

Modélisation de la propagation acoustique en milieu extérieur complexe : Effets atmosphériques

Benjamin Cotté, Philippe Blanc-Benon

LMFA, UMR CNRS 5509

Ecole Centrale de Lyon

36, avenue Guy de Collongue

69134 Ecully CEDEX

E-mail : benjamin.cotte@ec-lyon.fr

E-mail : philippe.blanc-benon@ec-lyon.fr

Résumé

Cet article présente quelques évolutions récentes des modèles de propagation acoustique pour la prise en compte des effets atmosphériques. Deux types de modèles sont particulièrement bien adaptés dans ce contexte : les modèles basés sur l'équation parabolique dans le domaine fréquentiel, et ceux basés sur une résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel. Différents exemples sont présentés, illustrant comment les effets atmosphériques de réfraction et de diffusion peuvent être modélisés. On montre également qu'il est possible de prendre en compte certaines caractéristiques du bruit des transports (bruit large bande, mouvement de la source) dans les modèles de propagation acoustique.

Abstract

This paper presents recent developments in the modelling of atmospheric effects on acoustic propagation. Two types of propagation models are well suited in this context: models based on the parabolic equation in the frequency domain, and models based on solving the linearized Euler equations in the time domain. Several examples are presented, showing how refraction and scattering effects of the atmosphere can be modelled. It will also be shown that some of the characteristics of transportation noise (broadband noise, moving source) can be taken into account in sound propagation models.



- les variations lentes, avec des temps caractéristiques supérieurs à 10 minutes environ, produisent des effets de réfraction et de convection ;

- les variations plus rapides, appelées également fluctuations turbulentes, produisent des effets de diffusion.

Dans le contexte du bruit des transports et du bruit industriel, il est donc nécessaire de prendre en compte les variations de température et de vent dans la couche limite atmosphérique, qui est la couche la plus basse de l'atmosphère (de hauteur 1 km environ), pour prédire les niveaux acoustiques à longue distance et leur variabilité spatio-temporelle.

Les modèles de propagation acoustique peuvent être divisés en deux grandes catégories : les modèles fréquentiels et les modèles temporels. Historiquement, c'est dans le domaine fréquentiel que de nombreux modèles ont d'abord été développés. Cependant, on ne sait écrire une équation d'onde

exacte dans le domaine fréquentiel que dans le cas d'une atmosphère convectée (vitesse horizontale constante). Les modèles fréquentiels ont donc recours à des approximations, plus ou moins fortes, pour prendre en compte les effets atmosphériques. Une approximation couramment utilisée consiste à remplacer la célérité du son c par la célérité effective :

$$c_{eff} = c + v \cos \theta$$

avec v la vitesse du vent, et θ l'angle entre la direction du vent moyen et la direction de propagation acoustique. Les modèles analytiques de propagation, et certains modèles numériques, comme ceux basés sur les éléments de frontière, sont limités à des profils de célérité effective $c_{eff}(z)$ simples (en général linéaires) ; voir l'article de Bérengier et al. [1] pour les modèles analytiques, et l'article de Defrance et al. [2], dans ce même numéro, qui décrit plusieurs modèles numériques. Les méthodes basées sur l'équation parabolique (EP) sont les méthodes fréquentielles les plus avancées pour prendre en compte les effets atmosphériques. Dans sa formulation grand-angle «classique», notée WAPE (pour Wide-Angle Parabolic Equation), il est possible de prendre en compte des profils

de célérité effective de forme arbitraire. Par ailleurs, des équations paraboliques approchées ont été développées à partir des équations de la mécanique des fluides, permettant de prendre en compte le champ de vitesse explicitement [3]. Parmi celles-ci, on peut mentionner la formulation MW-WAPE (pour Mean Wind Wide-Angle Parabolic Equation), d'ordre deux en nombre de Mach $M = v/c_0$, qui sera utilisée dans la suite de l'article.

Depuis quelques années, les méthodes temporelles de propagation acoustique connaissent un essor important [4,5,6], avec l'accès de plus en plus facile à des puissances de calcul élevées. Celles-ci sont basées sur une résolution des équations d'Euler linéarisées par différences finies, et permettent de prendre en compte les effets atmosphériques de façon précise. Elles sont particulièrement bien adaptées à la propagation du bruit large bande. Néanmoins, ces méthodes temporelles sont très coûteuses en temps de calcul, ce qui rend difficile l'étude de configurations sur de longues distances, et/ou de configurations tridimensionnelles. De plus, la prise en compte d'un sol d'impédance finie n'est pas directe [4,6]. En effet, les modèles d'impédance de sol classiquement utilisés pour la propagation acoustique en milieu extérieur ont été développés dans le domaine fréquentiel, et ne sont généralement pas de nature causale.

Dans cet article, nous présenterons des résultats numériques récents obtenus soit à l'aide de l'équation parabolique dans le domaine fréquentiel, soit à l'aide des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel, pour illustrer les effets de réfraction et de diffusion des ondes acoustiques par l'atmosphère. Nous montrerons également comment certaines spécificités du bruit des transports, tel le mouvement de la source, peuvent être modélisées.

