

Académie de Nantes
THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DU MAINE

Spécialité :
ACOUSTIQUE

Propagation acoustique en milieu extérieur :
Application de l'équation parabolique rapide
au couplage d'effets météorologiques
et de topographies complexes.

présentée par

François-Edern ABALLÉA

pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université du Maine

Soutenance le 6 décembre 2004 devant le jury composé de :

M. BÉRENGIER	Président du jury	<i>Directeur de recherche (LCPC), Nantes</i>
P. BLANC-BENON	Rapporteur	<i>Directeur de recherche CNRS (ECL), Écully</i>
J. DEFRANCE	Responsable de thèse	<i>Docteur ingénieur (CSTB), Grenoble</i>
C. DEPOLLIÉ	Directeur de thèse	<i>Professeur (LAUM), Le Mans</i>
D. HEIMANN	Rapporteur	<i>Docteur HDR (DLR), Munich</i>
P.-F. PISERCHIA	Examinateur	<i>Docteur ingénieur (CEA), Bruyères-le-Chatel</i>
E. PREMAT	Examinateur	<i>Docteur ingénieur (CETE), Lyon</i>

Le Mans, France

Résumé

Les nouvelles exigences réglementaires relatives au bruit des transports terrestres imposent des niveaux sonores maximaux admissibles de plus en plus faibles, impliquant une détermination du bruit reçu à des distances de plus en plus grandes des infrastructures. D'où la nécessité, dans les méthodes actuelles de prévision, de prendre en compte de façon suffisamment fine les effets météorologiques et leur interaction avec les effets de frontières (le terrain et le bâti). Or, actuellement, il n'existe pas de méthode numérique complète, offrant des temps de calculs acceptables, capable de décrire avec précision la propagation acoustique dans un environnement en prenant en compte tous ces phénomènes de façon simultanée : réflexions, diffractions, effets de sol, réfraction et turbulence atmosphérique.

Le but de ce travail est de développer, à partir de modèles « exacts » existants, un code de calcul capable d'intégrer l'ensemble de ces phénomènes et applicable à la détermination des niveaux sonores issus des transports terrestres.

Après une présentation des principaux phénomènes mis en jeu dans la propagation des ondes acoustiques en milieu extérieur complexe, un état de l'art des différents modèles numériques existant a été établi, permettant ainsi de choisir la méthode de l'équation parabolique avec fonction de Green (GFPE, Green's Function Parabolic Equation) comme méthode principale du code de calcul.

Puis, après en avoir développé une première version en FORTRAN permettant de prendre en compte, sur sol plan, les configurations fondamentales telles que les ruptures d'impédance, la diffraction par un écran droit réfléchissant et les variations en altitude et portée des profils de vitesse du son, un certain nombre de nouveaux travaux originaux ont été apportés au code concernant notamment : la prise en compte de topographies complexes (buttes, remblais, déblais), de protections anti-bruit sophistiquées avec effet de rétro-diffraction (écran impédant, multi-réflexion entre écrans, couronnement) ainsi que l'effet du relief et des obstacles sur les profils de vent. Ces développements ont nécessité parfois le couplage avec la Méthode des Eléments de Frontière (BEM, Boundary Element Method).

Un travail particulier a concerné la propagation à grande distance d'infrasons ($0 - 20 \text{ Hz}$), avec prise en compte des variations de densité de l'air et de l'absorption atmosphérique jusqu'à des altitudes de plusieurs centaines de kilomètres. Dans ce cadre, une méthode permettant de calculer la signature temporelle des émissions infrasons a été développée.

In fine, toutes ces évolutions apportées à l'Equation Parabolique de départ, ont été regroupées au sein d'un code de calcul unique, nommé ATMOS (Advanced Theoretical Model for Outdoor Sound propagation). La validation de cet outil numérique a été menée tout au long de son développement, sur un certain nombre de configurations routières ou ferroviaires types. Elle a consisté, soit par des comparaisons à des résultats issus d'autres méthodes numériques pour des cas d'école simples, soit, pour des cas plus sophistiqués, par comparaison à des mesures sur modèles réduits. Ces mesures ont été effectuées, d'une part en atmosphère contrôlée et sol courbe au Centre des Maquettes du CSTB de Grenoble, et, d'autre part, en atmosphère inhomogène au sein de la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes.

Abstract

Noise impact of road and railway infrastructures are more and more severely regulated by national laws: acceptable thresholds in emission and reception are decreasing. This implies noise prediction for longer distance of propagation. It becomes necessary to predict very finely meteorology and their connectivity with boundaries effects (ground and buildings) in current sound prediction models. No available numerical method is able to describe precisely, with low time consuming, acoustical propagation in environment by taking simultaneously all these phenomena into account: reflections, diffractions, ground effects, refraction and atmospheric turbulence.

This work aims at developing, from an exact existing method, a computational code able to take those phenomena altogether into account and which can be used for traffic noise level predictions.

First, main phenomena that appear during acoustic wave propagation in a complex outdoor medium are described. Then, a state of the art of numerical sound propagation models is achieved. It drives the choice of the Green's Function Parabolic Equation (GFPE) as the main method for the numerical computation code.

A first version of the numerical code, which allows studies of typical configurations as impedance jump, diffraction by a straight reflective barrier and sound speed profiles variations over flat ground, has been developed in Fortran. Then, new methods are introduced to take complex topographies (hill, embankment, excavation), sophisticated anti-noise protections with backscattering effects (impedant barrier, multi-reflection between barriers, crownings) in the same way as relief and obstacle effects on wind speed profiles into account. Sometime a coupling with the boundary element method (BEM) is required by those developments.

A particular work is undertaken in order to study very long range acoustic propagation of infrasonic sounds. Density and atmospheric absorption variations are examined for several hundred kilometers in height. A method, which allows calculations of the temporal evolution of received signal, is also developed.

Finally, all those new developments have been implemented in one code called ATMOS (Advanced Theoretical Model for Outdoor Sound propagation). This numerical tool has been validated throughout its implementation on several typical road and railway infrastructure configurations. For simple cases, this validation has been carried out by comparisons with results given by different numerical methods used in outdoor sound propagation. For more sophisticated cases, comparisons have been accomplished, on the one hand, with measurements in controlled atmosphere and curved surface at the Scale Model Center of CSTB in Grenoble, and, on the other hand, with measurements in inhomogeneous atmosphere in the wind tunnel of CSTB in Nantes. The agreement between experimental data and results from ATMOS is usually good.

Remerciements

Ma gratitude revient en premier lieu à Jérôme Defrance, mon responsable de thèse au Centre Scientifique et Technique de Bâtiment (CSTB), pour la confiance qu'il m'a témoignée et la disponibilité dont il a fait preuve. Son soutien constant, sa patience et ses conseils furent un véritable catalyseur dans les moments de doutes comme dans les phases d'euphorie de mon travail.

Cette thèse a été réalisée au sein du département d'Acoustique Environnementale au CSTB. Je remercie la direction du CSTB de m'avoir accueilli dans leur établissement chaleureux de Grenoble, ainsi que mes collègues de travail qui m'ont entouré pendant ces années riches tant sur le plan humain que scientifique. Je remercie également l'Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME) et plus particulièrement Emmanuel Thibier pour avoir financé ma thèse.

Je remercie Philippe Blanc-Benon, Directeur de recherche CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon, et Dietrich Heimann, Docteur habilité au Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt de Munich (Allemagne), pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail et dont les remarques ont permis de compléter le contenu de mon mémoire.

Merci au professeur Claude Depollier, d'avoir tenu son rôle de directeur de thèse, même si l'éloignement entre les Alpes et le pays manceau n'a permis que de trop rares rencontres.

Je remercie Michel Bérengier, Directeur de recherche au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Nantes d'avoir présidé mon jury, Pierre-Frank Piserchia, Docteur ingénieur au Centre d'Etude Atomique de Bruyère-le-Chatel, Eric Premat, Docteur ingénieur au Centre d'Etude Techniques de l'Equipement de Lyon, qui m'ont fait l'honneur de participer au jury d'examen.

Je tiens également à témoigner ma reconnaissance et ma sympathie à Maud Priour, Marine Baulac et Olivier Deille, thésards avec qui les discussions acharnées et les échanges fructueux ont permis de faire avancer mon projet de thèse, à Pierre Bruder et Jean-Claude Pavier sans aucune réalisation pratique ni mesure expérimentale n'eut été possible, ainsi qu'à tous les ingénieurs, doctorants et stagiaires qui ont croisé mon chemin et qui ont contribué à l'ambiance sympathique de mon séjour au CSTB.

Enfin, je remercie fortement ma famille et mes proches qui m'ont toujours encouragé et soutenu avant et pendant cette thèse et dont l'aide orthographique a été précieuse, ainsi que Colette, mon amie, pour m'avoir supporté et dont la patience a été un moteur important durant la période difficile de rédaction.

Sommaire

Introduction	1
Chapitre 1 Propagation du son en milieu extérieur complexe	3
1.1 Propagation du son en milieu homogène	3
1.1.1 Divergence géométrique	4
1.1.2 Absorption atmosphérique	4
1.1.3 Réflexion sur les surfaces	4
1.1.4 Diffraction par les obstacles	6
1.2 Propagation du son en milieu inhomogène	6
1.2.1 Description de l'atmosphère	7
1.2.2 Effets de la température	9
1.2.3 Effets du vent	10
1.2.4 Effets de la turbulence	11
1.2.5 Effets de l'humidité	13
1.3 Effets de la topographie sur l'évolution des conditions météorologiques	14
1.3.1 Influence des zones urbanisées	15
1.3.2 Influence de la végétation haute	15
1.3.3 Influence des étendues d'eau	16
1.3.4 Influence du relief	16
1.3.4.1 Cas des collines	17
1.3.4.2 Cas des vallées	17
1.4 Résolution de l'équation d'onde en milieu extérieur complexe	18
1.4.1 Méthode des rayons	19
1.4.2 Faisceaux gaussiens	21
1.4.3 Fast Field Programm (FFP)	22
1.4.4 Modes normaux et série des résidus	22
1.4.5 Méthode des éléments de frontière (BEM)	23
1.4.5.1 Formulation directe	23
1.4.5.2 Formulation indirecte	25
1.4.6 Équations d'Euler linéarisées (LE)	26
1.4.7 Équation parabolique (PE)	26
1.4.8 Choix de la méthode de propagation	27
1.5 Présentation des différentes équations paraboliques	30
1.5.1 Crank-Nicholson Parabolic Equation (CNPE)	30
1.5.2 Generalised Terrain Parabolic Equation (GT-PE)	31
1.5.3 Split-step Padé Parabolic Equation (SP-PE)	32
1.5.4 Split-step Fourier Parabolic Equation (SF-PE)	33
1.5.5 Green's Function Parabolic Equation (GFPE)	34
1.5.6 Choix de l'équation parabolique	35
1.6 Conclusion de l'étude bibliographique	35

Chapitre 2	Méthode de l'équation parabolique avec fonction de Green : Implémentation et validation	37
2.1	Résolution numérique	37
2.1.1	Maillage de l'espace	38
2.1.2	Calcul de la FFT	38
2.1.3	Description de la couche absorbante supérieure	39
2.1.4	Facteur de réfraction	40
2.2	Initialisation du calcul	40
2.2.1	Starter gaussien	41
2.2.2	Starter de Greene	41
2.2.3	Starter de Salomons	42
2.2.4	Comparaison des différents starters	42
2.3	Validation par des calculs de référence	45
2.3.1	Cas d'un sol impédant	46
2.3.2	Cas des ruptures d'impédances	46
2.3.3	Cas des écrans fins	49
2.3.4	Cas des obstacles épais	50
2.3.5	Prise en compte des effets météorologiques	52
2.3.5.1	Profils verticaux linéaires	52
2.3.5.2	Profils verticaux logarithmiques	56
2.3.6	Prise en compte de la turbulence	57
2.4	Conclusion du chapitre	58
Chapitre 3	Nouveaux développements du modèle numérique	61
3.1	Prise en compte des obstacles dans la GFPE	62
3.1.1	Principe de la GFPE-Kirchhoff	62
3.1.2	Application de la GFPE-Kirchhoff en présence d'un écran fin rigide en milieu homogène	63
3.1.3	Application de la GFPE-Kirchhoff en présence d'un écran fin absorbant en milieu homogène	64
3.1.4	Application de la GFPE-Kirchhoff en présence d'un écran fin et d'effets météorologiques	65
3.1.5	Application de la GFPE-Kirchhoff au cas d'une route bordée par deux écrans droits rigides en milieu homogène	67
3.1.6	Application de la GFPE-Kirchhoff au cas d'une route bordée par deux écrans droits absorbants en milieu homogène	70
3.1.7	Application de la GFPE-Kirchhoff au cas d'une route bordée par deux écrans droits absorbants en milieu inhomogène	70
3.1.8	Conclusion	73
3.2	Prise en compte des ruptures de pentes dans la GFPE	73
3.2.1	Principe de la GFPE-Topo	73
3.2.2	Application de la GFPE-Topo au cas d'une route en déblai en milieu homogène	75
3.2.3	Application de la GFPE-Topo au cas d'une route en remblai en milieu homogène	77
3.2.4	Application de la GFPE-Topo au cas d'une route en remblai en présence d'effets météorologiques	77
3.2.5	Conclusion	79

3.3	Prise en compte des reliefs complexes dans la GFPE	80
3.3.1	Principe de la GFPE-BEM	80
3.3.2	Application de la GFPE-BEM au cas d'un écran en T en milieu homogène	81
3.3.3	Application de la GFPE-BEM au cas d'un écran en T en présence d'effets météorologiques	83
3.3.4	Application de la GFPE-BEM au cas d'une route en tranchée	85
3.3.5	Application de la GFPE-BEM au cas d'une route avec couverture ajourée	87
3.3.6	Conclusion	88
3.4	Profils météorologiques et reliefs	89
3.4.1	Prise en compte de l'évolution des effets météorologiques par approximation des profils de célérité acoustique	89
3.4.1.1	Principe	89
3.4.1.2	Cas d'un écran fin en présence de vent	90
3.4.1.3	Conclusion	92
3.4.2	Prise en compte de l'évolution des effets météorologiques par simulation des profils de célérité acoustique	93
3.4.2.1	Principe	93
3.4.2.2	Application au cas d'un écran fin	94
3.4.2.3	Conclusion	95
3.5	Application de la GFPE à la propagation des infrasons dans l'atmosphère	95
3.5.1	Prise en compte de la densité de l'air	96
3.5.1.1	Principe	96
3.5.1.2	Illustration des effets des variations de densité de l'air	97
3.5.2	Prise en compte de l'absorption atmosphérique pour la propagation des infrasons à grande distance	99
3.5.2.1	Principe	99
3.5.2.2	Illustration des effets de l'absorption atmosphérique	100
3.5.3	La GFPE-Temporelle	102
3.5.3.1	Principe de la GFPE-Temporelle	102
3.5.3.2	Application de la GFPE-Temporelle au cas d'un milieu homogène	102
3.5.3.3	Application de la GFPE-Temporelle au cas d'un milieu inhomogène	104
3.5.3.4	Conclusion	106
3.6	Conclusion du chapitre	106
Chapitre 4 Validation expérimentale		107
4.1	Mesures sur sol courbé	107
4.1.1	Description du centre des maquettes du CSTB de Grenoble	108
4.1.2	Principe des mesures acoustiques	109
4.1.3	Comparaisons entre mesures et calculs ATMOS	110
4.1.3.1	Cas d'une autoroute bordée de deux écrans acoustiques	110
4.1.3.2	Cas d'une route en remblai.	112
4.1.3.3	Cas d'un écran en T	114
4.2	Mesures en soufflerie atmosphérique	115
4.2.1	Description de la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes	116
4.2.1.1	Fonctionnement de la soufflerie atmosphérique	116
4.2.1.2	Modélisation du vent	117

4.2.2	Description des mesures	118
4.2.2.1	Principe des mesures acoustiques	118
4.2.2.2	Principe des mesures aérodynamiques	119
4.2.3	Comparaisons entre mesures et calculs ATMOS	120
4.2.3.1	Mesures sur sol plan	121
4.2.3.1.1	Cas d'un sol plan réfléchissant	122
4.2.3.1.2	Cas d'un sol plan possédant une rupture d'impédance	122
4.2.3.1.3	Cas d'un sol plan réfléchissant en présence d'un vent	124
4.2.3.2	Mesures en présence d'écran droit	126
4.2.3.2.1	Cas d'un écran droit en milieu homogène	127
4.2.3.2.2	Cas d'un sol plan avec écran droit en présence d'un gradient de célérité	128
4.2.3.3	Mesure en présence d'un remblai	130
4.2.3.3.1	Cas d'un remblai en milieu homogène	130
4.2.3.3.2	Cas d'un remblai en présence d'effets météorologiques	132
4.3	Conclusion	134
	Conclusion générale et perspectives	137
	Références	141
	Références Personnelles	151
	Annexe A : Complément sur les méthodes de résolution de l'équation d'onde	i
	A.1 Fast Fied Programm	i
	A.2 Modes normaux et série des résidus	ii
	A.2.1 Modes normaux	ii
	A.2.2 La série des résidus	iii
	A.3 Équations d'Euler linéarisées (LE)	iv
	Annexe B : Caractéristiques du tweeter et des microphones utilisés lors des mesures sur modèles réduits	vii
	Annexe C : Photographies de la campagne de mesures en soufflerie	ix
	Annexe D : Quelques résultats issus du benchmark réalisé dans le cadre du projet HARMONOISE	xv
	Annexe E : Interface graphique de ATMOS	xxiii

