\rho_0}$. Propagation de l'est vers l'ouest.

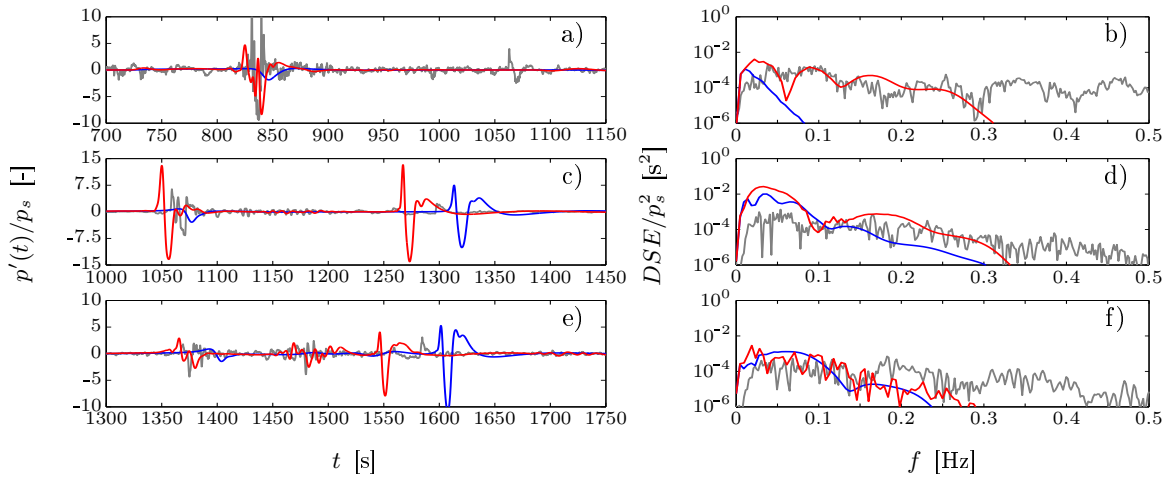


FIG. 5 – Signaux acoustiques normalisés par l'amplitude de la source & densités spectrales normalisées associées, enregistrés à 247 km à l'ouest (a & b, Alpine station), 323 km à l'ouest (c & d, White River station), 431 km à l'ouest (e & f, Roosevelt station) ((—) calcul sans vent, (—) calcul avec vent, (—) expérience Misty-Picture).

On observe un bon accord entre les enregistrements de l'expérience Misty-Picture [1, 11] et ceux obtenus par calcul direct (cf. figure 5). Les temps d'arrivée sont assez bien reproduits, ainsi que les signatures caractéristiques des différentes phases. Les signatures spectrales sont semblables sur la gamme des fréquences résolues par la méthode numérique ($f < 0.35$ Hz). Toutefois, l'amplitude de certaines phases calculées est supérieure aux amplitudes expérimentales. On attribue en partie cette surestimation à la décroissance en $1/\sqrt{R}$ de l'amplitude des ondes cylindriques (2D) par rapport à la décroissance en $1/R$ de l'amplitude des ondes sphériques (3D).

6 Conclusion

L'objectif de cette étude était de proposer une simulation numérique de la propagation des infrasons par la résolution des équations de la mécanique des fluides compressibles. À cette fin, une méthode de calcul directe optimisée a été implémentée et un modèle atmosphérique adapté et réaliste a été proposé sur la base de données semi-expérimentales. Enfin, un modèle de source spécifique a été développé pour reproduire les signatures explosives.

Des simulations 2D ont alors été entreprises pour chaque direction cardinale et les effets des vents atmosphériques ont été brièvement discutés. Par ailleurs, les résultats numériques ont été confrontés à une expérience à l'échelle 1 très documentée. Les similitudes entre les solutions calculées et les enregistrements expérimentaux suggèrent l'intérêt des méthodes de calcul directes optimisées pour l'étude de la propagation des infrasons, mais encore la possibilité de les utiliser pour déterminer des solutions numériques de référence utiles pour développer des méthodes numériquement moins coûteuse.

Références

- [1] E. Blanc. Mesures ionosphériques et microbarographiques - expérience Misty-Picture. Technical Report 370/88, CEA, 1988.
- [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] C. Bogey and C. Bailly. On the application of explicit spatial filtering to the variables or fluxes of linear equations. *J. Comput. Phys.*, 225(2) :1211–1217, 2007.
- [4] C. Bogey, N. de Cacqueray, and C. Bailly. A shock-capturing methodology based on adaptative spatial filtering for high-order non linear computations. *J. Comput. Phys.*, 228(5) :1447–1465, 2009.
- [5] K.A. Browning. Structure of the atmosphere in the vicinity of large-amplitude Kelvin-Helmholtz billows. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 97(413) :283–299, 1971.
- [6] B.O. Enflo and C.M. Hedberg. *Theory of nonlinear acoustics in fluids*. Kluwer Academic Publishers, 2002. ISBN 1-4020-0572-5.
- [7] O. Gainville. *Modélisation de la propagation atmosphérique des ondes infrasonores par une méthode de tracé de rayons non linéaires*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2008. N° 2008-07.
- [8] G. Hanique-Cockenpot, C. Bailly, C. Bogey, and O. Marsden. Intégration de la relaxation dans les équations de Navier-Stokes pour la propagation sonore. In *10ème Congrès Français d'Acoustique*, 2010.
- [9] J. Lighthill. *Waves in fluids*. Cambridge University Press, 1978. ISBN 0-521-01045-4.
- [10] Gainville O., Blanc-Benon P., Blanc E., Roche R., Millet C., Le Piver R., Despres B., and Piserchia P.F. *Misty-Picture : a unique experiment for the interpretation of the infrasound propagation from large explosive sources (chap. 18) In Infrasound monitoring for atmospheric studies*. Springer Dordrecht, 2010. ISBN 978-1-4020-9507-8.
- [11] B. Rascalou. Étude détaillée des mesures microbarographiques - expérience Misty-Picture. Technical Report 24/89/Et, CEA, 1989.
- [12] J.W. Reed, H.W. Church, and T.W. Huck. Misty-Picture weather-watch and microbarograph project : experiments 9412-14-18. Technical Report Sand-87-2978c, Sandia National Laboratories, 1987.
- [13] J.F. Scott. Uniform asymptotics for spherical and cylindrical nonlinear acoustic waves generated by a sinusoidal source. *Proc. R. Soc. Lond.*, 375(1761) :211–230, 1981.
- [14] L.C. Sutherland and H.E. Bass. Atmospheric absorption in the atmosphere up to 160 km. *J. Acoust. Soc. Am.*, 115(3) :1012–1032, 2004.
- [15] C.K.W. Tam and Z. Dong. Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow. *J. Comput. Acoustics*, 4(2) :175–201, 1996.