Influence des conditions atmosphériques moyennes : effets de réfraction

En première approximation, les profils moyens de température et de vent près du sol peuvent être assimilés à des profils logarithmiques :

$$T(z) = T_0 + a_T \ln(1 + z/z_0)$$

$$v(z) = a_v \ln(1 + z/z_0)$$

avec z_0 la longueur de rugosité, qui varie entre 1 et 10 cm en milieu extérieur, et T_0 la température à la hauteur z_0 . Avec l'équation parabolique de type WAPE, ces profils sont pris en compte à travers la célérité effective, qui s'écrit alors [7] :

$$c_{eff}(z) = c_0 + a_c \ln(1 + z/z_0)$$

Avec l'équation parabolique de type MW-WAPE, par contre, ces profils peuvent être directement inclus dans le calcul. Lihoreau et al. [7] comparent les résultats de ces deux types d'équation parabolique à des résultats expérimentaux dans un environnement de propagation complexe, dont la géométrie est donnée sur la figure 1. Pour prendre en compte la topographie du site, le domaine de calcul est divisé en trois sous-domaines où le sol est supposé plan, en utilisant une

technique proposée par Blairon [8]. L'impédance du sol est estimée expérimentalement ; elle n'est pas homogène entre la source et le microphone M5 [7].

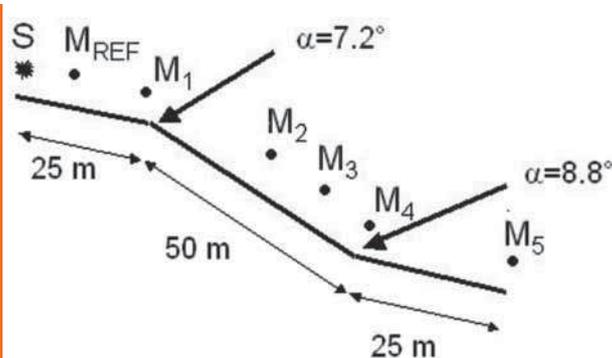


Fig. 1 : Dispositif expérimental sur le site du LCPC près de Saint-Berthevin

Les résultats numériques sont comparés aux mesures sur la figure 2 pour les microphones M₁ et M₄, à, respectivement, 25 m et 75 m de la source. Pour ces mesures, les paramètres des profils logarithmiques, sont : $a_T = 0,20$ K, $a_w = 0,65$ m/s, $\theta = 20^\circ$, soit $a_c = 0,73$ m/s pour le profil de célérité effective utilisé dans le calcul WAPE.

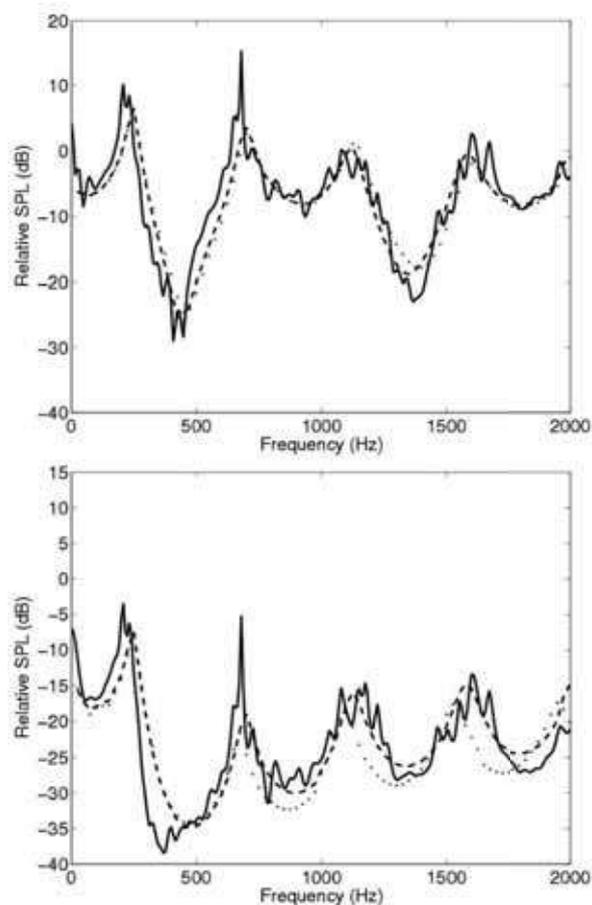


Fig. 2 : Spectre du niveau de pression par rapport au champ libre pour M₁ à 25 m (en haut), et pour M₄ à 75 m (en bas) : comparaison entre les résultats expérimentaux (trait continu) et les simulations EP (WAPE en pointillés et MW-WAPE en tirets)

On notera dans l'article h_s la hauteur de la source et h_r la hauteur du récepteur ; ici $h_s = h_r = 2$ m. Les résultats de la figure 2 sont tracés en terme de niveau de pression relatif au champ libre : $\Delta L = L - L_{CL}$, avec L le niveau de pression de la configuration étudiée, et L_{CL} le niveau de pression en champ libre dans une atmosphère homogène. Les résultats du calcul MW-WAPE sont en très bon accord avec les mesures sur l'ensemble du spectre de fréquences. Avec le calcul WAPE, les interférences sont moins bien prédites aux hautes fréquences. Pour obtenir ces bons résultats numériques, il faut bien noter qu'une description précise de la topographie, de l'impédance du sol et des conditions atmosphériques a été nécessaire. Lorsque des mesures de bruit dans l'environnement sont réalisées en pratique, il est difficile d'avoir accès à une description aussi précise de l'environnement de propagation.

Les profils logarithmiques ne permettent pas toujours d'estimer les profils de température et de vent dans l'atmosphère de façon satisfaisante. Au-dessus d'un sol plat et homogène, il est possible d'utiliser la théorie de la similitude de Monin-Obukhov pour obtenir ces profils dans la couche de surface de l'atmosphère, dont la hauteur est approximativement un dixième de la hauteur de la couche limite atmosphérique [9]. La figure 3 permet de comparer les profils calculés avec la théorie de la similitude de Monin-Obukhov aux profils logarithmiques pour une atmosphère stable (les paramètres de la théorie de la similitude pour ces profils sont pris dans [10]).