Définitions des variables

Alphabet latin

- a : indice de réfraction pour un profil linéaire (m^{-1})
 a' : paramètre de réfraction pour un profil logarithmique ($m.s^{-1}$)
 a_1, a_2 : Coefficient du numérateur lors du développement d'une exponentiel en série de Taylor
 A_0, A_2, A_4, A_6, A_8 : Coefficients utilisés pour calculer les starters d'ordre 4 et d'ordre 8
 b_1, b_2 : Coefficient du dénominateur lors du développement d'une exponentiel en série de Taylor
 B : fonction de corrélation de la turbulence
 B_s : Coefficient utilisé pour calculer les starters d'ordre 4 et d'ordre 8
 c : Célérité des ondes acoustiques ($m.s^{-1}$)
 c_0 : Célérité de référence des ondes acoustiques ($m.s^{-1}$)
 c_p : Capacité calorifique spécifique à pression constante ($J.kg^{-1}.K^{-1}.m$)
 c_r : Coefficient fonction de la position du récepteur dans un calcul BEM
 c_v : Capacité calorifique spécifique à volume constant ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
 C_T^2 : Paramètres de structures des fluctuations de la température ($m^{4/3}.s^{-2}$)
 C_v^2 : Paramètres de structures des fluctuations de la vitesse ($m^{-2/3}.K^{-2}$)
 d_{layer} : Epaisseur d'un matériau absorbant (m)
 d_1, d_2, d_3, d_4 : Distances horizontales (m)
 D : Densité spectrale de turbulence (transformée de Fourier de B)
 e : Epaisseur d'un obstacle (m)
 e_1 : Signal temporel
 E_1 : Transformée de Fourier de e_1
 $erfc$: Fonction erreur complémentaire
 EA : Atténuation relative au champ libre (dB)
 f : Fréquence de l'onde (Hz)
 f_c : Fréquence centrale de bande de tiers d'octave (Hz)
 f_m : Fréquence centrale de la forme d'onde temporelle (Hz)
 f_s : Distribution de source sur le domaine Ω
 F_p : Fonction de perte
 G : Fonction de Green
 h_1 : Fonction de transfert
 h_a : Humidité absolue ($g.m^{-3}$)
 h_e : Hauteur de l'écran (m)
 h_r, h_{r1}, h_{r2} : Hauteur du récepteur (m)
 h_{re} : Humidité relative (%)
 h_s : Hauteur de la source (m)
 h_{sat} : Humidité de saturation ($g.m^{-3}$)

H_0^- : Fonction de Hankel sphérique d'ordre zéro de première espèce
 H_1 : Transformée de Fourier de h_1
 j : Élément unité pour les nombres complexes
 \mathbf{k} : Vecteur nombre d'onde
 k : Nombre d'onde (m^{-1})
 \tilde{k} : Nombre d'onde employé lors de la prise en compte des variations de densité (m^{-1})
 k_0 : Nombre d'onde de référence (m^{-1})
 k_r : Composante horizontale du vecteur nombre d'onde \mathbf{k} (m^{-1})
 k_g : Nombre d'onde complexe à l'intérieur d'un matériau absorbant (m^{-1})
 k_v : Nombre d'onde vertical (m^{-1})
 k_z : Composante verticale du vecteur nombre d'onde \mathbf{k} (m^{-1})
 K_a : Constant de Von Kármán
 $K_{1/3}, K_{2/3}$: Fonctions modifiées de Bessel
 L : Longueur de corrélation (m)
 L_m : Echelle de la plus grande inhomogénéité du milieu (m)
 n : Indice de réfraction avec prise en compte de la turbulence
 \bar{n} : Indice de réfraction moyen
 \tilde{n} : Indice de réfraction employé lors de la prise en compte des variations de densité
 n_r : Indice de la réalisation utilisée pour le calcul de la turbulence
 n_s : Normale à la surface
 N : Nombre de points de la FFT dans un calcul GFPE
 N_p : Nombre de points utilisés pour discrétiser la frontière dans un calcul BEM
 N_r : Nombre de réalisations utilisées pour le calcul de la turbulence
 p : Pression acoustique (Pa)
 \tilde{p} : Pression acoustique employée lors de la prise en compte des variations de densité (Pa)
 p_{BEM} : Pression acoustique obtenue après un calcul BEM (Pa)
 p_d : Potentiels de double couches
 p_{GFPE} : Pression acoustique obtenue après un calcul GFPE (Pa)
 p_{lib} : Pression en champ libre (Pa)
 p_s : potentiels de simple couche
 p_{tot} : Pression totale (Pa)
 P : Fonction de Green de la pression
 q : Opérateur utilisé par la GFPE
 q_m : Rapport de mélange (rapport de masse entre la vapeur d'eau et l'air sec de l'atmosphère)
 Q : Opérateur utilisé par la PE
 Q_s : Coefficient de réflexion en ondes sphériques
 \mathbf{r} : Vecteur distance
 r : Distance horizontale (m)
 r_{ecran} : Position horizontale d'un écran (m)
 R : Point récepteur
 R_1, R_2 : Distance (m)

R_c : Rayon de courbure des surfaces (m)
 R_p : Coefficient de réflexion en onde plane
 R_{ref} : Coefficient de réflexion en onde plane sur un obstacle droit
 R_{gaz} : Constante des gaz en présence d'air sec
 s_1 : Signal temporel
 S : Point source
 S_1 : Transformée de Fourier de s_1
 S', S'' : Points source image
 t : Temps (s)
 T : Température réelle ou potentielle (K)
 T_0 : Température de référence (K)
 TF : Transformée de Fourier
 TF^{-1} : Transformée de Fourier inverse
 T_t : Variation turbulente de la température
 U : Champ acoustique
 v : Vitesse du vent ($m.s^{-1}$)
 v_r : Vitesse de vent horizontale ($m.s^{-1}$)
 v_t : Variation turbulente de la vitesse du vent
 v_z : Vitesse de vent verticale ($m.s^{-1}$)
 v_* : Vitesse de frottement du vent ($m.s^{-1}$)
 w : Fenêtre de pondération
 z : Altitude (m)
 z_0 : Longueur de rugosité (m)
 z_{max} : Hauteur du haut de la couche absorbante située au sommet du domaine à étudier (m)
 z_s : Hauteur de la source (m)
 z_{sup} : Altitude du bas de la couche absorbante située au sommet du domaine à étudier (m)
 Z_{layer} : Impédance d'un matériau absorbant possédant une épaisseur
 Z_g : Impédance normalisée

Alphabet grec

α : Absorption atmosphérique ($néper.m^{-1}$)
 α_{cl} : Atténuation classique ($néper.m^{-1}$)
 α_{diff} : Atténuation par diffusion ($néper.m^{-1}$)
 α_{rot} : Atténuation par relaxation rotationnelle ($néper.m^{-1}$)
 α_i : Atténuation relaxation vibratoire ($néper.m^{-1}$)
 α_{nr} : Phase aléatoire (rad)
 β : Pôle du facteur de réflexion en onde plane R_p
 β_1, β_2 : Coefficients complexes utilisés par la BEM
 Γ : Fonction Gamma

Γ_s : Frontière du domaine Ω
 δ : Fonction de Dirac
 δk : Variations du nombre d'onde k
 Δr : Taille du pas horizontal (m)
 Δk : Pas du nombre d'onde des fluctuations (m^{-1})
 Δz : Taille du pas vertical (m)
 ϵ : Facteur de couplage de la GFPE-BEM
 η : Facteur utilisé par la SF-PE
 θ : Angle de réflexion (rad)
 θ_g : Angle géométrique sous lequel est vue une surface dans un calcul BEM
 θ_p : Différence d'angle entre deux domaines (rad)
 θ_1 : Angle d'ouverture de l'équation parabolique (rad)
 θ_{nr} : Phase aléatoire (rad)
 κ : Nombre d'onde radial (GFPE)
 λ : Longueur d'onde
 μ : Fluctuation turbulente
 ξ : Partie imaginaire additionnée au nombre d'onde k au-delà de la hauteur z_{sup}
 ρ : Densité de l'air ($kg.m^{-3}$)
 $\sigma, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$: Résistivités à l'air du matériau ($kPa.s.m^{-2}$)
 σ_e : Résistivités à l'air du matériau recouvrant un écran acoustique ($kPa.s.m^{-2}$)
 σ_T : Déviations standard des fluctuations de la température
 σ_v : Déviations standard des fluctuations de la vitesse du vent
 v_d : Densité des potentiels double couches
 v_s : Densité des potentiels simple couche
 ϕ : Champ acoustique
 $\tilde{\phi}$: Champ acoustique employé lors de la prise en compte des variations de densité
 Φ : Transformée de Fourier du champ acoustique ϕ
 ω : Pulsation angulaire ($rad.s^{-1}$)
 ω_d : Distance numérique
 Ω : Domaine utilisé pour le calcul BEM

Introduction

Le problème des nuisances sonores représente un enjeu économique et de santé publique important. Souvent source de gêne, le bruit fait partie des premières préoccupations environnementales. Dans ce sens, les nouvelles exigences réglementaires relatives au bruit des transports terrestres imposent des niveaux sonores maximaux admissibles de plus en plus faibles, impliquant une détermination du bruit reçu à des distances des infrastructures de plus en plus grandes. Dans cette problématique de lutte contre le bruit, il devient indispensable de bien comprendre les mécanismes de propagation des ondes acoustiques en milieu extérieur et de posséder des modèles exacts de prévision capables de prendre en compte d'une façon suffisamment fine les effets météorologiques ainsi que les effets dus au sol et aux obstacles.

L'étude de la propagation sonore en milieu extérieur a été très largement abordée au cours de ces dernières dizaines d'années, donnant naissance à un nombre important de modèles numériques tels que les équations d'Euler Linéarisées (LE, Linearized Eulerian model), la méthode des rayons, les faisceaux gaussiens, le Fast Field Programm (FFP), la série des résidus et les modes normaux, ou encore la méthode des éléments de frontière (BEM, Boundary Element Method) et l'équation parabolique (PE, Parabolic Equation). Cependant, aucune de ces méthodes n'offre la possibilité de prendre en compte simultanément tous les phénomènes physiques mis en jeu.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le contexte de la Directive Européenne 2002/49/CE du 25 juin 2002 relative à l'évaluation et à la gestion du bruit dans l'environnement [55]. Il a pour but de proposer un modèle numérique plus complet, capable d'intégrer un maximum des phénomènes rencontrés en propagation extérieure. L'environnement dans lequel sont propagées les ondes acoustiques est le siège de nombreux comportements complexes qui interagissent entre eux. Les variations de température, de vent, la présence d'absorption atmosphérique, de ruptures d'impédance, de reliefs et d'obstacles sont autant de paramètres à prendre en compte dans les prévisions des niveaux sonores.

Le premier chapitre rappelle les principaux phénomènes mis en jeu dans la propagation extérieure des ondes acoustiques et un état de l'art des différents modèles numériques existants. Après une présentation des effets géométriques (divergence géométrique, absorption atmosphérique, réflexion par le sol et les obstacles, rupture d'impédance, diffraction) puis les effets dus aux conditions atmosphériques (température, vent, turbulence, humidité), une description des interactions entre la topographie et des paramètres météorologiques est réalisée. Une étude des différentes méthodes numériques est ensuite effectuée afin d'en dégager les avantages et les inconvénients. Il en ressort que l'équation parabolique semble l'approche numérique la mieux adaptée à notre problématique. Une comparaison de leurs différents schémas de résolution (CNPE, Split-step Fourier, Split-step Padé et GFPE) a permis de choisir la GFPE (Green's Function Parabolic Equation) comme méthode principale du code de calcul.

Le second chapitre s'attache à valider une première version du code numérique développée à partir de la GFPE. Les différents choix et les contraintes liées à l'implémentation numérique de l'approximation parabolique (maillage du domaine, calcul de la FFT, description de la couche absorbante supérieure et du facteur de réfraction) sont résumés dans une première partie. Celle-ci est suivie d'un examen des multiples starters pouvant être utilisés pour initialiser les calculs GFPE. Finalement, une validation sur des configurations fondamentales, telles que les ruptures d'impédance, les écrans fins et les obstacles épais, en présence de gradients de célérité du son et de turbulence, est présentée en fin de chapitre.

Un certain nombre de nouveaux développements ont été apportés au code de calcul. Ils sont présentés dans le troisième chapitre et concernent la prise en compte des topographies complexes (buttes, remblais, déblais), des protections anti-bruit sophistiquées avec effet de rétro-propagation (écran impédant, multi-réflexions entre écrans, couronnements) ainsi que l'effet du relief et des obstacles sur les profils de vitesse de vent. Ces nouvelles approches ont parfois nécessité le couplage avec la méthode des éléments de frontière (BEM). Un travail particulier a été également entrepris afin d'étudier la propagation des infrasons ($0-20\text{ Hz}$) dans l'atmosphère avec prise en compte des variations de densité de l'air et de l'absorption atmosphérique sur plusieurs centaines de kilomètres. Dans ce cadre, une méthode permettant de calculer la signature temporelle des infrasons à l'aide de la GFPE a été développée.

Toutes les évolutions apportées à l'équation parabolique et présentées dans le troisième chapitre ont été implémentées au sein d'un même code de calcul appelé ATMOS (Advanced Theoretical Model for Outdoor Sound propagation). La validation de ce nouvel outil numérique est effectuée à l'aide de données expérimentales issues de mesures sur modèles réduits. Pour ce faire, deux campagnes de mesures ont été entreprises. La première, en atmosphère contrôlée au-dessus d'une surface plane et d'une surface courbée, a été menée au Centre des Maquettes du CSTB de Grenoble. Elle a permis d'accéder à des données mesurées pour des configurations analogues aux cas avec effets météorologiques simples où le gradient de célérité est constant. La seconde campagne a été conduite en atmosphère inhomogène dans la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes. Des conditions météorologiques proches de situations réelles ont été reproduites à l'aide d'un vent portant afin de mettre en évidence les interactions entre le vent et le relief. Toutes ces validations montrent généralement un bon accord entre les résultats issus d'ATMOS et ceux obtenus lors des deux campagnes de mesures.

Chapitre 1

Propagation du son en milieu extérieur complexe

La propagation acoustique en milieu extérieur est un domaine qui suscite depuis longtemps un grand intérêt scientifique. Elle dépend d'un nombre important de paramètres liés aux propriétés du milieu de propagation (atmosphère), aux conditions aux limites (sol, obstacles), aux caractéristiques physiques de la source ainsi qu'à la position de la source et du récepteur. Ceci rend parfois sa prévision difficile.

Le Général Grant des forces armées des Etats-Unis en a été le témoin direct puisqu'en septembre 1862, durant la guerre civile américaine, les conditions de propagation acoustique présentes ce jour-là (fort vent soufflant du nord vers le sud), lui firent perdre la bataille. Son plan, minutieusement préparé, consistait à envoyer son major Rosecrans attaquer les forces des Confédérés par le flanc sud. Le Général, caché à moins de 10 *km* derrière une colline du flanc nord, devait lancer son attaque pour prendre l'ennemi en tenailles au moment où le son de la bataille lui parviendrait. Aucun bruit perceptible n'arriva jusqu'à lui et ce n'est que deux heures après le début des combats que le Général apprit de coursiers envoyés par Rosecrans que la bataille était perdue (Ross [110]).

Ce chapitre présente les principaux phénomènes rencontrés par l'onde acoustique lorsqu'elle est propagée en milieu extérieur. Après une présentation des effets en atmosphère homogène, c'est-à-dire pour un milieu stable (divergence géométrique, absorption atmosphérique, réflexion sur le sol et les obstacles, diffraction), les effets dus aux conditions atmosphériques inhomogènes (température, vent, turbulence, humidité) sont abordés. Puis, le milieu de propagation n'étant pas complètement indépendant de la nature du sol rencontré, une troisième partie de ce chapitre détaille les mécanismes d'interactions entre la topographie et les effets météorologiques. Un état de l'art des méthodes utilisées en acoustique extérieure pour résoudre l'équation d'onde est ensuite réalisé. Il met en évidence les avantages et inconvénients des différents modèles et conduit à choisir une équation parabolique, la GFPE (Green's Function Parabolic Equation) comme méthode principale du code de calcul développé au cours de ce travail.

1.1 Propagation du son en milieu homogène

Un milieu homogène est caractérisé par la nature uniforme de ses paramètres atmosphériques. La célérité des ondes acoustiques y est constante. L'étude de la propagation du son dans un tel milieu nécessite de prendre en compte quatre phénomènes principaux : la divergence géométrique, dépendante de la distance de propagation et causée par la dispersion des ondes acoustiques, l'absorption atmosphérique, également liée à la distance de propagation mais découlant des caractéristiques du milieu et de la fréquence, les réflexions sur le sol et les obstacles, se traduisant

par une perte d'énergie fonction des propriétés d'absorption du matériau rencontré, et la diffusion, entraînant un apport d'énergie dans la zone située derrière l'obstacle.

1.1.1 Divergence géométrique

La divergence géométrique est le phénomène qui traduit la dispersion des ondes dans l'espace. L'atténuation sonore qui en découle, indépendante de la fréquence, est fonction de la distance de propagation dans un domaine sans obstacle (champ libre). Pour une source ponctuelle en milieu homogène, la puissance acoustique se répartit uniformément sur le front d'onde sphérique. L'aire du front d'onde étant proportionnelle au carré du rayon R_1 de la sphère, l'intensité acoustique diminue en $1/R_1$ et la pression acoustique en $1/R_1^2$.

Pour une onde sphérique, le niveau de pression acoustique décroît donc de 6 dB lorsque la distance entre la source et le receveur est doublée. Lorsque la source est linéique, le rayonnement n'est plus sphérique mais cylindrique et la diminution n'est alors que de 3 dB par doublement de distance.

1.1.2 Absorption atmosphérique

L'absorption atmosphérique doit être prise en compte à partir d'une centaine de mètres de propagation pour les fréquences caractéristiques des transports terrestres. Elle englobe les effets de la viscosité du fluide, les échanges d'énergie entre molécules et la diffusion thermique. En première approximation l'absorption atmosphérique est proportionnelle à la distance parcourue et à un coefficient dépendant de la température, de la pression, de l'humidité de l'air et de la fréquence. De nombreux auteurs ont tenté de modéliser les phénomènes d'absorption par des modèles semi-empiriques (Delrieux [50]) et des modèles théoriques (Sutherland [122]).

Les résultats présentés au cours de ce travail sont exprimés sous la forme d'atténuations relatives au champ libre (le niveau total moins le niveau en champ libre). Ces atténuations ne font, généralement, pas apparaître les effets de l'absorption atmosphérique. Elle peut cependant être prise en compte de façon précise pour le calcul, par exemple, d'un niveau de pression acoustique (Chapitre 3).

1.1.3 Réflexion sur les surfaces

La nature des surfaces rencontrées lors des études acoustiques en milieu extérieur est variée. Planes ou de formes plus complexes, ces frontières peuvent être composées de terre, de neige, de végétations diverses, de graviers, de bitume, de béton, de matériaux absorbants ou réfléchissants. Le plus souvent, ces surfaces sont supposées être à réaction localisée, c'est-à-dire que la propagation latérale du son à l'intérieur de celle-ci est négligée. Dans ce cas, pour une onde plane, le coefficient de réflexion en onde plane R_p s'écrit :

$$R_p(\theta) = \frac{Z_g \cos(\theta) - 1}{Z_g \cos(\theta) + 1} \quad (1)$$

où l'impédance normalisée Z_g est indépendante de l'angle de réflexion θ correspondant à l'angle d'arrivée de l'onde incidente sur la surface. Z_g est donc suffisante pour caractériser la surface.

Lorsque le matériau étudié présente une très basse résistivité au flux d'air (résistance spécifique au passage de l'air) σ , l'approximation de réaction localisée n'est plus applicable (Salomons [117]). Dans ce cas, les surfaces sont dites à réactions étendues. Leur impédance dépend alors de l'impédance normalisée Z_g mais également du nombre d'onde complexe k_g à l'intérieur du matériau absorbant. Des mesures effectuées en extérieur ont cependant montré que l'hypothèse de matériaux à réaction localisée reste valable pour une grande majorité des surfaces et pour un domaine étendu du spectre des fréquences audibles (Attenborough [7], Salomons [117]).

Attenborough [6] [7], Bérengier [11], Delany et Bazley [49] ont développé des modèles afin d'obtenir les impédances normalisées Z_g ainsi que le nombre d'onde complexe k_g des matériaux. Plus récemment, des modèles plus complexes, comme celui de Biot, considérant les vibrations de la structure ainsi que de l'air à l'intérieur du matériaux poreux, ou le modèle du "fluide équivalent", ne prenant en compte que les vibrations de l'air dans le matériau, ont été étudiés (Allard [4]). Tous ces modèles se différencient par leur complexité et leur domaine de validité varie en fonction de la fréquence et du type de matériau.

Le modèle de Delany et Bazley [48], présenté ici, a été choisi en raison de sa simplicité. Il est employé par la suite pour caractériser les matériaux absorbants utilisés. Modèle empirique développé dans le but de caractériser les matériaux fibreux absorbants, il est utilisé pour calculer l'impédance des champs, des sols herbeux et des matériaux absorbants présents sur les écrans acoustiques. Les expressions de l'impédance normalisée Z_g et du nombre d'onde complexe k_g à l'intérieur du matériau sont les suivantes :

$$\begin{cases} Z_g = 1 + 9,08 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0,75} + j 11,9 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0,73} \\ k_g = \frac{\omega}{c_0} \left[1 + 10,8 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0,70} + j 10,3 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0,59} \right] \end{cases} \quad (2)$$

avec c_0 la célérité de référence des ondes acoustiques et ω la pulsation angulaire.

Ce modèle est simple, puisqu'il ne dépend que de la fréquence f et de la résistivité σ du matériau (résistance spécifique au passage de l'air). Chessel [25] montre qu'il permet d'obtenir de très bons résultats, corrélés avec des données expérimentales de sols herbeux, pour des valeurs comprises entre 100 et 300 $kPa.s.m^{-2}$ (ou $Rayls.cm^{-1}$).

Les équations Eq.(2) décrivent des matériaux dont l'épaisseur est infinie. En pratique, les caractéristiques d'une surface absorbante dépendent également de son épaisseur. C'est le cas par exemple d'une fine couche de matériau absorbant reposant sur un sol rigide. Une nouvelle impédance Z_{layer} est alors introduite, correspondant à une couche de matériau absorbant d'épaisseur d_{layer} reposant sur une surface parfaitement rigide :

$$Z_{layer} = Z_g \coth(-jk_g d_{layer}) \quad (3)$$

A l'exception des matériaux fortement absorbants, l'approximation $Z_{layer} \approx Z_g$ est effectuée dès que l'épaisseur caractéristique dépasse 0,1 m.

Il est important de noter que le signe positif de la partie imaginaire des équations Eq.(2) est lié au choix de la convention $e^{-j\omega t}$ du facteur temporel. Lorsque la convention est en $e^{j\omega t}$, le signe de la partie imaginaire devient alors négatif.

1.1.4 Diffraction par les obstacles

Les obstacles perturbent le parcours des ondes acoustiques. Ils provoquent un changement de la direction de propagation du son. La diffraction est la capacité de l'onde à "contourner" cet obstacle (Figure 1-1). Celle-ci est d'autant plus importante (champ sonore plus élevé au niveau du récepteur) que l'obstacle est petit devant la longueur d'onde considérée.

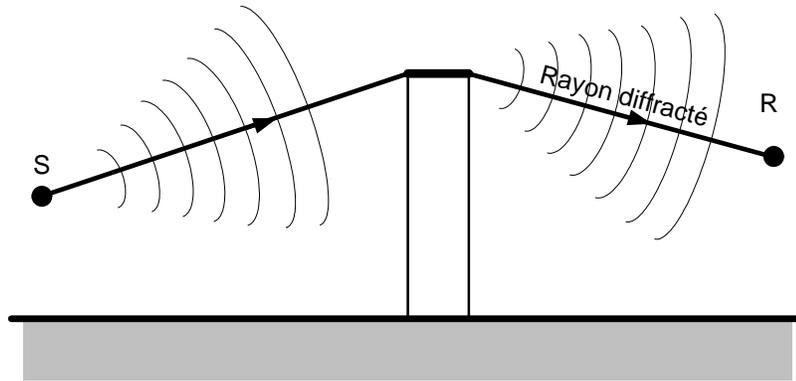


Figure 1-1: Phénomène de diffraction. Une partie de l'onde est diffractée derrière l'écran, dont le sommet agit comme une source secondaire.

Les premiers calculs de diffraction sont dus à Kirchhoff. Il propose une formulation mathématique du problème vers la fin du XIX^e siècle. Ces travaux sont repris par Rayleigh, Rubinowicz, Sommerfeld qui en suppriment certaines incompatibilités. Ils n'aboutissent cependant qu'à une théorie approchée. En 1894, Sommerfeld parvient à déterminer la solution exacte pour le cas d'une onde incidente plane arrivant sur un écran semi rigide. Le cas est étendu au problème de l'onde sphérique par McDonald en 1915 [91].

Ces solutions nécessitent le calcul d'intégrales difficiles à évaluer, si bien qu'il faut avoir recours à des développements asymptotiques pour les résoudre plus simplement (Buret [23], Filippi [57], Hadden [68]). Depuis, d'autres techniques telles que la TGD (Théorie Géométrique de la Diffraction) et la méthode des éléments de frontière (BEM - Boundary Element Method) ont été développées pour résoudre les problèmes de diffraction.

1.2 Propagation du son en milieu inhomogène

Les propriétés météorologiques de l'atmosphère, variables selon l'altitude, la portée et le temps, influencent fortement la propagation des ondes acoustiques (Naz [94]). Difficiles à intégrer à cause de leur caractère complexe et aléatoire, leurs effets doivent être pris en compte, dès que les distances dépassent, pour le cas d'une source et d'un récepteur proches du sol, une cinquantaine de mètres (Figure 1-2).

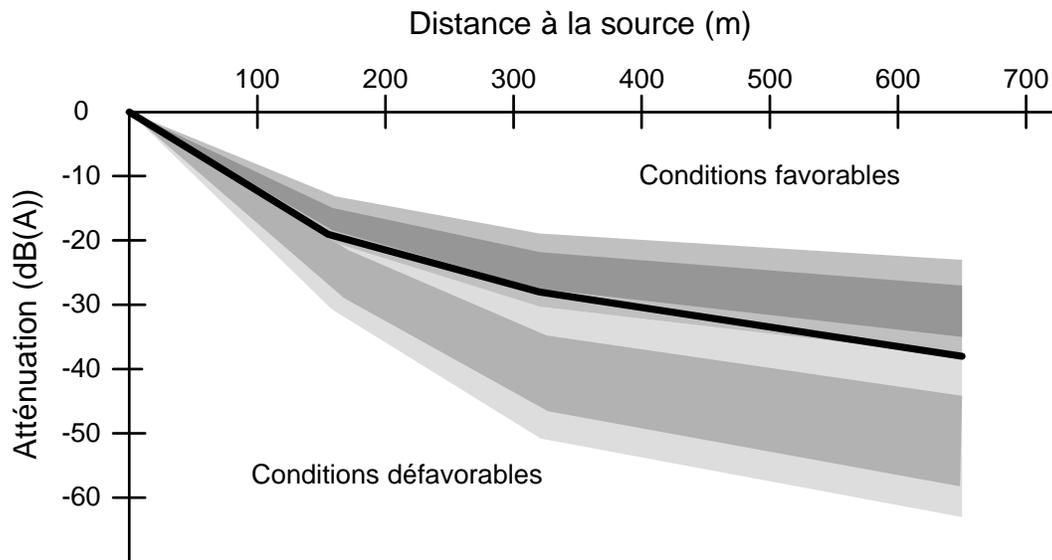


Figure 1-2: Exemple de niveaux sonores en conditions favorables et en conditions défavorables, comparés au niveau sonore théorique en condition homogène (trait rouge) pour une source localisée à 6 m au dessus du sol et des récepteurs à 1,5 m de hauteur. Les bandeaux sombres contiennent au moins 50 % des échantillons et les bandeaux clairs, au moins 90 % (Bruit des infrastructures routières [92]).

Cette partie présente les différents phénomènes météorologiques intervenant dans la propagation des ondes acoustiques. Après une description des propriétés de l'atmosphère, les effets du vent, de la température et de la turbulence sont étudiés.

1.2.1 Description de l'atmosphère

En-dessous de quelques kilomètres de propagation, seules les caractéristiques atmosphériques des couches les plus basses sont prises en compte. Au contraire, puisque la vitesse du son passe de 340 m.s^{-1} au niveau du sol à plus de 600 m.s^{-1} à 160 km d'altitude, la propagation très longues distances nécessite de s'intéresser à des altitudes élevées et aux couches supérieures de l'atmosphère.

Les variations météorologiques sont générées par les hétérogénéités de température et de vitesse du vent qui elles-mêmes sont liées à l'ensoleillement, l'hygrométrie, la végétation ou le relief. Elles dépendent également des différentes couches de l'atmosphère (Figure 1-3 et Figure 1-4).

L'atmosphère est divisée en plusieurs couches, chacune caractérisée par un profil thermique (Figure 1-4). La troposphère est la couche atmosphérique la plus proche du sol. Son épaisseur se réduit avec la latitude. D'une vingtaine de kilomètres au-dessus de l'équateur, elle n'est plus que de sept kilomètres au-dessus des pôles. Couche riche en vapeur d'eau et en nuages, la température moyenne y décroît approximativement de $-6,5 \text{ K.km}^{-1}$ (ICAO standard atmosphere [75]) à partir de 3000 m en raison du rayonnement de la couche terrestre qui réchauffe l'air proche du sol.

La couche limite atmosphérique, prise en compte lors de l'étude de la propagation des bruits routiers, est définie comme étant la partie de l'atmosphère directement influencée par la surface de la terre, c'est à dire subissant les effets du réchauffement et du refroidissement du sol au cours

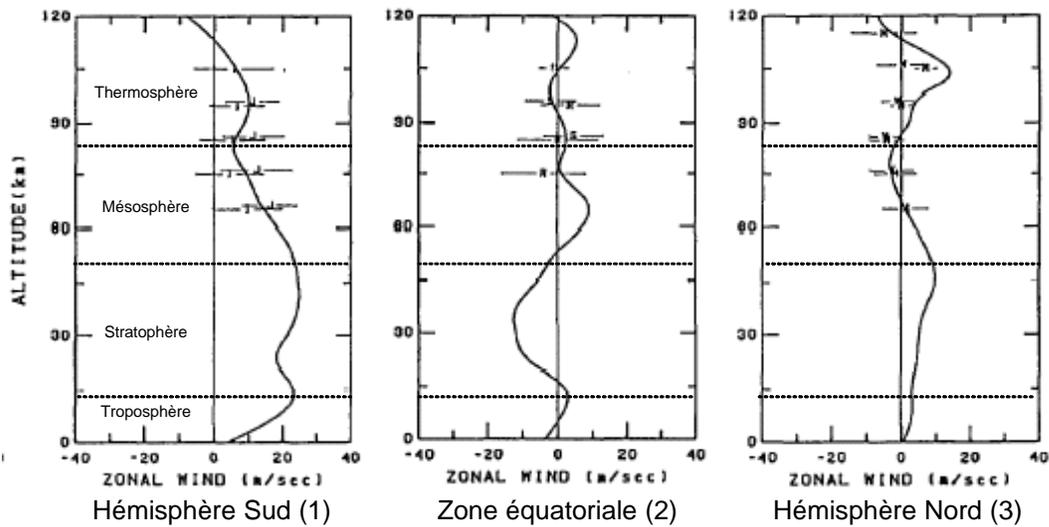


Figure 1-3: Exemple de vents moyens en fonction de l'altitude (0 à 120 km) pour l'hémisphère sud (1), la zone équatoriale (2) et l'hémisphère nord (3) (Hedin [72]).

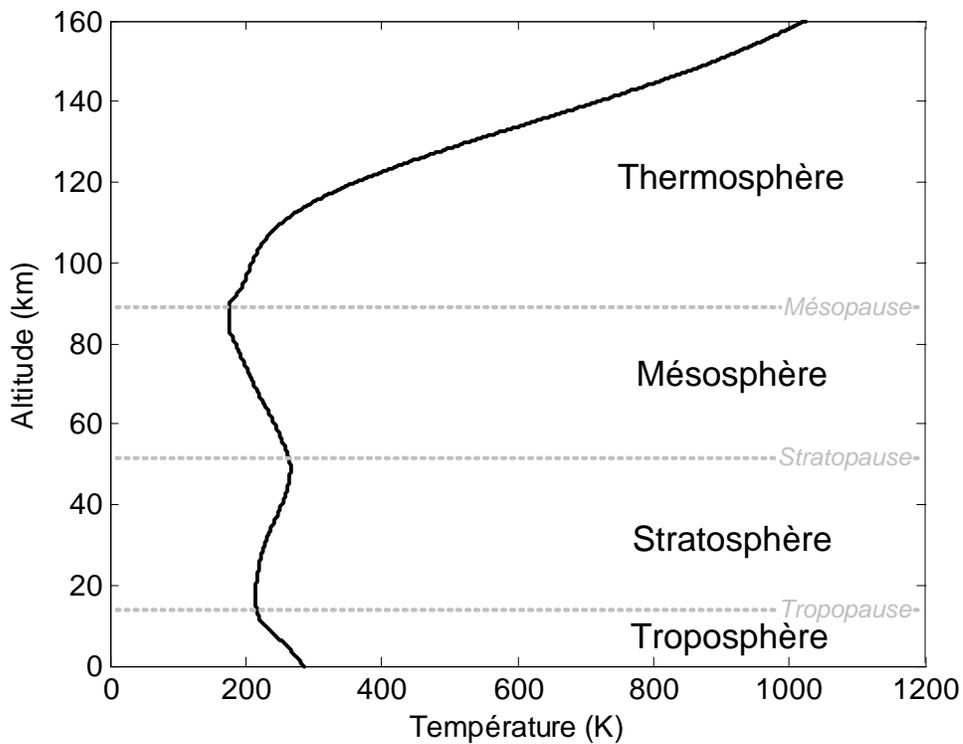


Figure 1-4: Température en fonction de l'altitude (0 à 120 km) dans les différentes couches de l'atmosphère (Sutherland [122]).

de la journée (Stull [121]). Elle inclut donc les forces de frictions de l'air en mouvement ainsi que les transferts de chaleur entre le sol et l'atmosphère. Son épaisseur varie fortement en fonction de nombreux paramètres tels que la vitesse du vent ou l'importance des radiations au niveau du sol. Pour nos latitudes, son épaisseur est généralement comprise entre 500 m et 2000 m durant la journée et 50 m et 1000 m pendant la nuit. Dans cette couche limite atmosphérique, le gradient

vertical moyen de température est approximativement de -10 K.km^{-1} (réfraction vers le haut). Lorsque que le bilan radiatif est positif la valeur du gradient diminue. Inversement, la présence d'un bilan radiatif négatif au niveau du sol entraîne une augmentation du gradient jusqu'à des valeurs positives (inversion de gradient). Toutefois, tant que les distances de propagation ne dépassent pas le kilomètre, la prise en compte de la couche de surface, représentant les 10 % inférieurs de la couche limite atmosphérique, est suffisante (Wilson [133]).

Cette décroissance présente toutefois des exceptions, mises en évidence par l'apparition de couches d'inversion de température. C'est ce qui se passe la nuit par ciel dégagé lorsque les couches au contact du sol se refroidissent plus rapidement que les couches supérieures. Ces phénomènes gardent cependant un caractère local, fugace et proche de la surface terrestre. Ils sont modulés en fonction de la saison et de la couverture nuageuse. En été, un ciel dégagé fait augmenter rapidement la température au sol et entraîne un fort gradient, alors qu'une couverture nuageuse conduit à une température plus modérée et à un gradient plus uniforme.