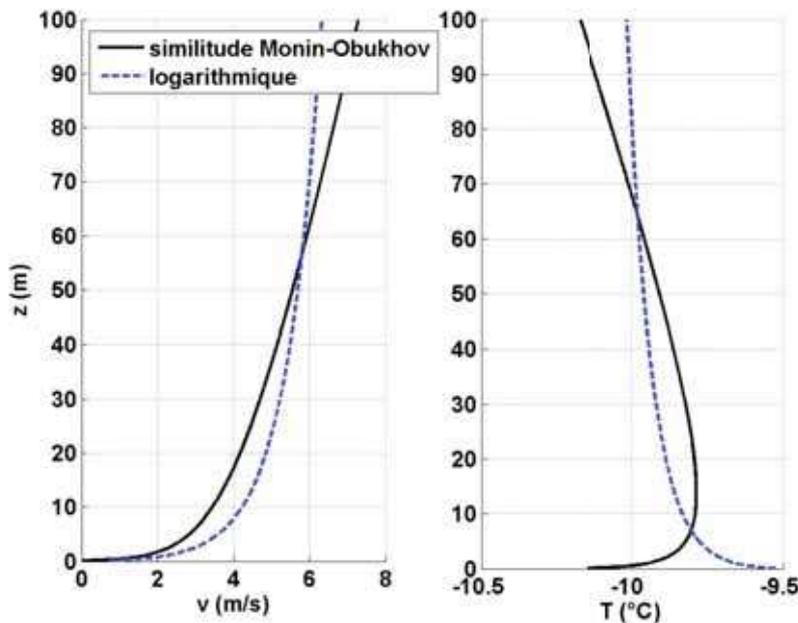


Fig. 3 : Profils verticaux de vitesse de vent (gauche) et de température (droite) pour une atmosphère stable : comparaison entre les profils calculés avec la théorie de la similitude de Monin-Obukhov (vitesse de friction de 0, 28 m/s et échelle de température de -0,04 K) et les profils logarithmiques ($a_w = 0,92$ m/s et $a_T = -0,08$ K)

Pour des configurations plus complexes, et en particulier en présence de reliefs ou d'obstacles, il est nécessaire d'avoir recours à un modèle atmosphérique pour obtenir les profils verticaux de température et de vent. Récemment, plusieurs études ont montré qu'il était possible de coupler un modèle de propagation acoustique, en l'occurrence un code EP, à un modèle atmosphérique [7, 10]. Lihoreau et al. [7] utilisent un modèle micrométéorologique appelé SUBMESO, basé sur une résolution des équations de conservation de la mécanique des

fluides à l'aide d'une simulation des grandes échelles (LES) et d'une technique d'emboîtement de domaines. Ce modèle permet de calculer les composantes du vent dans les trois directions et la température à l'échelle du site (19 km x 19 km). Leur étude porte sur le site expérimental permanent du LCPC (« Station de Long Terme » de Saint-Berthevin), traversé par

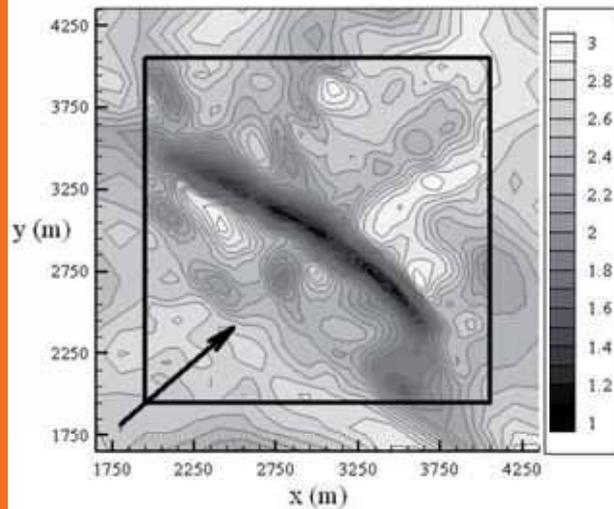


Fig. 4 : Cartographie horizontale du champ de vitesse de vent en m/s calculé par le modèle SUBMESO à une hauteur de 5 m. La flèche noire indique la direction du vent moyen

une vallée d'une profondeur moyenne de 35 mètres (voir également le site Internet du LCPC : <http://www.lcpc.fr/fr/presentation/moyens/slt/>). La figure 4 permet de visualiser le champ de vitesse calculé par SUBMESO à une hauteur de 5 m au-dessus du sol, pour une période de stratification neutre de l'atmosphère (sans effets thermiques) ; la résolution horizontale est de 50 m. La vitesse du vent est plus faible au niveau de la vallée, et plus forte au niveau des reliefs. A partir de ces résultats, Lihoreau et al. [7] obtiennent des profils moyens de température et de vitesse de vent qu'ils utilisent comme données d'entrée du code MW-WAPE. La figure 5 montre que les résultats du modèle MW-WAPE/SUBMESO sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Les résultats présentés par Lihoreau et al. [7] sont prometteurs. Toutefois, le modèle atmosphérique SUBMESO présente certaines limitations : il suppose l'atmosphère neutre, et il ne prend pas en compte correctement les bilans énergétiques près du sol. D'autres modèles météorologiques ont été développés récemment, qui permettent d'obtenir une description précise de l'atmosphère à des échelles spatiales données. Certains modèles, comme AQUILON [11], sont très précis à l'échelle locale (de l'ordre du mètre), mais ne prennent pas en compte les conditions atmosphériques à l'échelle régionale (atmosphère supposée neutre). D'autres,

comme Mésos-NH [12], peuvent couvrir une région entière (échelle de l'ordre du kilomètre), mais ne sont pas (encore) très précis dans les très basses couches de l'atmosphère, i.e. à l'échelle métrique ; c'est ce type de modèle qu'utilisent Wilson et al. [10] comme donnée d'entrée de leur code EP. Les modèles atmosphériques existants doivent donc être raffinés et adaptés pour pouvoir être couplés à un modèle de propagation acoustique.

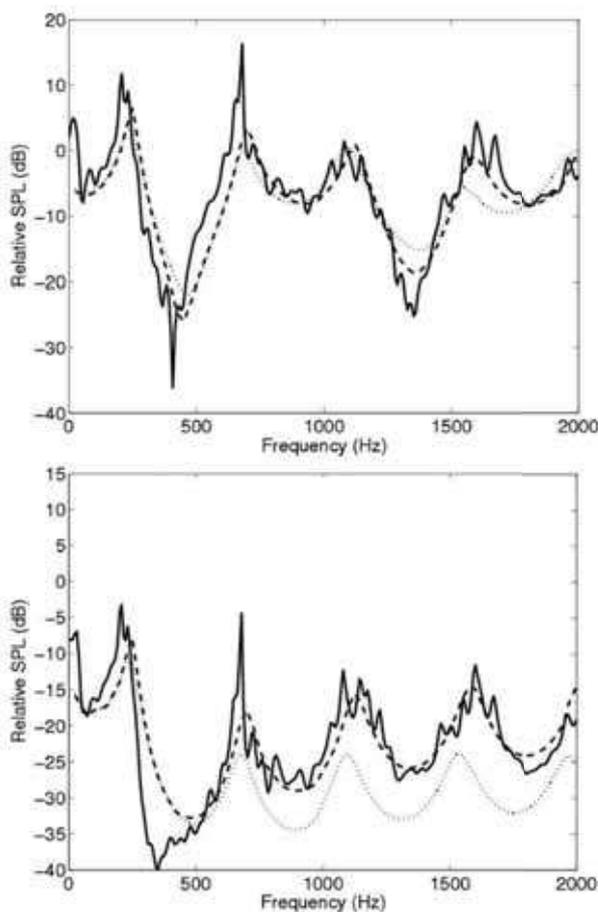


Fig. 5 : Spectre du niveau de pression par rapport au champ libre pour M_s à 25 m (en haut), et pour M_s à 75 m (en bas) : comparaison entre les résultats expérimentaux (trait continu) et les simulations MW-WAPE/SUBMESO (en tirets). La courbe en pointillés correspond aux simulations WAPE pour une atmosphère homogène

Influence des fluctuations turbulentes dans l'atmosphère : effets de diffusion

Les variations rapides de température et de vitesse de vent autour de leur valeur moyenne sont appelées fluctuations turbulentes. Ces fluctuations ont un effet de diffusion sur les ondes acoustiques, effet qui est particulièrement visible en présence d'une zone d'ombre acoustique (c'est-à-dire pour des conditions de propagation dites défavorables, ou derrière un relief ou un écran acoustique). La figure 6 montre des cartographies du niveau de pression sur le tiers d'octave 800 Hz, calculées à l'aide d'un code EP avec et sans turbulence. Le niveau sur le tiers d'octave 800 Hz est obtenu à partir de 5 calculs monofréquentiels. La zone d'ombre

acoustique, clairement visible dans le cas sans turbulence, est générée en utilisant un profil de célérité logarithmique avec un fort gradient vertical ($a_c = -2,1$ m/s). Dans le cas où des fluctuations turbulentes de température sont présentes, les niveaux acoustiques sont plus élevés dans la zone d'ombre.

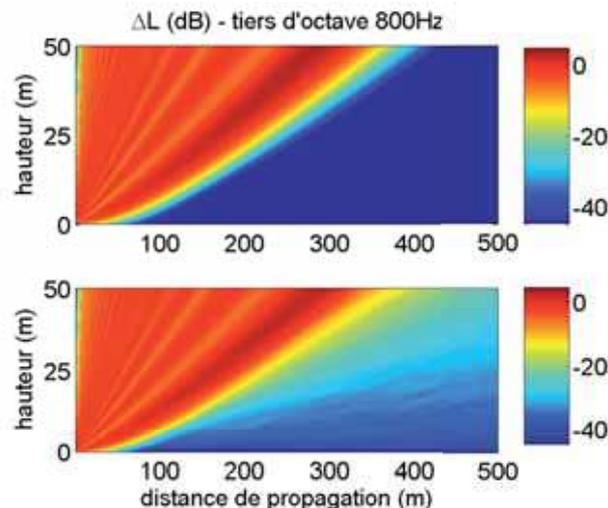


Fig. 6 : Cartographie du niveau de pression par rapport au champ libre sur le tiers d'octave 800 Hz sans turbulence (haut), et avec une turbulence synthétisée par une méthode de modes de Fourier aléatoires (bas) ; $h_s = 2$ m, $a_c = -2,1$ m/s, sol herbeux

Pour prendre en compte l'effet des fluctuations turbulentes dans un modèle de propagation acoustique, deux approches peuvent être envisagées. La première consiste à synthétiser différentes réalisations de la turbulence (champs turbulents de température et/ou de vitesse), qui sont utilisées comme données d'entrée d'un modèle de propagation acoustique. La valeur moyenne de la pression est ensuite calculée à partir des résultats des différentes réalisations. Cette approche fait appel à l'hypothèse de turbulence gelée : le temps de propagation de l'onde acoustique est supposé beaucoup plus court que le temps caractéristique des fluctuations turbulentes. La deuxième approche consiste à synthétiser une turbulence transitoire dans un modèle temporel de propagation acoustique. Une source acoustique continue est utilisée, et le temps de simulation est pris bien supérieur au temps caractéristique des fluctuations turbulentes.