La stratosphère est localisée juste au-dessus de la troposphère. La composition de l'air y est pratiquement constante. La majeure partie des rayons solaires ultraviolets y est absorbée par la couche d'ozone qui, par sa présence, provoque des réactions photochimiques qui fournissent un apport de chaleur à cette couche. La température, d'abord constante, s'accroît lorsque l'altitude augmente. La vapeur d'eau y est presque absente (pas de nuage) et la pression y est très basse (50 hPa à 20 km pour 1013 hPa au niveau de la mer).

Ce n'est que plus haut, dans la mésosphère, que le profil thermique vertical est de nouveau décroissant. Il atteint ainsi -80°C à une altitude de 80 km . Au-delà débute le domaine de la haute atmosphère appelée thermosphère. Les transformations physiques et chimiques y affectent de plus en plus profondément un air devenu très raréfié et soumis à une température fortement croissante avec l'altitude. La pression y est presque nulle.

En général, les effets thermiques et aérodynamiques sont liés. Ils sont représentés par des profils verticaux évoluant au cours de la propagation et qui, une fois combinés à la vitesse du son, permettent d'obtenir le profil de célérité effectif utilisé pour les calculs acoustiques.

1.2.2 Effets de la température

Les gradients verticaux de température influencent la célérité des ondes acoustiques proportionnellement à la racine carrée de la température virtuelle T_v (K). Pour un gaz, et en l'absence de dispersion, la célérité s'écrit (Crocker [40]) :

$$c = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} R_{\text{gaz}} T_v} \quad (4)$$

avec $c_p = 1005,67 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ la capacité calorifique spécifique à pression constante, $c_v = 717,62 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ la capacité calorifique spécifique à volume constant, $R_{\text{gaz}} = 287,06 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ la constante des gaz en présence d'air sec.

La stratification verticale de l'atmosphère engendre une courbure des trajets de propagation. Lorsque la température est plus élevée au niveau du sol qu'en altitude (gradient négatif), les trajets acoustiques se courbent vers le haut, provoquant une diminution des niveaux sonores reçus par le

récepteur. Le trajet de l'onde acoustique plus rasant renforce l'effet de sol et donne naissance à des zones d'ombre. Inversement, lorsque la température est plus élevée en altitude qu'au niveau du sol (gradient positif), les trajets acoustiques se courbent vers le bas. L'effet de sol est diminué, des phénomènes de multi-reflexions sur le sol apparaissent et l'onde acoustique contourne certains obstacles placés entre la source et le récepteur : les niveaux sonores augmentent (Figure 1-5).

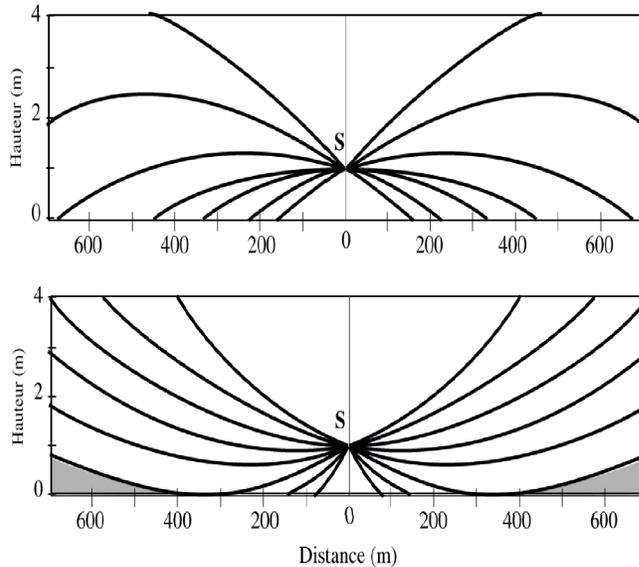


Figure 1-5: Représentation des rayons acoustiques issus d'une source ponctuelle en présence d'un gradient de température positif (en haut) et négatif (en bas). Les zones grisées correspondent à des zones d'ombre (Premat [99]).

1.2.3 Effets du vent

Le vent est une grandeur vectorielle en trois dimensions difficile à modéliser en raison de sa grande instabilité au cours du temps et de l'espace. Son gradient, causé par les frottements entre l'air en mouvement et la surface terrestre, perturbe la propagation des ondes acoustiques. La diminution de vitesse du vent dans les basses couches de l'atmosphère est liée à la longueur de rugosité du sol z_0 ce qui donne naissance à un profil de vitesse de vent v dont une bonne approximation est donnée par une loi logarithmique en fonction de l'altitude z :

$$v(z) = \frac{v_*}{K_a} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (5)$$

avec v_* la vitesse de frottement, K_a la constante de Von Kármán et z_0 la longueur de rugosité. Ce profil correspond aux modèles mécaniques de l'écoulement d'un gaz visqueux au-dessus d'une surface rugueuse.

Les méthodes de résolution de l'équation d'onde sont principalement des modèles en deux dimensions. Seules les composantes dans le domaine (r, z) , où r est la portée et z l'altitude, sont donc considérées. L'importance de la composante verticale v_z varie en fonction de la dimension de l'échelle considérée. Lorsque celle-ci est inférieure à 2 km, la composante verticale de vitesse du vent peut posséder une amplitude dont la valeur est du même ordre de grandeur que celle de

la composante horizontale v_r (turbulence, rue encaissée). Lorsque les longueurs caractéristiques sont comprises entre 2 et 200 km, l'amplitude de v_z est environ 10 fois plus petite que v_r et devient de l'ordre du $mm.s^{-1}$ ou du $cm.s^{-1}$ pour les longueurs caractéristiques plus importantes. Cependant, dans de nombreux cas, la composante verticale de la vitesse du son v_z est négligeable par rapport à la composante horizontale v_r . C'est pourquoi la célérité des ondes acoustiques, influencée par la présence d'un vent, peut s'écrire :

$$c = c_0 + \|\vec{v}\| \approx c_0 + v_r \quad (6)$$

où c_0 est la vitesse du son sans vent.

Lorsque le vent souffle dans le sens opposé à la direction de propagation, sa vitesse se soustrait à la célérité du son en atmosphère immobile, provoquant une courbure vers le haut du trajet des rayons acoustiques. Il en résulte une diminution des niveaux sonores. A l'inverse, en présence d'un vent portant, la composante de vitesse conduit à une augmentation de la vitesse du son avec l'altitude. Les trajets sonores se courbent alors vers le bas entraînant un accroissement des niveaux sonores (Figure 1-6).

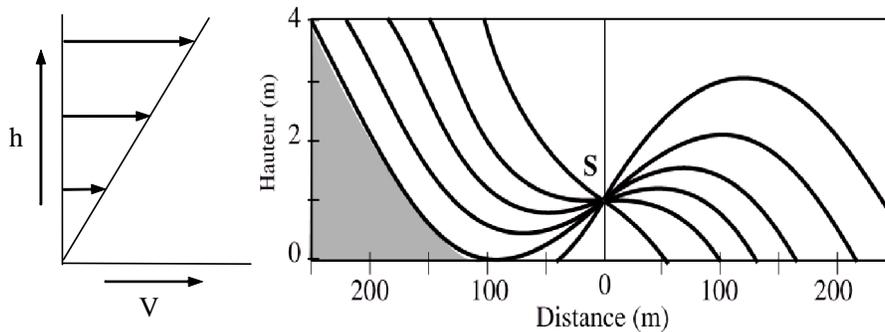


Figure 1-6: Représentation des rayons acoustiques issus d'une source ponctuelle, en présence d'un gradient de vent. La zone grisée correspond à la zone d'ombre (Premat [99]).

1.2.4 Effets de la turbulence

La turbulence désigne les variations spatio-temporelles de la vitesse du vent et de la température. Liée aux interactions entre l'atmosphère et la surface de la terre dans les basses couches de l'atmosphère, la turbulence est prise en compte sous deux formes : la turbulence cinématique et la turbulence thermique.

La turbulence cinématique est engendrée par les instabilités de Reynolds (passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent). Elle est également due à la rugosité du terrain et aux obstacles de toutes natures, formant la surface du sol (arbres, maisons, montagnes, collines). Toujours présent dans la couche limite atmosphérique, à l'exception d'une fine couche d'environ 1 mm au-dessus des surfaces, ce type de turbulence provoque des perturbations donnant naissance à des tourbillons dont la durée caractéristique est de l'ordre de la seconde et l'échelle spatiale de l'ordre du mètre.

La turbulence thermique est créée par les changements de température entre les différentes altitudes de l'atmosphère. Les variations de la masse volumique de l'air, provoquées par le rayonnement de la terre chauffée par le soleil, entraînent des phénomènes de convection appelés ascendants thermiques. D'une durée caractéristique de l'ordre 30 secondes à 15 minutes, ces ascendants présentent une échelle spatiale de 200 à 15000 mètres.

Les effets de la turbulence augmentent avec la distance et diminuent avec l'altitude (Brown [21]). Ils favorisent la pénétration du son par diffusion dans les zones d'ombre (McBride [90]) et, faisant perdre la cohérence existant entre l'onde directe et l'onde réfléchiée par le sol, réduisent l'importance des minima et des maxima des interférences (Daigle [41] [42], Wilson [134]).

Plusieurs modèles numériques ont ainsi été développés au cours de ces dernières années. Juvé [80] propose de modéliser les spectres de turbulence en différenciant les inhomogénéités de température et les inhomogénéités de vitesse. Blanc-Benon [17], Karweit [81], Comte-Bellot [38] se sont intéressés à la modélisation de la propagation à longue distance des ondes acoustiques en milieu inhomogène en utilisant des modes de Fourier aléatoires.

Blanc-Benon [18], Wilson [132] représentent la turbulence à travers un indice de réfraction moyen \bar{n} auquel vient s'ajouter une fluctuation turbulente μ :

$$n = \bar{n} + \mu \quad (7)$$

avec $\bar{n} = \frac{c_0}{c}$ et, d'après Eq.(4) et Eq.(6), $c = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} R_{gaz} T_v + v_r}$. La fluctuation μ est exprimée en fonction des variations turbulentes T_t de la température et v_t de la vitesse du vent. Ces deux fonctions aléatoires évoluant avec le temps et la position (Ostashev [96] [117], Wert [128]) :

$$\mu = -\frac{T_t}{2T_0} - \frac{v_t}{c_0} \quad (8)$$

μ est caractérisée par sa fonction de corrélation B :

$$B(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \overline{\mu(\vec{r}_1) \mu(\vec{r}_2)} \quad (9)$$

où $\overline{\mu(\vec{r})}$ représente la moyenne de la fonction aléatoire $\mu(\vec{r})$.

Pour un spectre gaussien et pour une atmosphère présentant à la fois des fluctuations de température et de vent, cette fonction s'écrit :

$$B(x, y, z) = \left[\frac{\sigma_T^2}{4T_0^2} + \frac{\sigma_v^2}{c_0^2} \left(1 - \frac{R_2^2}{L^2} \right) \right] e^{-\frac{R_1^2}{L^2}} \quad (10)$$

avec L la longueur de corrélation, σ_T et σ_v les déviations standards des fluctuations de température et de vitesse du vent et $R_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ et $R_2 = \sqrt{y^2 + z^2}$ sont deux distances. La densité spectrale D en deux dimensions est obtenue par une transformée de Fourier de la fonction de corrélation :

$$D(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} B(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (11)$$

où $\mathbf{r} = (r, z)$ et $\mathbf{k} = (k_r, k_z)$ sont deux vecteurs. A partir des équations Eq.(10) et Eq.(11) on obtient :

$$D(k_r, k_z) = \frac{L^2}{4\pi} \left(\frac{\sigma_T^2}{4T_0^2} + \frac{\sigma_v^2 [k_z^2 L^2 + 2]}{4c_0^2} \right) e^{-\frac{(k_r^2 + k_z^2)L^2}{4}} \quad (12)$$

L'utilisation d'un spectre gaussien est relativement commode pour décrire les inhomogénéités du milieu de propagation. Il représente une bonne approximation du spectre de turbulence réel mais ne tient compte que des effets des inhomogénéités les plus importantes. C'est pourquoi un autre spectre, appelé spectre de von Kármán, est utilisé. Plus complexe, il permet de décrire une gamme plus large de tourbillons, ce qui le rend plus représentatif du spectre de turbulence réel. La nouvelle fonction de corrélation B des fluctuations de l'indice de réfraction μ s'écrit :

$$B(x, y, z) = \frac{\Gamma(1/3)(K_0 R_1)^{\frac{1}{3}}}{\pi 2^{\frac{2}{3}} K_0^2 \sqrt{3}} \times \left(K_{1/3}(K_0 R_1) \frac{C_T^2}{4T_0^2} + \left[K_{1/3}(K_0 R_1) - \frac{K_0 R_2^2}{2R_1} K_{2/3}(K_0 R_1) \right] \frac{C_v^2}{c_0^2} \right) \quad (13)$$

où $K_0 = 2\pi/L_m$ avec L_m l'échelle de la plus grande inhomogénéité du milieu influençant le moment statistique du champ sonore. C_T^2 et C_v^2 représentent des paramètres de structures des fluctuations de la température et de la vitesse du vent. $K_{1/3}(K_0 R_1)$ et $K_{2/3}(K_0 R_1)$ sont deux fonctions modifiées de Bessel.

La densité spectrale D dans le domaine (r, z) obtenue à partir de la nouvelle fonction de corrélation devient :

$$D(k_r, k_z) = \frac{5}{18\pi\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)} \cdot \frac{1}{((k_r^2 + k_z^2) + K_0^2)^{8/6}} \left(\frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{8}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)} \frac{C_T^2}{4T_0^2} \times \left[\frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(\frac{8}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{17}{6}\right)} + \frac{(k_r^2 + k_z^2)}{(k_r^2 + k_z^2) + K_0^2} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{14}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{17}{6}\right)} \right] \frac{22C_v^2}{12c_0^2} \right) \quad (14)$$

1.2.5 Effets de l'humidité

L'humidité influe sur la célérité des ondes acoustiques par l'intermédiaire de la température virtuelle T_v (voir section 1.2.2) et du coefficient d'absorption atmosphérique α (voir section 1.1.2). Présente principalement dans la troposphère, elle est pratiquement constante dans la couche limite atmosphérique puis décroît rapidement avec l'altitude.

La capacité de l'air à absorber la vapeur d'eau évolue en fonction de la température. Plus l'air est chaud, plus il peut emmagasiner d'eau. Lorsque le taux d'humidité dépasse une limite appelée humidité de saturation (Figure 1-7), l'excédent d'eau se précipite sous forme liquide. En d'autres termes, un fort refroidissement d'une masse d'air chaud très humide donne lieu à des précipitations. C'est par exemple le cas de la rosée sur le sol en été ou la gelée blanche durant la saison froide.

Bien que la température joue un rôle très important, elle n'est pas suffisante pour être représentative de la quantité d'humidité se trouvant dans une masse d'air. C'est pourquoi l'humidité relative h_{re} a été introduite. Elle correspond, à une température donnée, au rapport

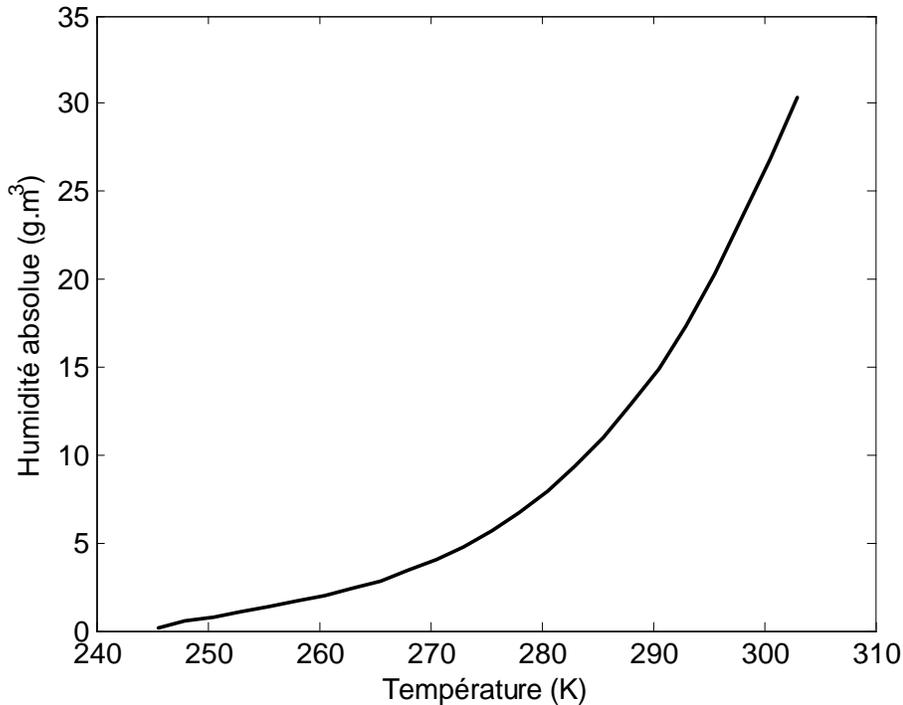


Figure 1-7: Humidité absolue en vapeur d'eau de l'air en fonction de la température.

entre l'humidité absolue h_a et l'humidité de saturation h_{sat} :

$$h_{re} (\%) = \frac{h_a \times 100}{h_{sat}} \quad (15)$$

Un seuil de 100 % d'humidité relative représente alors la limite de saturation de l'air en vapeur d'eau.

Le taux d'humidité relative fait fortement varier l'atténuation atmosphérique. Toutefois, pour un taux supérieur à 40 %, la variation de l'absorption reste faible tant que les fréquences sont inférieures à 4000 Hz.

1.3 Effets de la topographie sur l'évolution des conditions météorologiques

Tant que les distances d'études ne dépassent pas quelques kilomètres, la masse d'air peut être considérée comme une entité dont la température et l'humidité sont horizontalement quasi uniformes. Pourtant, des variations importantes, engendrées par l'évolution de la topographie, peuvent apparaître localement. Le type de terrain rencontré (lac, montagne, vallée, ville) au cours de la propagation des ondes acoustiques modifie de façon plus ou moins importante les profils météorologiques, donnant naissance à des microclimats.