Les résultats de la figure 6 sont obtenus en suivant la première approche ; 30 réalisations de la turbulence sont synthétisées à l'aide d'une méthode de modes de Fourier aléatoires [3,13], qui permet d'obtenir des champs turbulents avec une distribution spectrale donnée (spectre de von Kármán ici). Cette méthode a été validée par comparaison avec des données expérimentales, comme le montre la figure 7 [8]. Juvé et al. [14] ont montré que cette méthode pouvait être étendue au cas d'une turbulence dynamique, en couplant un code EP tridimensionnel à un code de mécanique des fluides basé sur la simulation des grandes échelles (LES). La deuxième approche, où une turbulence transitoire est synthétisée, est difficile à appliquer en pratique car les modèles temporels de propagation sont très coûteux en temps de calcul, et qu'une telle approche suppose des temps de simulation importants.

Néanmoins, Heimann et Blumrich [5] ont montré la faisabilité d'une telle approche ; à l'aide d'un modèle de turbulence simple, ils ont étudié la propagation acoustique à travers un écoulement instationnaire derrière un écran acoustique.

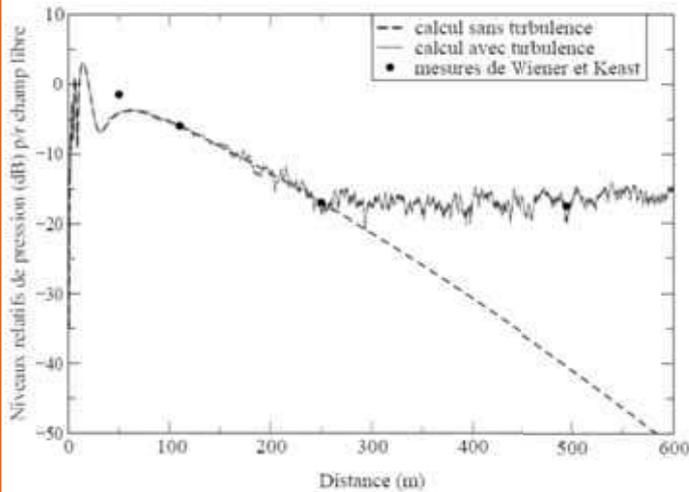


Fig. 7 : Niveau de pression par rapport au champ libre dans une zone d'ombre acoustique, calculé avec et sans turbulence. Paramètres des calculs : $f = 424$ Hz, $h_s = 3,7$ m, $h_r = 1,5$ m, $a_c = -0,5$ m/s, sol herbeux

Même si les modèles de propagation acoustique actuels sont capables de prendre en compte la diffusion des ondes acoustiques par la turbulence atmosphérique, il faut insister sur la complexité des phénomènes à modéliser. Tout d'abord, il existe une différence importante entre les fluctuations turbulentes de température, qui est une grandeur scalaire, et les fluctuations turbulentes de vitesse, qui est une grandeur vectorielle. Ces deux types de fluctuations ont des spectres et des propriétés de diffusion différents ; l'équation parabolique MW-WAPE peut être utilisée pour étudier numériquement ces différences [3,15]. D'autre part, les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie de la turbulence, qui sont couramment utilisées, ne sont pas toujours vérifiées dans la couche limite atmosphérique, en particulier pour les grandes tailles de structures turbulentes. Enfin, il est important de comprendre quelles sont les tailles de structures turbulentes à modéliser lorsqu'on réalise un calcul de propagation acoustique dans une atmosphère turbulente. En effet, les échelles spatiales caractéristiques des fluctuations turbulentes dans l'atmosphère couvrent un domaine très important, s'échelonnant du millimètre au kilomètre. Certaines tailles de structures turbulentes ont un effet de diffusion plus important que d'autres : il y a donc une sélection des tailles de fluctuations turbulentes qui s'effectue, sélection qui dépend de la fréquence acoustique et de la géométrie de propagation considérées [15]. Il est important de comprendre ce couplage entre la fréquence acoustique, la géométrie de propagation et les échelles turbulentes à considérer pour modéliser la propagation acoustique dans une atmosphère turbulente.

Spécificités du bruit des transports

Dans cette partie, on s'intéresse à plusieurs caractéristiques du bruit des transports, et à la façon dont ils peuvent être pris en compte dans les modèles numériques. Tout d'abord, le bruit

des transports, comme le bruit industriel, est souvent un bruit large bande, caractérisé par un spectre en tiers d'octave [16]. Avec les modèles fréquentiels de propagation, il est possible d'obtenir des résultats en tiers d'octave en réalisant plusieurs calculs monofréquentiels par tiers d'octave [16]. La figure 8 permet de comparer le niveau de pression par rapport au champ libre calculé sur l'octave 500 Hz, sur les tiers d'octave composant l'octave 500 Hz, et pour différentes fréquences pures dans l'octave 500 Hz (4 calculs monofréquentiels par tiers d'octave). En augmentant la largeur de bande, les interférences dues à l'effet de sol se trouvent lissées.

Une autre spécificité du bruit des transports est le mouvement de la source. Les modèles temporels de propagation sont bien adaptés pour considérer le rayonnement acoustique d'une source en mouvement. Un exemple simple est présenté dans la figure 9, où on considère le rayonnement acoustique d'une impulsion gaussienne au repos au-dessus d'un sol rigide, dans un écoulement uniforme. Cette configuration est équivalente, par changement de repère galiléen, au

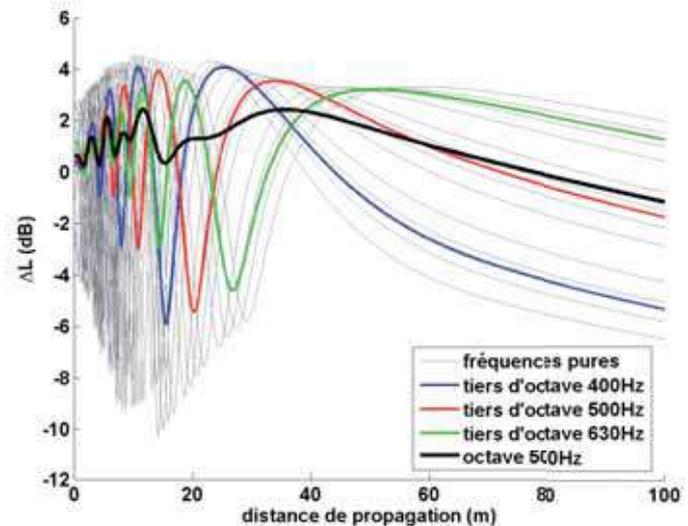


Fig. 8 : Influence de la largeur de bande du signal : calculs monofréquentiels, en tiers d'octave et en octave du niveau de pression par rapport au champ libre. Paramètres des calculs : $h_s = 5$ m, $h_r = 2$ m, $a_c = 0$, sol herbeux

rayonnement d'une impulsion gaussienne en mouvement rectiligne uniforme au-dessus d'un sol rigide, dans une atmosphère au repos. A $t = 0$, le champ de pression est représenté par une distribution spatiale gaussienne. La figure 9 montre le champ de pression à des temps ultérieurs, pour un écoulement uniforme orienté vers la droite de nombre de Mach $M = 0,5$.

Le mouvement de la source peut également être pris en compte à l'aide d'un modèle de sources équivalentes. Dans ce type de modèle, des sources au repos fictives sont distribuées le long de la trajectoire de la source acoustique. Le niveau de pression au récepteur est calculé pour l'ensemble de ces sources fictives, et la signature temporelle est obtenue en considérant les temps de propagation entre les sources fictives et le récepteur. Les modèles de sources équivalentes peuvent également être utilisés dans des situations où la source ne peut pas être considérée comme compacte, comme pour le

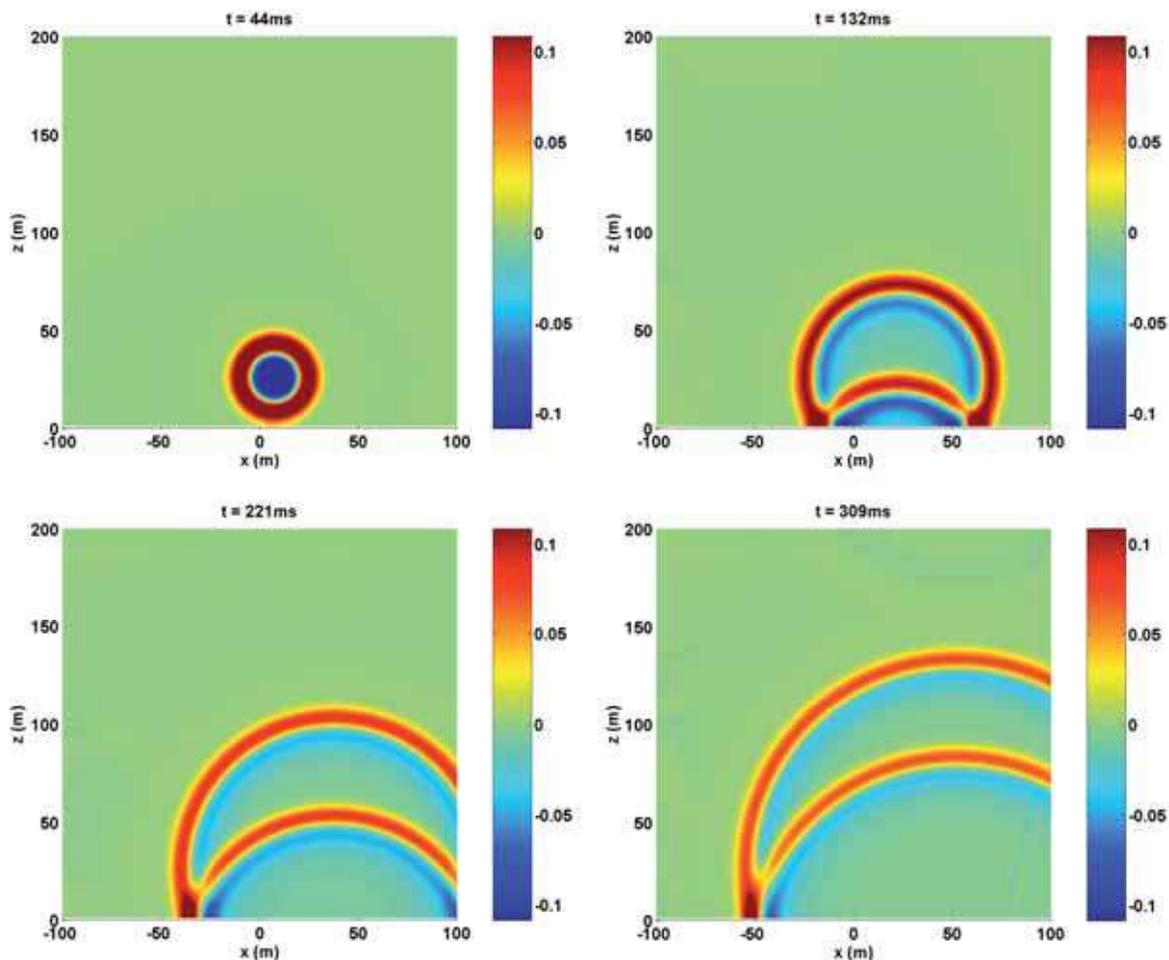


Fig. 9 : Cartographies de pression obtenue par résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine temporel, pour une impulsion initiale gaussienne se propageant dans un écoulement uniforme à $M = 0,5$ au-dessus d'un sol rigide