Cette partie présente quelques exemples d'interactions entre le sol et les effets météorologiques à partir des effets sur les caractéristiques de l'atmosphère, des zones urbanisées, des végétaux, des étendues d'eau et du relief.

1.3.1 Influence des zones urbanisées

Les paramètres météorologiques rencontrés au-dessus et à proximité des zones urbanisées telles que les villages, les villes ou les grandes agglomérations, sont différents de ceux rencontrés en zones rurales (Projet HAMONOISE [70], Landsberg [85], Oke [95]). Les quatre principaux facteurs modifiés sont le vent, la turbulence, la température et l'humidité. La présence d'immeubles, de maisons ou d'autres constructions, accroît de façon significative la rugosité du sol. La circulation des flux d'air entre les blocs d'habitations y est plus difficile qu'en terrain dégagé, provoquant une réduction significative de la vitesse moyenne du vent. La diffraction des ondes acoustiques ainsi que la diffusion par de multiples obstacles favorisent l'augmentation des comportements turbulents.

Par ciel dégagé, les villes se transforment en ce que l'on appelle une île de chaleur. Les sols et les façades des bâtiments, constitués principalement de matériaux rigides, emmagasinent une partie de l'énergie des radiations solaires pendant la journée, entraînant une diminution de l'humidité ambiante à l'intérieur de la ville et une uniformisation de la température dans la couche limite atmosphérique. La chaleur accumulée dans la journée est ensuite restituée au cours de la nuit, provoquant une augmentation de la température qui peut s'avérer être jusqu'à 12 K supérieure à la température de la campagne environnante.

1.3.2 Influence de la végétation haute

En milieu homogène, une densité importante d'arbres joue un rôle sur la propagation des ondes acoustiques. L'atténuation provoquée est liée au diamètre des troncs, à la densité des arbres, à l'importance du feuillage, des branches, ainsi qu'à la modification de la nature du sol engendrée par la présence des arbres (Heimann [73]).

Lorsque l'atmosphère est réfractante, les arbres influencent l'évolution des profils météorologiques et deviennent un facteur important de la propagation au voisinage du sol. Des exemples d'utilisation de forêts comme écrans naturels climatiques ou de rangées d'arbres, permettant d'améliorer l'efficacité acoustique des écrans anti-bruit, ont déjà été observés (Barrière [9], Van Renterghem [127]).

Les forêts dites "fermées", c'est à dire les forêts dont la densité du feuillage est suffisamment importante pour que les feuilles se touchent, modifie la température, l'humidité, le vent et la turbulence. A l'intérieur de la forêt, l'air est plus froid pendant la journée, et plus chaud durant la nuit qu'à l'intérieur de la zone boisée. C'est pourquoi la valeur absolue du gradient vertical de température dans la forêt tend à être plus faible qu'à l'extérieur. Le taux d'humidité augmente en raison de la transpiration de végétaux. Il peut ainsi atteindre une valeur de 10% supérieure à l'humidité relative d'une plaine sans arbre.

Le vent est le paramètre le plus influencé par la présence d'arbres. Sous la canopée, sa vitesse est quasiment nulle sur les deux tiers de la hauteur, et sa force de turbulence diminue proportionnellement à la densité et au volume du feuillage. Au-dessus de la cime des arbres, le profil de vent augmente fortement pour reprendre, à une distance d'environ vingt fois la hauteur

des cimes, l'évolution verticale qu'il possédait en amont de la forêt. Un exemple de l'effet d'une bande forestière, obtenu à partir d'un calcul numérique d'éléments finis, est donnée Figure 1-8.

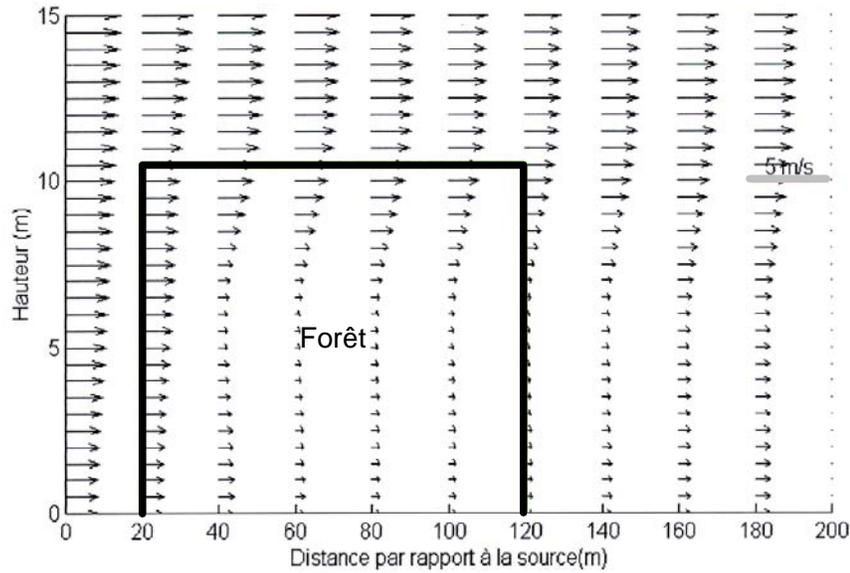


Figure 1-8: Exemple d'évolution de profil de vitesse de vent lors de la traversée d'une forêt de pin de largeur 100 m et de 10 m de hauteur sur un terrain plat (Barrière [9]).

1.3.3 Influence des étendues d'eau

Les grandes étendues d'eau modifient les propriétés de l'atmosphère. Source de vapeur d'eau potentielle, leur présence augmente le taux d'humidité de l'air. De plus, en raison de leur caractéristique calorifique, ces étendues d'eau se réchauffent et se refroidissent plus lentement que le sol. Cette différence de température entraîne un rafraîchissement de l'air durant les journées ensoleillées et son réchauffement pendant la nuit. En parallèle, lorsque l'écart de température entre le sol et l'eau est important, un vent local, appelé brise thermique, apparaît. Ainsi, lorsque le sol est plus chaud que l'eau, le courant de convection thermique ascendant est compensé par un mouvement horizontal dirigé de la mer vers la terre : c'est la brise de mer. Le phénomène inverse se produit la nuit lorsque la mer libère sa chaleur plus lentement que la terre : c'est la brise de terre Figure 1-9 (Stull [121]).

1.3.4 Influence du relief

Le déplacement de l'air proche du sol est fortement influencé par les aspérités de la surface. Les obstacles donnent naissance à des mouvements désordonnés (turbulences) qui s'organisent pour former des tourbillons perpendiculaires à l'axe horizontal ou vertical de propagation. L'épaisseur de cette couche perturbée varie en fonction de la vitesse du vent et de la hauteur des obstacles rencontrés.

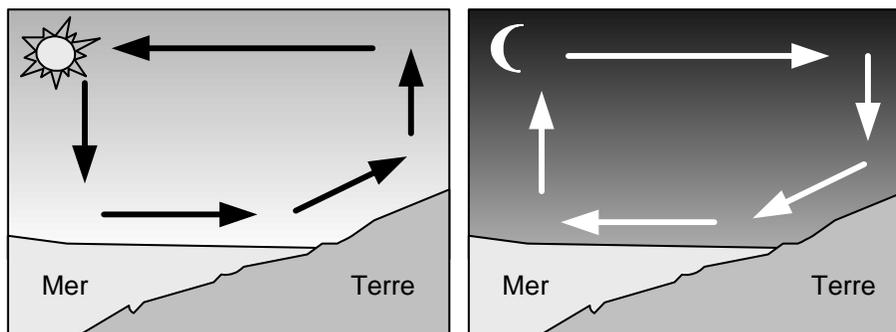


Figure 1-9: Phénomènes de brise de mer le jour (à gauche) et de brise de terre la nuit (à droite). Les flèches représentent le sens du vent.

1.3.4.1 Cas des collines

Lorsqu'une masse d'air aborde transversalement une colline au relief modéré, une grande partie de l'écoulement subit un mouvement ascendant relativement régulier le long du versant au vent. Après une augmentation de la vitesse par effet Venturi au sommet de l'obstacle (seulement si la vitesse du vent est suffisamment élevée), un mouvement descendant se crée le long du versant sous le vent (Figure 1-10). L'autre partie de l'écoulement contourne latéralement l'obstacle (Sacré [112], Stull [121]).

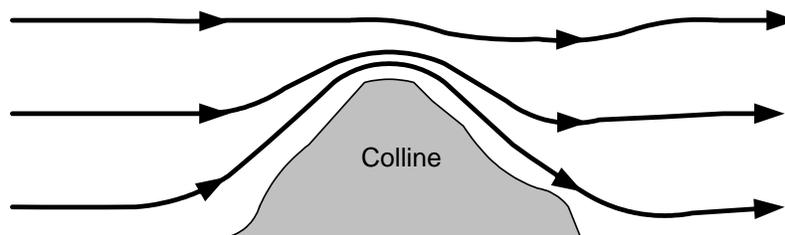


Figure 1-10: Modification du flux d'air au passage d'une colline.

Un relief isolé génère généralement des mouvements verticaux plus faibles qu'une chaîne de montagnes de même profil. Ce phénomène s'explique par le fait que la majeure partie des filets d'air contournant un obstacle isolé est contrainte de s'élever pour passer au-dessus de la chaîne de montagnes. La zone d'influence au-dessus ou autour d'un relief dépend du nombre de Froude, c'est à dire du rapport entre la vitesse du vent, la stratification et la géométrie de l'obstacle perturbant le flux (Stull [121]).

1.3.4.2 Cas des vallées

Les vallées font apparaître localement des vents appelés brise de pente (Figure 1-11) et brise de vallée (Figure 1-12). La première, perpendiculaire à la pente, est provoquée par le réchauffement diurne de l'air situé dans la vallée qui entraîne la création d'un courant d'air ascendant le long des pentes. Il donne naissance à une brise de pente montante sur les deux flancs d'une vallée. La nuit le phénomène s'inverse avec la formation d'une brise descendante (Figure 1-11).

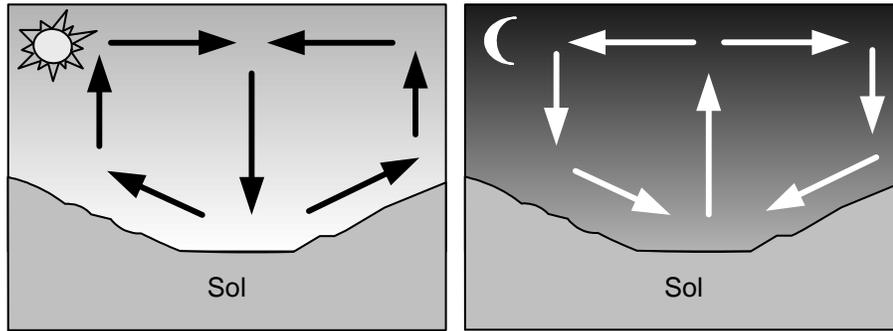


Figure 1-11: Phénomènes de brise de pente de jour (à gauche) et de nuit (à droite). Les flèches représentent le sens du vent.

La seconde (Figure 1-12), dont le déplacement n'est pas perpendiculaire à la pente mais parallèle à la vallée, est créée par les différences de températures entre le haut et le bas de la vallée. Le vent remonte alors la vallée pendant l'après-midi, puis le phénomène s'inverse durant les heures tardives de la nuit (Stull [121]).

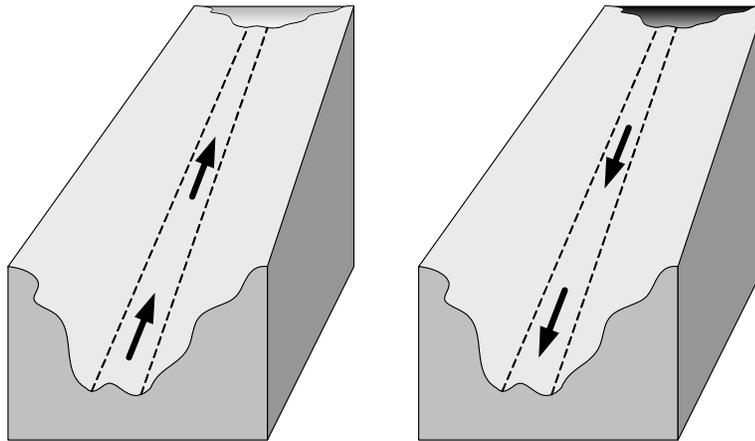


Figure 1-12: Phénomènes de brise de vallée pendant l'après-midi (à gauche) et durant la nuit (à droite). Les flèches représentent le sens du vent.

1.4 Résolution de l'équation d'onde en milieu extérieur complexe

L'objectif de cette section est de déterminer la méthode la mieux adaptée à notre problématique de propagation en milieu extérieur en présence d'effets météorologiques et de reliefs à partir d'un état de l'art des différentes méthodes de résolution de l'équation d'onde présentes dans la littérature scientifique. La méthode des rayons, les faisceaux gaussiens, la FFP (Fast Field Programm), les modes normaux et la série des résidus, la BEM (Boundary Element Method), les équations d'Euler linéarisées, ainsi que l'équation parabolique sont présentées. Un comparatif de leurs possibilités permet de dégager l'intérêt de l'équation parabolique.

Seuls les développements mathématiques des approches utilisées par la suite dans ce travail (Méthode des rayons, BEM, équation parabolique) sont rappelés dans ce chapitre. Ceux des

faisceaux gaussiens, de la FFP, des modes normaux et de la série des résidus, ainsi que des équations d'Euler linéarisées sont donnés en annexe (voir Annexe A).

1.4.1 Méthode des rayons

Inspirée de l'optique, la méthode des rayons est purement géométrique. Elle consiste à suivre au cours de leur déplacement l'évolution des points d'une surface d'onde créée par une source ponctuelle. Les trajets acoustiques, appelés rayons, sont obtenus par projection des points de cette surface. Lorsqu'une onde est émise par une source S à proximité d'un sol, le champ acoustique reçu par un récepteur R est la somme d'un champ direct, ayant emprunté le trajet R_1 , et d'un champ réfléchi ayant suivi le trajet R_2 (Figure 1-13).

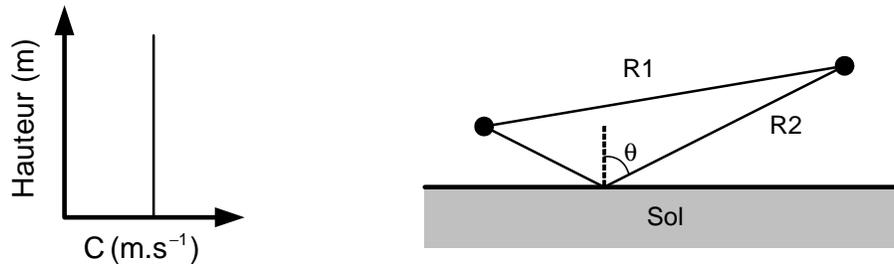


Figure 1-13: Schéma de principe de la méthode des rayons en milieu homogène

En milieu homogène, ces rayons sont rectilignes. La pression est calculée à l'aide des fonctions de Green pour un monopole en espace libre. La pression acoustique reçue par le récepteur s'écrit (Chien [28]) :

$$p = \frac{e^{jkR_1}}{R_1} + Q_s \frac{e^{jkR_2}}{R_2} \quad (16)$$

Le premier terme représente la contribution de l'onde directe en champ libre de la source au récepteur, R_1 étant la distance parcourue par le rayon. Le second terme exprime la contribution de l'onde réfléchie par le sol, R_2 étant le chemin suivi par le rayon. Le facteur Q_s correspond au coefficient de réflexion modifié pour une onde sphérique réfléchie par un sol plan impédant. Il varie en fonction de l'angle d'incidence et de l'impédance du sol. Une bonne approximation de Q_s est donnée par l'expression :

$$Q_s \approx R_p(\theta) + (1 - R_p(\theta)) F_P(\omega_d) \quad (17)$$

où $R_p(\theta)$ est donnée par l'équation Eq.(1).

La fonction de perte $F_p(\omega)$ est exprimée en fonction de la distance numérique ω_d et de la fonction d'erreur complémentaire *erfc* :

$$F_p(\omega_d) = 1 + j\sqrt{\pi}\omega_d e^{-\omega_d} \operatorname{erfc}(j\omega_d) \quad (18)$$

où ω_d est de la forme :

$$\omega_d^2 = \frac{1}{2}jkR_2 \left(\sin(\theta) + \frac{1}{Z_g} \right)^2 \quad (19)$$

Des auteurs tels que Rasmussen [105], De Jung [45], Koers [83], ou Defrance [46] [47] ont proposé des méthodes permettant de traiter le cas des sols non homogènes. Elles se différencient principalement par leur rapidité de calcul et l'exactitude de leurs résultats en fonction de la configuration étudiée et de la fréquence de travail.

Lorsque l'atmosphère est non homogène, la célérité évolue en fonction de la position des coordonnées spatiales. Le milieu réfracte alors l'onde acoustique, provoquant la courbure des rayons (Figure 1-14, Figure 1-15). Cette représentation n'est cependant qu'une première approximation qui ne prend pas en compte les phénomènes de multi-réflexion (gradient positif) ni l'onde rampante sur le sol (gradient négatif).