bruit ferroviaire. En effet, la longueur d'un train est supérieure à la longueur d'onde acoustique pour les fréquences audibles. Le train est alors modélisé par un ensemble de sources ponctuelles équivalentes, et son mouvement est pris en compte par la méthode décrite précédemment. Un modèle de ce type a été développé à l'ECL, en collaboration avec la SNCF, et couplé à un code EP afin de prendre en compte les effets de réfraction [17].

Les figures 10 et 11 montrent les signatures temporelles et les spectres en tiers d'octave calculés à un récepteur à 300 mètres de la voie, pour un TGV circulant à 300 km/h ; le profil de célérité est supposé logarithmique. Les résultats de la figure 10 correspondent à des conditions de propagation défavorables : même avec des gradients verticaux faibles ($a_c = -0,1$ m/s), les niveaux acoustiques sont fortement atténués par rapport au

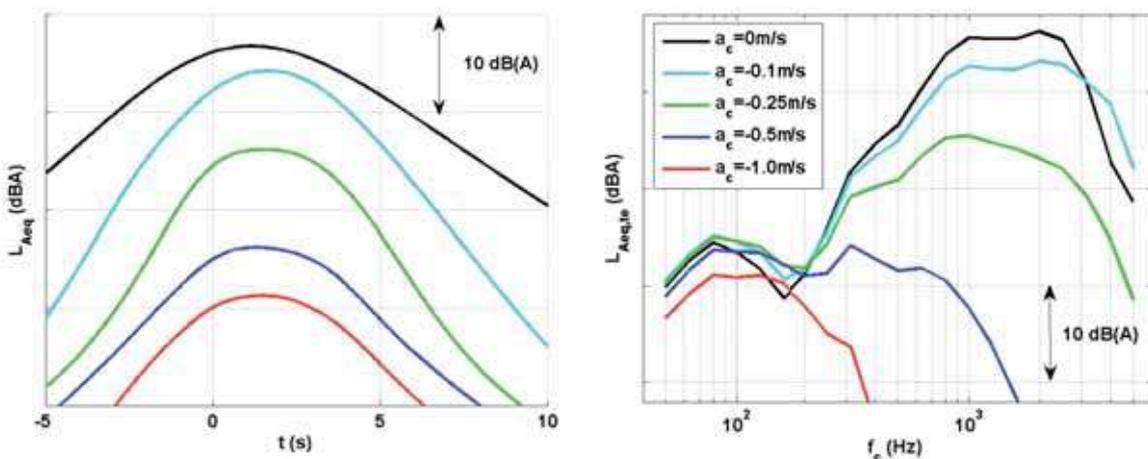


Fig. 10 : Propagation du bruit de TGV à 300 m en conditions défavorables, à l'aide du modèle de sources équivalentes couplé à un code EP : signatures temporelles (gauche) et spectres en tiers d'octave (droite)

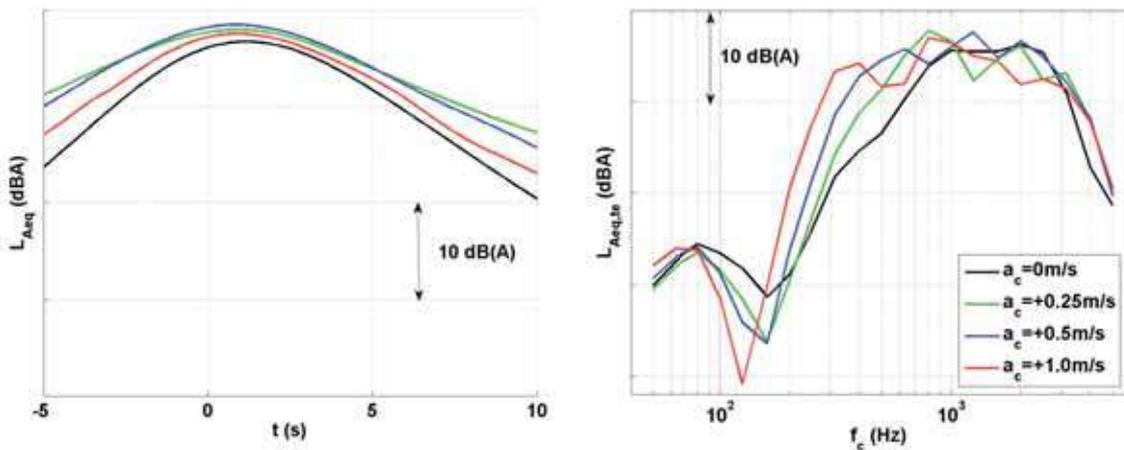


Fig. 11 : Propagation du bruit de TGV à 300 m en conditions favorables, à l'aide du modèle de sources équivalentes couplé à un code EP : signatures temporelles (gauche) et spectres en tiers d'octave (droite)

cas de l'atmosphère homogène. Les résultats de la figure 11 correspondent à des conditions de propagation favorables : les niveaux acoustiques sont légèrement plus forts que dans le cas de l'atmosphère homogène, et les spectres montrent un décalage du creux d'interférences vers les basses fréquences lorsque a_c augmente, ce qui traduit une modification de l'effet de sol.