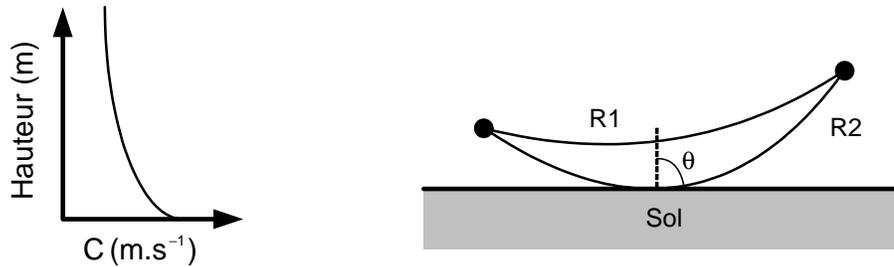


Figure 1-14: Profil de célérité négatif dans le cas d'une atmosphère réfractante vers le haut et propagation correspondante obtenue à l'aide de la méthode des rayons (onde rampante)

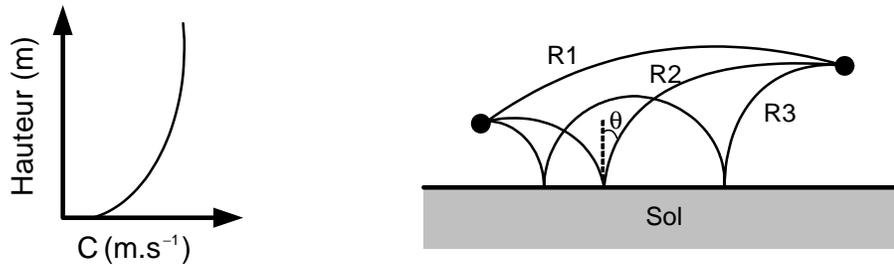


Figure 1-15: Profil de célérité positif dans le cas d'une atmosphère réfractante vers le bas et propagation correspondante obtenue à l'aide de la méthode des rayons

En présence d'un milieu réfractant vers le haut ou d'obstacles, la méthode fait apparaître des zones d'ombre. Elles sont causées par la courbure des rayons et sont situées en-dessous d'un rayon limite, tangent au sol ou à la surface. Aucun rayon ne pouvant y pénétrer, la pression acoustique calculée y est nulle et discontinue entre la zone d'ombre et la zone éclairée, ce qui est physiquement incorrect.

De forts gradients de célérité font émerger des régions où les rayons acoustiques se focalisent. Appelé caustique, ce phénomène est créé lorsque deux rayons tirés de la source avec un faible angle d'élévation convergent au point de se croiser. L'intensité acoustique calculée au point d'intersection devient infinie et la pression acoustique à son voisinage est surévaluée.

La méthode des rayons est une technique géométrique. Elle permet de visualiser les trajets sonores au cours de la propagation. Elle repose sur l'hypothèse d'un milieu lentement variable, ce qui impose une longueur d'onde petite devant l'échelle caractéristique du milieu à étudier

(méthode hautes fréquences). Certes les calculs sont simples et rapides, mais, même si la réflexion sur le sol est localement parfaitement déterminée, la prise en compte des variations du milieu de propagation (profils complexes de célérité et de vitesse de vent), de la topographie (pentes, écrans) et des ruptures d'impédance s'effectue toujours de façon approchée à l'aide généralement de modèles heuristiques. La TGD (Théorie Géométrique de la Diffraction) (Figure 1-16), présentée par Keller [82], résout certains problèmes de diffraction de l'onde acoustique sur différentes formes d'obstacles. La turbulence peut être modélisée en effectuant un moyennage de plusieurs réalisations représentatives des variations de l'atmosphère. Cependant, la plupart de ces techniques additionnelles sont lourdes et il devient rapidement difficile de les associer lorsque tous les phénomènes sont présents simultanément. Viennent s'ajouter à cela les problèmes causés par les zones d'ombre et des caustiques. Cette méthode ne semble donc pas adaptée au cas de propagation qui nous intéresse.

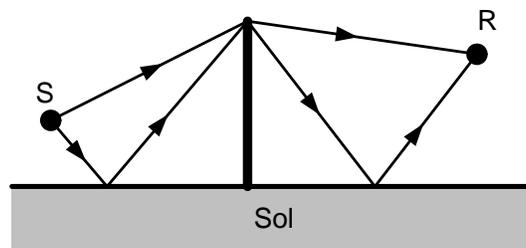


Figure 1-16: Principe de la théorie géométrique de la diffraction (TGD) appliquée au cas d'un écran droit.

Cette méthode a toutefois été employé au cours de ce travail afin de calculer rapidement des solutions de référence pour des cas simples. Celles-ci ont été utilisées pour valider, au cours de son développement, le code de calcul présenté dans les chapitres suivants.

1.4.2 Faisceaux gaussiens

Les faisceaux gaussiens ont été développés dans le début des années 80 dans le domaine de la géophysique (Cerveny [24]), puis repris en acoustique sous-marine par Porter [98] avant d'être utilisés par Gabillet [61] en acoustique extérieure. Cette méthode, basée sur une approche de type rayons combinés à une approximation parabolique, a pour objectif d'étendre les possibilités de la méthode des rayons aux caustiques et aux zones d'ombre. Un faisceau d'amplitude gaussien $Ae^{-\frac{n^2}{L^2}}$ est construit perpendiculairement autour de chaque rayon tiré. La pression au niveau d'un récepteur est alors obtenue en additionnant les effets de tous les faisceaux passant à proximité de celui-ci.

Les faisceaux gaussiens présentent pratiquement les mêmes avantages que toutes les méthodes fondées sur la théorie des rayons. De façon identique, les calculs effectués sont simples et rapides et permettent d'étudier la propagation en milieu extérieur en présence de conditions météorologiques favorables et défavorables évoluant en fonction de la distance et de la hauteur. Les problèmes des caustiques et des zones d'ombre sont, quant à eux, partiellement résolus grâce au lissage des singularités du champ acoustique causé par l'amplitude gaussienne des faisceaux (Gabillet [61]).

Malheureusement, la méthode des faisceaux reste limitée au domaine des hautes fréquences. Elle s'avère mal adaptée aux problèmes de diffusion et il est très difficile d'y exprimer la condition de réflexion sur les surfaces non planes ou inhomogènes. Elle n'apparaît donc pas satisfaisante pour notre domaine d'application.

1.4.3 Fast Field Programm (FFP)

La méthode numérique appelée Fast Field Programm (FFP) a été développée par DiNapoli [54] pour simuler la propagation des ondes acoustiques en milieu sous-marin stratifié pour un monopole placé au-dessus d'un sol impédant. Dans le milieu des années 80, Raspét [108] adapta la méthode à la propagation du son en milieu extérieur, l'atmosphère étant alors caractérisée par un profil vertical de vitesse de vent et de température.

La FFP est une puissante méthode largement utilisée pour la propagation en milieu extérieur. Rapide, elle présente l'intérêt d'offrir une solution exacte du champ sonore sur sol plan homogène, permet une bonne description verticale des profils météorologiques et peut prendre en compte la turbulence. La FFP présente cependant un certain nombre de limites. La plus importante est directement liée à son principe qui impose que l'impédance du sol et les paramètres atmosphériques soient indépendants de la distance. Ils doivent donc rester constants le long du trajet de l'onde sonore, ce qui empêche d'envisager d'utiliser la FFP pour résoudre des configurations présentant des transitions d'impédance, des variations du relief ou des profils météorologiques évoluant au cours de la propagation.

1.4.4 Modes normaux et série des résidus

Les modes normaux et la série des résidus sont deux méthodes dites spectrales. Comme la FFP, elles s'appuient sur la résolution de l'équation d'Helmholtz réduite à une dimension à l'aide de la transformée de Hankel. Alors que les modes normaux sont utilisés pour les études de propagation en présence de réfraction vers le bas, la série des résidus est employée en situation de réfraction vers le haut.

La méthode des modes normaux est utilisée en acoustique sous-marine (Jensen [78]) depuis les années 40. Dans les années 90, Raspét [107] adapte la méthode pour l'acoustique extérieure. Le problème est décomposé en un ensemble de modes de vibration, semblables aux modes d'une corde vibrante. Le champ acoustique total alors est obtenu en effectuant la sommation des modes pondérés selon la position de la source.

La série des résidus (Raspét [107]) est fondée sur la résolution de l'équation d'Helmholtz à l'aide d'une fonction de Green dépendante de la hauteur. La solution de l'équation de Helmholtz, satisfaisant les conditions d'impédance au niveau du sol, de continuité des vitesses et des pressions est ensuite déduite à l'aide des fonctions de Airy et de leurs dérivées, et de la fonction de Hankel.

Les modes normaux et la série des résidus sont deux méthodes analytiques complémentaires. La première s'applique dans le cas d'une atmosphère réfractante vers le bas, la seconde dans le cas d'une réfraction vers le haut. Elles peuvent cependant n'être utilisées que lors de la propagation

dans un milieu inhomogène simple possédant un profil de célérité du son linéaire et une topographie plane.

1.4.5 Méthode des éléments de frontière (BEM)

La méthode des éléments de frontière (Boundary Element Method - BEM) a été développée pour la première fois dans les années 60. Elle est basée sur les méthodes intégrales, qui consistent à formuler les équations locales et les conditions aux limites sous la forme de relations intégrales sur un domaine Ω (volume) et ses frontières Γ_s (surface) (Figure 1-17). Contrairement à la

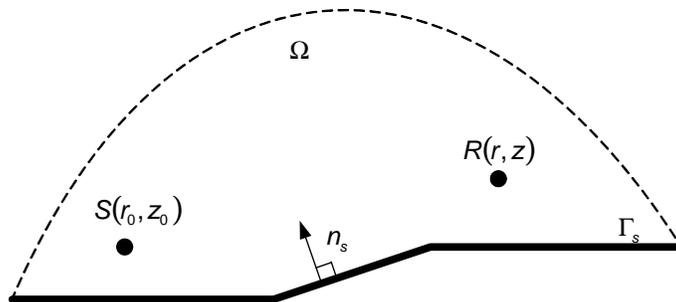


Figure 1-17: Schéma de principe de la BEM

méthode des éléments finis (Finite Element Method - FEM) il n'est pas nécessaire de réaliser un maillage complet du domaine mais seulement de sa frontière. La dimension du problème est ainsi réduite de un ce qui a pour effet direct de réduire le temps de calcul.

Il existe deux grandes familles de BEM : la formulation directe et la formulation indirecte. La formulation directe est basée sur l'équation d'Helmholtz pour qui la vitesse et la pression sont les inconnues. La formulation indirecte est construite sur une forme intégrale où le champ acoustique diffusé par la frontière est représenté par une distribution de monopoles et de dipôles (Filippi [59]). Dans les deux cas, le but est de résoudre l'équation d'Helmholtz à l'aide d'une fonction de Green appropriée satisfaisant la condition de Sommerfeld de rayonnement à l'infini et les conditions aux frontières.

1.4.5.1 Formulation directe

La formulation directe est la méthode de résolution la plus couramment utilisée. L'équation intégrale d'Helmholtz est choisie comme point de départ. Le champ de pression acoustique p en un point $R(r, z)$ quelconque vérifie :

$$(\nabla^2 + k^2) p(r, z) = f_s(r, z) \quad \forall (r, z) \in \Omega \quad (20)$$

où $f_s(r, z)$ est une distribution de sources sur le domaine Ω et k est le nombre d'onde.

La fonction de Green $G(r, z, r_0, z_0)$ pour une source ponctuelle localisée en (r_0, z_0) en espace infini vérifie :

$$(\nabla^2 + k^2) G(r, z, r_0, z_0) = -\delta(r - r_0, z - z_0) \quad \forall (r, z) \in \Omega \quad (21)$$

où δ est la fonction Dirac. On multiplie alors Eq.(20) par la fonction de Green $G(r, z, r_0, z_0)$ et Eq.(21) par la pression $p(r, z)$. Lorsque l'on soustrait les expressions obtenues et que l'on intègre le tout sur le volume Ω , on trouve :

$$\int_{\Omega} (p(r, z) \nabla^2 G(r, z, r_0, z_0) - G(r, z, r_0, z_0) \nabla^2 p(r, z)) d\Omega = \int_{\Omega} (G(r, z, r_0, z_0) f(r, z) - p(r, z) \delta(r - r_0, z - z_0)) d\Omega \quad \forall (r, z) \in \Omega \quad (22)$$

L'intégrale de droite est composée de deux termes. Le premier terme exprime un champ rayonné lorsque les sources $f_s(r, z)$ sont seules et en espace infini. Il sera noté $p_0(r, z)$. Le second terme représente le champ de pression en un point (r, z) de l'espace pour une source ponctuelle S située en (r_0, z_0) .

Le membre de gauche est ensuite transformé en une intégrale de surface à l'aide du théorème de Green

$$\int_{\Gamma_s} \left(p \frac{\partial G}{\partial n_s} - G \frac{\partial p}{\partial n_s} \right) d\Gamma_s = \int_{\Omega} (p \nabla^2 G - G \nabla^2 p) d\Omega \quad \forall (r, z) \in \Omega \quad (23)$$

et de la condition de Sommerfeld à l'infini en 2 dimensions :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial p}{\partial r} + jkp \right) = 0 \quad (24)$$

En tenant compte des propriétés du Dirac, Eq.(22) s'écrit :

$$p(r, z) = p_0(r, z) + \int_{\Gamma_s} \left(G(r, z, r_0, z_0) \frac{\partial p(r, z)}{\partial n_s} - p(r, z) \frac{\partial G(r, z, r_0, z_0)}{\partial n_s} \right) d\Gamma_s \quad \forall (r, z) \in \Omega \quad (25)$$

pour tout point (r, z) de Ω situé ailleurs que sur la frontière Γ_s . Ciskowski et Brebbia [30] ont généralisé l'Eq.(25) en ajoutant un coefficient c_r fonction de la position du récepteur :

$$c_r(r, z) p(r, z) = p_0(r, z) + \int_{\Gamma_s} \left(G(r, z, r_0, z_0) \frac{\partial p(r, z)}{\partial n_s} - p(r, z) \frac{\partial G(r, z, r_0, z_0)}{\partial n_s} \right) d\Gamma_s \quad \forall (r, z) \in \Omega \quad (26)$$

avec n_s la normale à la frontière et

$$c_r(r, z) = \begin{cases} 1 & \text{pour } (r, z) \text{ dans le volume } \Omega \text{ privé de ses frontières} \\ \frac{1}{2} & \text{pour } (r, z) \text{ en un point régulier de } \Gamma_s \\ 1 - \frac{\theta_g}{2\pi} & \text{pour } (r, z) \text{ en un point où il existe deux plans tangents} \end{cases} \quad (27)$$

où θ_g est l'angle géométrique sous lequel est vue la surface depuis le point (r, z) .

Remarque : L'équation Eq.(26) n'est valable que pour le problème externe, cas le plus souvent étudié en acoustique extérieure. Ceci implique toutefois que la pression acoustique dans le domaine interne Ω' (par exemple le sol) soit nulle et que les sources acoustiques qui pourraient s'y situer soient ignorées. Le problème intérieur est résolu en appliquant la même démarche que précédemment. Il s'écrit :

$$c_r(r, z) p(r, z) = p'_0(r, z) - \int_{\Gamma_s} \left(G(r, z, r_0, z_0) \frac{\partial p(r, z)}{\partial n_s} - p(r, z) \frac{\partial G(r, z, r_0, z_0)}{\partial n_s} \right) d\Gamma_s \quad \forall (r, z) \in \Omega' \quad (28)$$

où Ω' représente le volume intérieur et p'_0 désigne le champ incident à l'intérieur de Ω' .

1.4.5.2 Formulation indirecte

La formulation indirecte est basée sur le principe de Huygens : "Un front d'onde se propage de proche en proche. Chaque élément de surface atteint par lui se comporte comme une source secondaire qui émet des ondelettes sphériques dont l'amplitude est proportionnelle à cet élément de surface". Le champ acoustique diffusé par une surface est donc représenté par une distribution de monopôles et de dipôles. Utilisant la théorie des potentiels de couches issue de l'électromagnétisme, Fillipi [58] montre que la solution de l'équation scalaire de Helmholtz peut être exprimée à l'aide d'une combinaison d'un potentiel simple couche :

$$p(r, z) = p_0(r, z) + \beta_1 p_s(r, z) + \beta_2 p_d(r, z) \quad \forall (r, z) \in \Omega \quad (29)$$

β_1 et β_2 sont deux coefficients complexes. $p_0(r, z)$ représente le champ acoustique créé par les sources actives dans le volume Ω et est appelé champ direct. Les facteurs $p_s(r, z)$ et $p_d(r, z)$, appelés respectivement potentiels de simple et de double couches, traduisent sur le champ acoustique l'effet des discontinuités du champ et de sa dérivée normale à la surface Γ_s . $p_s(r, z)$ représente le saut de vitesse normale à la traversée de la surface et $p_d(r, z)$ celui de la pression entre les deux côtés de la frontière. Ils s'écrivent respectivement :

$$p_s(r, z) = \int_{\Gamma_s} v_s(r_0, z_0) G(r, z, r_0, z_0) d\Gamma_s(r_0, z_0) \quad (30)$$

$$p_d(r, z) = - \int_{\Gamma_s} v_d(r_0, z_0) \frac{\partial G(r, z, r_0, z_0)}{\partial n_s(r_0, z_0)} d\Gamma_s(r_0, z_0) \quad (31)$$

La fonction de Green $G(r, z, r_0, z_0)$ doit satisfaire la condition de Sommerfeld à l'infini (Eq.(24)). v_s et v_d sont deux inconnues. Elles représentent les densités respectives des potentiels simple et double couches. Elles sont déterminées en utilisant les conditions aux frontières. L'introduction de la pression acoustique (Eq.(29)) dans les conditions aux frontières (Eq.(24)) conduit à une intégrale de frontière qui, une fois résolue permet de déterminer v_s et v_d .

L'intégrale de frontière obtenue peut alors être résolue à l'aide de diverses méthodes telles que la méthode Galerkin ou la méthode de collocation, cette dernière étant la plus utilisée. Elle consiste à discrétiser la frontière en un nombre N_p de points et d'écrire Eq.(26) ou Eq.(29) pour chacun des points. On obtient alors un système de N_p équations avec la pression comme inconnue.

La BEM est une méthode permettant l'étude de la propagation acoustique en présence de reliefs complexes et de ruptures d'impédance en milieu homogène : les irrégularités du terrain ne font que modifier la frontière à discrétiser. Certains auteurs proposent des méthodes afin d'appliquer la BEM en atmosphère inhomogène en incorporant directement les effets météorologiques dans la fonction de Green (Premat [102]) ou en utilisant le principe de la transformation conforme (LI [87]). Plus récemment, Lam [84] montre qu'il est également possible d'utiliser la BEM en présence de turbulences atmosphériques. Toutefois, ces techniques ne sont viables que pour des cas d'école relativement simples (profils linéaires non évolutifs, relief limité à un écran droit...) ce qui limite l'utilisation de la BEM en milieu extérieur. Par ailleurs, les temps de calculs et la mémoire nécessaire à l'exécution de la BEM étant proportionnels à la fréquence et au nombre

d'éléments à mailler, la méthode des éléments finis de frontière se montre mal appropriée à la propagation longue distance.

La BEM est cependant utilisée au cours de ce travail à travers le logiciel MICADO (Jean [77]). Basé sur une formulation directe, MICADO a permis d'obtenir des résultats de référence utilisés pour la validation du code de calcul développé dans les chapitres suivants. La BEM est également employée lors de la réalisation d'un couplage avec la GFPE (Chapitre 3).

1.4.6 Équations d'Euler linéarisées (LE)

Contrairement à la majorité des modèles classiques de propagation basés sur l'équation d'Helmholtz, cette méthode résout numériquement les équations d'Euler linéarisées pour les milieux gazeux compressibles et adiabatiques. Elle permet l'étude de la propagation en milieu inhomogène, les données d'entrées provenant de modèles météorologiques mésoscopiques ou d'écoulements (Blumrich [19]).

Cette méthode est capable de résoudre des problèmes de propagation acoustique en présence de phénomènes atmosphériques et topographiques. L'absorption atmosphérique et la turbulence sont prises en compte à l'aide de techniques additionnelles. La diffraction derrière les obstacles ainsi que la réflexion sont directement incluses dans les équations de départ. Toutefois, même si les ordinateurs actuels ne cessent de progresser, la LE nécessite des temps de calculs et des capacités de mémoire considérables qui la rendent mal adaptée aux contraintes de la propagation longue distance en milieu complexe.

1.4.7 Équation parabolique (PE)

L'approximation parabolique a été introduite au début des années 40 en électromagnétisme. Utilisée ensuite dans divers domaines comme l'acoustique sous-marine (Tappert [124]), Gilbert [66] l'adapta à la fin des années 80 à la propagation atmosphérique.

L'équation parabolique (PE) est une puissante méthode de calcul permettant de décrire la propagation du son en milieu inhomogène. La résolution du problème s'effectue pas à pas de la source vers le récepteur, à partir d'un champ initial créé par un monopôle. L'impédance du sol et le profil de célérité peuvent varier pour chaque pas de calcul sans augmenter sensiblement les temps de calcul.

La méthode de l'équation parabolique est fondée sur l'équation d'onde elliptique d'Helmholtz pour la pression acoustique p . Elle est exprimée en coordonnées cylindriques en fonction de la distance horizontale r et de la hauteur z :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k(r, z)^2 \right) p(r, z) = 0 \quad (32)$$

avec $k(r, z) = \frac{\omega}{c(r, z)}$ le nombre d'onde effectif. $c(r, z)$ représente la célérité effective du son et ω la fréquence angulaire. Afin d'obtenir une forme parabolique de cette équation, on introduit une variable U de la forme :

$$U(r, z) = \sqrt{r} p(r, z) \quad (33)$$

En situation de champ lointain ($k_0 r \gg 1$), l'équation Eq.(32) devient :

$$\frac{\partial^2 U(r, z)}{\partial r^2} + 2jk_0 \frac{\partial U(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 U(r, z)}{\partial z^2} + (k(r, z)^2 - k_0^2) U(r, z) = 0 \quad (34)$$

où k_0 est le nombre d'onde de référence. L'équation Eq.(34) est appelée équation parabolique standard. L'approximation petit angle permet d'écrire que :

$$\frac{\partial^2 U(r, z)}{\partial r^2} \ll 2jk_0 \frac{\partial U(r, z)}{\partial r} \quad (35)$$

L'indice de réfraction est supposé faiblement variable avec la distance, de telle sorte que les variations de k en fonction de r soient négligeables sur un pas de calcul. k est alors uniquement fonction de z . En négligeant l'onde rétropropagée, l'équation Eq.(34) devient :

$$\frac{\partial U(r, z)}{\partial r} = j\sqrt{Q}U(r, z) \quad (36)$$

avec l'opérateur Q défini par :

$$Q = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k(r, z)^2 \quad (37)$$

Afin d'améliorer la convergence numérique, le champ U peut être remplacé par :

$$\phi(r, z) = U(r, z) e^{-jk_0 r} \quad (38)$$

L'équation Eq.(36) devient :

$$\frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r} = j(\sqrt{Q} - k_0) \phi(r, z) \quad (39)$$

L'angle d'ouverture de cette forme de l'équation parabolique est limité à environ $\pm 15^\circ$ par rapport à l'horizontale, ce qui n'est généralement pas contraignant pour les applications classiques de propagation extérieure. Des complications apparaissent cependant lorsqu'un obstacle (écran, butte, bâtiment) est placé près d'une source proche du sol ou lorsqu'un récepteur proche du sol se retrouve à proximité d'une source en hauteur (bruit d'avion). Différents modèles de résolution (Collins [33], Thomson [126], Malbéqui [89], Dallois [44]), dits grand-angle, ont été développés pour pallier cette limite.

L'impédance du sol (Craddock [39], Robertson [109]) peut varier pour chaque pas de calcul. La turbulence atmosphérique, représentée par un champ aléatoire de fluctuations de l'index de réfraction, est directement incluse dans le profil de célérité $c(z)$. En revanche, même si différentes méthodes ont été développées au cours de ces dernières années (Di [53], Sack [111], Galindo [62], Blairon [14]) l'approximation parabolique standard ne permet pas l'étude de configurations présentant un relief complexe.

1.4.8 Choix de la méthode de propagation

Nous venons de présenter les principales méthodes utilisées pour étudier la propagation des ondes acoustiques en milieu extérieur complexe. Un récapitulatif des principales caractéristiques de chacune d'elles est effectué ici afin de déterminer la méthode la plus appropriée à notre

problématique de propagation longue distance, en prenant en compte les effets météorologiques, le relief et les obstacles. Ces caractéristiques sont résumées dans le tableau Tableau 1-1.

La méthode des rayons est rapide et permet une bonne visualisation des trajets acoustiques. Cependant, elle présente une limitation hautes fréquences et ne permet pas de calculer la partie diffractée du champ acoustique qui est présente lorsque la topographie n'est pas régulière ou quand l'atmosphère est turbulente. Cette méthode ne donne cependant pas des solutions exactes lorsque le milieu est réfractant. De plus, l'évaluation du niveau acoustique peut s'avérer difficile, en particulier dans la zone d'ombre et en présence de caustiques.

La méthode des faisceaux gaussiens présente les mêmes avantages que la méthode des rayons mais elle permet cependant de résoudre le problème des caustiques. Le problème des zones d'ombre de diffraction n'est cependant pas complètement résolu et des erreurs apparaissent lorsque la source est proche du sol ainsi que lorsque des faisceaux rencontrent des obstacles, des ruptures d'impédance et lorsque l'onde acoustique est réfléchi par le sol.

La méthode Fast Field Programm (FFP) est rapide et fournit une solution exacte du problème. Elle permet de traiter la propagation en milieu inhomogène stratifié verticalement. Elle ne peut malheureusement pas être utilisée pour étudier les sols non plans, les ruptures d'impédance ou des profils de célérité des ondes acoustiques évolutifs horizontalement.

La méthode des modes normaux et la méthode de série des résidus sont deux approches complémentaires. Elles permettent d'obtenir de très bons résultats lorsque les profils de célérité des ondes acoustiques sont linéaires et le sol plan. Elles ne peuvent toutefois pas être utilisées en présence de topographie et de conditions météorologiques plus complexes.

La méthode des éléments de frontière (BEM) est une méthode extrêmement puissante. Elle permet de prendre en compte pratiquement toutes les formes de reliefs. Par contre, elle ne peut pas être utilisée pour traiter les cas de propagation dans une atmosphère en mouvement, sauf pour le cas des profils de vitesse du son linéaires pris en compte à l'aide d'une analogie avec un sol courbé. De plus, elle engendre un coût de calcul numérique élevé, proportionnel à la fréquence et au nombre d'éléments à mailler.

La méthode des équations d'Euler linéarisées (LE) est, elle aussi, particulièrement puissante puisqu'elle peut résoudre les problèmes de propagation acoustique à l'aide de données météorologiques provenant de modèles d'écoulement et en présence de relief d'un terrain variable. Son principal désavantage reste cependant la capacité de mémoire et les temps de calculs prohibitifs qui la rendent difficilement utilisable en propagation longue distance.

La méthode de l'équation parabolique (PE) permet de traiter les problèmes de propagation acoustique au-dessus de ruptures d'impédance et de reliefs simples en atmosphère inhomogène, évoluant aussi bien verticalement qu'horizontalement. Elle rend cependant difficile l'étude des ruptures lentes du relief et des configurations où la rétropropagation ne peut pas être négligée. Elle est également limitée par un angle d'ouverture ne dépassant pas une quarantaine de degrés.

L'étude des différents modèles de résolution de l'équation d'onde a permis de mettre en avant les avantages et les inconvénients de chacun. Deux approches sont capables de décrire finement les variations météorologiques en fonction de la hauteur et de la distance. Les équations d'Euler linéarisées nécessitant des temps de calculs importants, le choix s'est porté sur l'équation

Méthodes	Impédances du sol	Ruptures d'impédance	Relief	Météorologie	Turbulence	Possibilité 3D	Temps de calcul
Tir de rayons	***	**	**	**	*	Oui	Faible Indépendant de la fréquence
Faisceaux gaussiens (GB)	**	*	**	**	*	non	Faible Augmente avec la fréquence
Eléments de frontière (BEM)	***	***	***	*	O	Oui	Elevé si maillage important Augmente avec la fréquence
Résidus et modes normaux	**	**	*	*	O	non	Elevé en hautes fréquences Augmente avec la fréquence
Fast field programm (FFP)	*	O	O	**	O	non	Faible Augmente avec la fréquence
Equations d'Euler linéarisées (LE)	***	***	***	***	***	Oui	Très élevé Augmente avec la fréquence
Equation parabolique (PE)	***	***	**	***	***	Oui	Faible Augmente avec la fréquence

Tableau 1-1: Comparaison des différentes méthodes de calcul utilisées pour la propagation acoustique en milieu extérieur. *** : description complète, ** : description partielle, * : quelques cas existants, O : aucune description

parabolique. Celle-ci offre déjà quelques possibilités en ce qui concerne la prise en compte de la topographie et des obstacles, mais ne prend en compte que les ruptures d'impédance et les marches d'escaliers ou les obstacles de formes rectangulaires.

Elle présente cependant deux points faibles. Son angle d'ouverture est limité et elle ne peut pas prendre en compte les reliefs et les obstacles complexes. Pour les configurations étudiées, la différence des hauteurs entre la source et le récepteur étant très faible devant la distance, l'ouverture angulaire ne pose pas de problème. La principale difficulté reste donc la prise en compte des topographies complexes et des obstacles sophistiqués.

1.5 Présentation des différentes équations paraboliques

Il existe plusieurs techniques de résolution de l'équation parabolique standard. Les plus connues sont l'équation parabolique de Crank-Nicholson (CNPE) (Gilbert [66], West [129]), la méthode de Split-step Padé (Collins [35], Dallois [43], [63]), la GT-PE (Generalised Terrain Parabolic Equation) (Sack [111], Salomons [117]), la méthode Split-step Fourier (Thomson [126], Chevret [26], Jensen [78]) et l'équation parabolique rapide basée sur une fonction de Green (GFPE) (Gilbert [64], Di [52]). Elles se différencient par la façon d'exprimer l'opérateur Q et possèdent des caractéristiques de résolutions différentes.

Ces différentes approches sont comparées dans ce chapitre et permettent de choisir la GFPE.

1.5.1 Crank-Nicholson Parabolic Equation (CNPE)

Cette méthode est basée sur un développement de l'équation parabolique en utilisant l'algorithme de Crank-Nicholson afin d'exprimer l'interpolation de la différence finie de la pression (West [129]). Galindo [62] présente dans sa thèse de nombreux aspects de la méthode CNPE.

Le champ acoustique est calculé de proche en proche par intégration. Lorsque le pas d'intégration est suffisamment petit, Q est indépendant de la distance r et l'équation Eq.(39) devient :

$$\phi(r + \Delta r) = e^{j\Delta r(\sqrt{Q} - k_0)} \phi(r) \quad (40)$$

où Δr représente la longueur du pas de calcul. On applique ensuite l'algorithme de Crank-Nicholson et on obtient :

$$\left[1 - j\frac{\Delta r}{2} (\sqrt{Q} - k_0) \right] \phi(r + \Delta r) = \left[1 + j\frac{\Delta r}{2} (\sqrt{Q} - k_0) \right] \phi(r) \quad (41)$$

Ce système se résout dès lors que l'opérateur Q est connu. On trouve pour cela plusieurs modèles : Tappert, Claerbout Padé (ordre 1), Greene, Padé (ordre 2). Ils se différencient par la manière d'effectuer le développement de l'opérateur $\sqrt{Q} = \sqrt{1 + q}$ (Tableau 1-2).

La CNPE est capable de résoudre des problèmes de propagation au-dessus d'un sol d'impédance variable en présence d'effets météorologiques. Malheureusement, à cause du pas du calcul qui correspond à une fraction de la longueur d'onde, la CNPE est lourde à mettre en oeuvre dès lors que les distances de propagation approchent le kilomètre.

Développement	Nom	Expression
Taylor	Tappert [124]	$\sqrt{1+q} \approx 1 + \frac{q}{2}$
Padé	Claerbout Padé (ordre 1) [31]	$\sqrt{1+q} \approx \frac{1 + 0,75q}{1 + 0,25q}$
	Greene [67]	$\sqrt{1+q} \approx \frac{0,99987 + 0,79624q}{1 + 0,30102q}$
	Padé (ordre 2) [32]	$\sqrt{1+q} \approx 1 + \frac{0,1382q}{1 + 0,06541q} + \frac{0,36180}{1 + 0,09549q}$

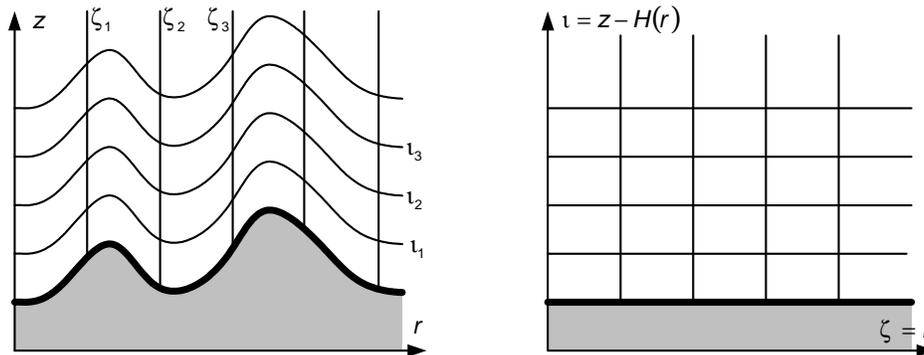
Tableau 1-2: Différents développements de l'opérateur Q

1.5.2 Generalised Terrain Parabolic Equation (GT-PE)

La méthode appelée GT-PE est basée sur l'utilisation des équations de la CNPE, dans lesquelles les coordonnées sont transformées afin de prendre en compte les variations de terrain. Cette transformation s'écrit (Sack [111]) :

$$\begin{cases} \zeta = r \\ \iota = z - H(r) \end{cases} \quad (42)$$

où $H(r)$ représente la hauteur du profil du terrain en fonction de r (Figure 1-18).

Figure 1-18: Transformation des coordonnées $(r, z) \rightarrow (\zeta, \iota)$ dans la méthode GT-PE

L'équation Eq.(41) peut alors être exprimée dans ce nouveau référentiel et devient :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{\Delta \iota^2} \left(j \frac{\alpha(\zeta + \Delta \zeta)}{2k_0} + B_\alpha \right) \delta^2 - \frac{1}{\Delta \iota} \left(j \frac{\beta(\zeta + \Delta \zeta)}{2k_0} + 2H'(\zeta + \Delta \zeta) - B_\chi \right) \delta \right. \\ & \quad \left. + \left(j \frac{\gamma}{2k_0} + 2jk_0 + B_\gamma \right) \right] \phi(\zeta + \Delta \zeta) = \left[\frac{1}{\Delta \iota^2} \left(j \frac{\alpha(\zeta)}{2k_0} + A_\alpha \right) \delta^2 \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{\Delta \iota} \left(j \frac{\beta(\zeta)}{2k_0} + 2H'(\zeta) - A_\chi \right) \delta + \left(j \frac{\gamma}{2k_0} + 2jk_0 + A_\gamma \right) \right] \phi(\zeta) \end{aligned} \quad (43)$$

avec $\Delta \zeta$ et $\Delta \iota$ la taille des pas horizontaux et verticaux dans le référentiel (ζ, ι) , avec

$$\begin{aligned} \alpha(\zeta) &= 1 + (H')^2 \\ \beta(\zeta) &= 2jk_0 H' - H'' \\ \gamma(\iota) &= k(\iota)^2 - k_0^2 \\ \chi(\zeta) &= H'' - 2jk_0 H' \end{aligned} \quad (44)$$

où H' et H'' représentent les dérivées première et seconde de H . Les facteurs A et B sont définis par

$$\begin{aligned} A_{\vartheta} &= \Delta\zeta \left(\frac{1}{3}\vartheta(\zeta) + \frac{1}{6}\vartheta(\zeta + \Delta\zeta) \right) \\ B_{\vartheta} &= \Delta\zeta \left(\frac{1}{6}\vartheta(\zeta) + \frac{1}{3}\vartheta(\zeta + \Delta\zeta) \right) \end{aligned} \quad (45)$$

où ϑ prend la forme des variables α , γ ou χ . Les quantités δ et δ^2 sont deux matrices tridiagonales données par (Salomons [117]) :

$$\delta^2 = \begin{pmatrix} -2 & 1 & & & & \\ 1 & -2 & 1 & & & \\ & 1 & -2 & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & & 1 & -2 & 1 \\ & & & & 1 & -2 \end{pmatrix} \quad (46)$$

$$\delta = \begin{pmatrix} 0 & 1 & & & & \\ -1 & 0 & 1 & & & \\ & -1 & 0 & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \ddots & \\ & & & -1 & 0 & 1 \\ & & & & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (47)$$

La GT-PE est basée sur un algorithme identique à celui de la CNPE. C'est pourquoi, même si cette forme de résolution de l'équation parabolique permet de prendre en compte les pentes ne dépassant pas une trentaine de degrés d'inclinaison, elle présente les mêmes inconvénients que la CNPE classique. Elle est effectivement mal adaptée à l'étude de la propagation des ondes acoustiques sur de longues distances.