Conclusion

Dans cet article, nous avons présenté quelques évolutions récentes des modèles de propagation acoustique dans la prise en compte des effets atmosphériques. Dans le domaine fréquentiel, les modèles basés sur l'équation parabolique permettent de considérer des environnements de propagation complexe : propagation au-dessus d'un sol inhomogène et/ou non plan, prise en compte des effets de réfraction de façon précise (formulation MW-WAPE), prise en compte des effets de diffusion par la turbulence atmosphérique. Dans le domaine temporel, les méthodes de résolution des équations d'Euler linéarisées par différences finies sont de plus en plus utilisées pour la propagation acoustique en milieu extérieur, même si ces méthodes sont coûteuses en temps de calcul pour des distances de propagation importantes. Elles sont particulièrement bien adaptées au rayonnement de bruit large bande dans une atmosphère inhomogène et en mouvement. Elles peuvent également permettre d'obtenir des solutions de référence pour le rayonnement acoustique des sources en mouvement, dans le contexte du bruit des transports.

Dans les prochaines années, on peut penser obtenir des avancées importantes en explorant les possibilités de couplage entre modèles. On a présenté dans cet article des résultats de couplage entre des modèles de propagation acoustique et des modèles atmosphériques : ces modèles couplés permettent de prédire les effets atmosphériques dans des configurations complexes. On peut aussi mentionner la possibilité de coupler un modèle de propagation temporel, très précis en champ acoustique proche, à un modèle de propagation fréquentiel de type EP, qui est mieux adapté à la propagation sur de longues distances.

Références bibliographiques

- [1] M.C. Bérengier, B. Gauvreau, Ph. Blanc-Benon, D. Juvé, Outdoor sound propagation : A short review on analytical and numerical approaches, *Acta Acustica united with Acustica* 89, 980-991 (2003).
- [2] J. Defrance, M. Baulac, P. Jean, E. Premat : Modélisation de la propagation acoustique en milieu extérieur complexe : effets de frontière, *Acoustique & Techniques* 51 (2007).
- [3] Ph. Blanc-Benon, L. Dallois, D. Juvé, Long range sound propagation in a turbulent atmosphere within the parabolic approximation, *Acta Acustica united with Acustica* 87, 659-669 (2001).
- [4] E.M. Salomons, R. Blumrich, D. Heimann, Eulerian time-domain model for sound propagation over a finite-impedance ground surface. Comparison with frequency-domain models, *Acta Acustica united with Acustica* 88, 483-492 (2002).
- [5] D. Heimann, R. Blumrich, Time-domain simulations of sound propagation through screen-induced turbulence, *Applied Acoust.* 65, 561-582 (2004).
- [6] D.K. Wilson, S.L. Collier, V.E. Ostashev, D.F. Aldridge, N.P. Symons, D.H. Marlin, Time-domain modeling of the acoustic impedance of porous surfaces, *Acta Acustica united with Acustica* 92, 965-975 (2006).
- [7] B. Lihoreau, B. Gauvreau, M. Bérengier, Ph. Blanc-Benon, I. Calmet, Outdoor sound propagation modeling in realistic environments : Application of coupled parabolic and atmospheric models, *J. Acoust. Soc. Am.* 120, 110-119 (2006).
- [8] N. Blairon, Effets de la topographie sur la propagation des ondes acoustiques dans l'atmosphère : modélisation avec l'équation parabolique et validation sur site extérieur, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon (2002).
- [9] R.B. Stull, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic (1988).
- [10] D.K. Wilson, E.L. Andreas, J.W. Weatherly, C.L. Pettit, E.G. Patton, P.P. Sullivan, Characterization of uncertainty in outdoor sound propagation predictions, *J. Acoust. Soc. Am.* 121, EL177-183 (2007).
- [11] S. Dupont, Y. Brunet, Simulation of turbulent flow in an urban forested park damaged by a windstorm, *Boundary-Layer Meteorology* 120, 133-161 (2006).
- [12] Site Internet de Meso-NH, <http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh/>.
- [13] Ph. Blanc-Benon, D. Juvé, M. Karweit, G. Comte-Bellot, Simulation numérique de la propagation des ondes acoustiques à travers une turbulence cinématique, *Journal d'Acoustique* 3, 1-8 (1990).
- [14] D. Juvé, Ph. Blanc-Benon, K. Wert, Numerical simulation of sound propagation through time-dependent random media, *Proceedings of Theoretical and Computational Acoustics '97*, 653-665 (1997).
- [15] B. Cotté, Ph. Blanc-Benon, Estimates of the relevant turbulent scales for acoustic propagation in an upward refracting atmosphere, *Acta Acustica united with Acustica*, accepté (2007).
- [16] F. Junker, B. Gauvreau, Ph. Blanc-Benon, C. Cremezi-Charlet, D. Ecotière, O. Baume, B. Cotté, Classification de l'influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance, rapport final convention MEDD 18B/2003 (2006).
- [17] F. Junker, B. Gauvreau, Ph. Blanc-Benon, C. Cremezi-Charlet, Classification de l'influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance, *Acoustique & Techniques* 39, 8-16 (2004).
- [18] B. Cotté, Ph. Blanc-Benon, C. Cremezi-Charlet, F. Poisson, Modélisation de la propagation acoustique à moyenne distance du bruit des trains à grande vitesse, 18ème Congrès Français de Mécanique, 27-31 août, Grenoble (2007).