1.5.3 Split-step Padé Parabolic Equation (SP-PE)

Le principe de la Split-step Padé est d'intégrer l'équation parabolique avant d'effectuer l'approximation de Padé (Collins [35]). Un large développement de la méthode est présenté par Gauvreau [63].

L'opérateur Q de l'équation Eq.(37) est réécrit sous la forme :

$$Q = \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{k^2(r, z)}{k_0^2} \quad (48)$$

en appliquant le même principe que pour la CNPE, l'équation Eq.(39) devient :

$$\phi(r + \Delta r) = e^{\eta(\sqrt{Q}-1)} \phi(r) \quad (49)$$

avec $\eta = jk_0\Delta r$.

Cette fois-ci, on cherche à évaluer directement le facteur exponentiel $e^{\eta(\sqrt{Q}-1)}$ et non plus seulement l'opérateur Q . Ceci permet de travailler à une plus large ouverture angulaire que pour la CNPE, tout en réduisant les temps de calcul. Il existe là aussi plusieurs façons de procéder. Chevret [27] propose d'exprimer l'exponentielle grâce à un développement de Padé du second

ordre :

$$e^{\eta(\sqrt{Q}-1)} = e^{\eta(\sqrt{1+q}-1)} = \frac{1 + a_1q + a_2q^2}{1 + b_1q + b_2q^2} \quad (50)$$

Le développement de l'exponentielle en série de Taylor à l'ordre 4 puis son identification avec la fraction rationnelle Eq.(50) permet de déterminer les coefficients a_1 , a_2 , b_1 , b_2 :

$$a_1 = \frac{3 + \eta}{4}; a_2 = \frac{3 + 6\eta + \eta^2}{48}; b_1 = \frac{3 - \eta}{4}; b_2 = \frac{3 - 6\eta + \eta^2}{48} \quad (51)$$

Le développement en série de Padé est actuellement très utilisé car l'implémentation numérique est relativement aisée. Cependant, comme tous les algorithmes Split-step, la présence de forts gradients de température impose de réduire considérablement les pas de la grille de calcul.

1.5.4 Split-step Fourier Parabolic Equation (SF-PE)

La base de cette méthode (Tappert [125]) est de résoudre l'équation parabolique par l'application successive de transformées de Fourier selon la direction perpendiculaire à la propagation. L'équation standard Eq.(34) est réécrite en utilisant Eq.(35) :

$$2jk_0 \frac{\partial \phi(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi(r, z)}{\partial z^2} + (k(r, z)^2 - k_0^2) \phi(r, z) = 0 \quad (52)$$

Après une intégration on applique les propriétés de la transformée de Fourier :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 \phi(r, z)}{\partial z^2} e^{-jk_z z} dz = -k_z^2 \phi(r, k_z) \quad (53)$$

$$\phi(r, k_z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(r, z) e^{-jk_z z} dk_z \quad (54)$$

avec $k(r, z)$ constant. Eq.(52) devient :

$$2jk_0 \frac{\partial \phi(r, k_z)}{\partial r} - k_z^2 \phi(r, k_z) + (k(r, k_z)^2 - k_0^2) \phi(r, k_z) = 0 \quad (55)$$

Cette équation différentielle du premier ordre a pour solution :

$$\phi(r + \Delta r, k_z) = \phi(r, k_z) e^{-\frac{(k(r, k_z)^2 - k_0^2)}{2k_0} \Delta r} \quad (56)$$

en repassant dans le domaine réel, la solution s'écrit :

$$\phi(r + \Delta r, z) = e^{i \frac{\Delta r}{2k_0} (kr(r, z)^2 + k_0^2)} TF^{-1} \left[e^{-i \frac{\Delta r}{2k_0} kr(r, z)^2} TF[\phi(r, z)] \right] \quad (57)$$

Cet algorithme est plus rapide que la CNPE grâce à des pas de calcul plus grands. Malheureusement, il est limité à la propagation acoustique en espace infini ou au-dessus d'une surface parfaitement homogène et purement réfléchissante. De plus, d'après Jensen [78], lorsque le nombre d'onde $k(r, z)$ dépend de r et de z , l'algorithme n'est plus correct et génère une erreur proportionnelle à Δr^2 . Cette erreur peut être minimisée en choisissant un pas Δr petit ce qui augmente les temps de calcul. La méthode perd alors son principal intérêt par rapport à la CNPE.

1.5.5 Green's Function Parabolic Equation (GFPE)

La GFPE, introduite par Gilbert [64] et Di [52] dans les début des années 1990, repose sur une représentation spectrale de l'opérateur Q . L'exponentielle de l'équation Eq.(40) est exprimée à l'aide de l'opérateur de Green $G(\kappa)$:

$$e^{j\Delta r\sqrt{Q}} = \frac{1}{j\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(\kappa) e^{-\kappa\Delta r} \kappa d\kappa \quad (58)$$

Cet opérateur satisfait :

$$(Q - \kappa^2) G(\kappa) = -I \quad (59)$$

où I est l'opérateur unitaire et κ le nombre d'onde radial.

Une forme explicite, solution de Eq.(40) est donnée par :

$$\phi(r + \Delta r, z) = \frac{1}{j\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\kappa\Delta r} \kappa d\kappa \int_0^{\infty} G(\kappa, z, z') \phi(r, z') dz \quad (60)$$

Cette équation ne peut être résolue directement, c'est pourquoi la fonction de Green est choisie sous la forme d'une fonction variant verticalement avec la hauteur, de façon identique à une onde plane. En écrivant le nombre d'onde vertical $k_v = k(z)^2 - \kappa^2$, la fonction de Green de l'équation Eq.(60) doit satisfaire :

$$\frac{\partial^2 G(\kappa, z, z')}{\partial z^2} + k_v^2 G(\kappa, z, z') = -\delta(z - z') \quad (61)$$

Dans un premier temps, la solution pour une onde plane en milieu homogène au-dessus d'un sol localement impédant s'écrit :

$$G(\kappa, z, z') = \frac{1}{2k_v} \left[e^{jk_v|z-z'|} + R_p(k_v) e^{jk_v|z+z'|} \right] \quad (62)$$

où $R_p(k_v)$ est le coefficient de réflexion d'une onde plane défini par :

$$R_p(k_v) = \frac{k_v Z_g - k_0}{k_v Z_g + k_0} \quad (63)$$

où Z_g est l'impédance normalisée.

Après de nombreux développements décrits en détail dans l'article de Gilbert [64] et de Salomons [115], l'équation de propagation est réécrite sous la forme :

$$\begin{aligned} \phi(r + \Delta r, z) = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\Phi(r, k') + R_p(k') \Phi(r, -k')] e^{j\Delta r(\sqrt{k_0^2 + k'^2} - k_0)} e^{jk'z} dk' \\ & + 2j\beta \Phi(r, \beta) e^{j\Delta r(\sqrt{k_0^2 + \beta^2} - k_0)} e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad (64)$$

où $\Phi(r, k) = \int_0^{\infty} \phi(r, z') e^{-jkz'} dz'$ est la transformée de Fourier de ϕ et $\beta = -\frac{k_0}{Z_g}$ le pôle du facteur de réflexion d'onde plane $R_p(k')$.

Pour prendre en compte le caractère réfractant du milieu de propagation, les variations du nombre d'onde $k(r, z)$ selon les r sont supposées suffisamment petites pour être négligées. k ne dépend alors que de la hauteur z pour chaque pas de calcul. Il est réécrit en fonction du nombre d'onde de référence moyen k_0^2 auquel s'ajoute les petites variations verticales $\delta k(z)^2$:

$$k(z)^2 = k_0^2 + \delta k(z)^2 \quad (65)$$

Après développement, on retrouve l'expression en milieu homogène Eq.(64) multipliée par un facteur de phase $e^{j\frac{\Delta r \delta k(z)^2}{2k_0}}$ représentant l'inhomogénéité du milieu :

$$\begin{aligned} \phi(r + \Delta r, z) = & e^{j\frac{\Delta r \delta k(z)^2}{2k_0}} \times \\ & \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\Phi(r, k') + R_p(k') \Phi(r, -k')] e^{j\Delta r(\sqrt{k_0^2 + k'^2} - k_0)} e^{jk'z} dk' \right. \\ & \left. + 2j\beta \Phi(r, \beta) e^{j\Delta r(\sqrt{k_0^2 + \beta^2} - k_0)} e^{-j\beta z} \right\} \end{aligned} \quad (66)$$

Cette méthode de résolution de l'équation parabolique possède l'avantage d'avoir une formulation analytique physiquement explicite : les 3 termes en $\phi(r, k')$, $\phi(r, -k')$ et $\phi(r, \beta)$ représentent respectivement l'onde directe, l'onde réfléchiée par le sol et l'onde de surface. Appelée également équation parabolique rapide, elle nécessite un pas Δr compris entre 5 et 50 fois la longueur d'onde qui lui permet de réduire les temps de calculs de façon remarquable. Les variations locales du milieu doivent cependant rester peu importantes au cours d'un pas de calcul.

1.5.6 Choix de l'équation parabolique

Les différentes équations paraboliques ont été détaillées ci-dessus. Elles sont comparées dans le tableau Tableau 1-3 afin de déterminer l'approche la mieux adaptée pour répondre aux différents problèmes de la propagation acoustique en milieu extérieur complexe énoncés en début de chapitre.

Parmi les différentes méthodes, la GFPE a été choisie comme point de départ de ce travail pour plusieurs raisons. Tout d'abord sa forme conserve un côté physique avec la matérialisation de l'onde directe et de l'onde réfléchiée dans l'équation de départ (Eq.(66)). Ce caractère peut s'avérer intéressant lorsque l'on désire manipuler l'équation et comprendre les phénomènes mis en jeu. Ensuite, la GFPE est une équation parabolique dite grand angle. Elle permet d'étudier les obstacles proches de la source. Son principal avantage reste cependant ses grands pas de calculs compris entre 5 et 50λ tant que l'évolution des profils météorologiques n'est pas trop importante, qui lui valent d'ailleurs, le surnom d'équation parabolique rapide. Cette rapidité rend la GFPE particulièrement bien adaptée à la propagation longue distance.

1.6 Conclusion de l'étude bibliographique

L'étude bibliographique a montré la complexité de la propagation à grandes distances des ondes acoustiques en milieu extérieur et la nécessité de prendre en compte tous les phénomènes météorologiques (absorption atmosphérique, variations du vent et de la température) ainsi que leurs interactions avec le relief (buttes, ruptures de pente) et les obstacles (écrans, bâti). Elle a également permis de choisir la GFPE comme modèle principal du code de calcul développé dans la suite de ce travail, l'objectif étant d'obtenir un modèle de propagation acoustique aussi complet que possible.

Nom	Angle d'ouverture	Pas selon les r	Inconvénients
CNPE	Petit angle	inférieur à $\frac{\lambda}{10}$	Lourde à mettre en place lorsque les distances de propagation sont importantes Equation petit angle
GT-PE	Petit angle	inférieur à $\frac{\lambda}{10}$	Lourde à mettre en place lorsque les distances de propagation sont importantes Equation petit angle
SP-PE	Grand angle	une fraction de λ (environs $\frac{\lambda}{10}$)	Erreurs de phase importantes pour les grands angles Petits pas de calculs
SF-PE	Grand angle	d'une fraction de λ à quelques λ	Valable pour les sols homogènes et parfaitement réfléchissants Réduction importante du pas de calcul en présence de forts gradients météorologiques
GFPE	Grand angle	5 à 50 λ	Description du milieu moins fine en raison des grands pas de calculs Instabilité en présence d'effets météorologiques forts

Tableau 1-3: Comparaison des différents schémas de résolution de l'équation parabolique

Chapitre 2

Méthode de l'équation parabolique avec fonction de Green : Implémentation et validation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'étude de la propagation sonore extérieure fait intervenir un grand nombre de paramètres. Le relief, les ruptures d'impédance, les variations du vent et de la température influencent la propagation des ondes acoustiques et rendent sa prévision délicate. La difficulté réside dans la capacité à considérer simultanément un maximum des phénomènes rencontrés, tout en étant capable de prendre en compte le caractère évolutif du milieu de propagation.

L'analyse bibliographique a montré que la méthode de l'équation parabolique était un choix judicieux pour traiter la propagation acoustique dans un environnement complexe. L'équation parabolique rapide (Green Fast Parabolic Equation), ou plus simplement la méthode GFPE a été choisie. Elle est particulièrement adaptée à la propagation acoustique longue distance en raison de ses pas de calcul plusieurs fois supérieurs à la longueur d'onde. Ces derniers pouvant varier au cours de la propagation, leur taille est choisie de telle sorte qu'un pas de calcul soit effectué au-dessus de chaque discontinuité d'impédance.

Le but de ce deuxième chapitre est de présenter la méthodologie permettant de résoudre numériquement l'approximation parabolique obtenue Eq.(66).

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation du schéma numérique utilisé lors du développement de la GFPE. Elle résume les choix et les contraintes liées à l'implémentation des équations. On y trouve une description du maillage de l'espace, de l'algorithme utilisé lors du calcul de la transformée de Fourier mais également de la couche absorbante supérieure et du facteur de réfraction. Ces choix jouent un rôle important dans la qualité des résultats.

Le champ de départ, indispensable à l'initialisation des calculs, fait l'objet de la seconde partie. Plusieurs solutions y sont décrites et comparées. L'analyse de leurs avantages et de leurs inconvénients permettra de choisir le champ initial le mieux adapté aux configurations étudiées par la suite et d'améliorer la précision des résultats.

Enfin, une première validation du code de calcul est effectuée dans la dernière partie. Plusieurs configurations sont étudiées : ruptures d'impédances, écrans, effets météorologiques. Les résultats obtenus avec la GFPE sont comparés à différents modèles de laboratoires européens.

2.1 Résolution numérique

La GFPE est basée sur un calcul pas à pas selon les r croissants d'un champ sonore harmonique. La réalisation des calculs s'effectue après un choix minutieux des différents paramètres

d'initialisation tels que les paramètres de la grille de discrétisation (hauteur et pas), le champ initial (starter) et les conditions supérieures et inférieures du domaine. Ces choix sont importants puisqu'ils influencent directement la durée du calcul ainsi que la qualité et la précision des résultats.

2.1.1 Maillage de l'espace

Le domaine d'étude est décomposé en une grille définie dans le plan (r, z) . Le pas vertical Δz est généralement choisi de telle sorte que $\Delta z \approx \lambda/10$, λ étant la longueur d'onde du signal. Δz reste généralement constant au cours du calcul. Le pas horizontal Δr varie quant à lui entre quelques λ et une cinquantaine de λ . Sa valeur peut être modifiée pour chaque pas de calcul.

Le choix de la taille des pas de la grille est important puisque de mauvais paramètres entraînent l'apparition d'erreurs numériques ou augmentent la durée des calculs. Par exemple, lorsque le pas Δz n'est pas suffisamment petit, le champ initial utilisé n'est pas représentatif de la source et le facteur de réfraction ne décrit plus correctement le profil de vitesse du son. En contrepartie, un maillage trop fin impose d'augmenter le nombre N de points de la FFT (section 2.1.2) pour obtenir une description verticale complète du domaine. Le temps nécessaire à la réalisation du calcul est alors inutilement plus long. D'une façon plus générale, les erreurs sont proportionnelles à Δz et inversement proportionnelles à $(\Delta r)^2$ (Salomons [115]). Elles sont donc réduites lorsque le pas vertical Δz de grille décroît et lorsque le pas horizontal Δr augmente.

2.1.2 Calcul de la FFT

Pour chaque pas, la GFPE nécessite le calcul de trois transformées de Fourier et d'une transformée de Fourier inverse (Eq.(66)). Afin d'optimiser les temps de calculs, un algorithme de Transformée de Fourier Rapide (FFT) est utilisé. Dans ce cas, le nombre M de points verticaux de la grille des z doit correspondre à une puissance de deux. Toujours dans un souci de rapidité, les expressions de $\Phi(r, k)$ et $\Phi(r, -k)$ (Eq.(66)) sont évaluées simultanément à l'aide d'une seule FFT de taille double ($N = 2M$) (Di [52]).

L'utilisation de la méthode du point milieu permet d'améliorer la précision des résultats de la FFT (Salomons [115] [117]). Pour ce faire, le champ est interpolé aux points intermédiaires de la grille verticale des z définie par :

$$z_i = \left(i + \frac{1}{2}\right) \Delta z \quad \text{avec } i = 0, 1, \dots, N - 1 \quad (67)$$

La nouvelle transformée de Fourier s'écrit alors :

$$\Phi(r, k) \approx \left[\sum_{i=0}^{N-1} e^{-jkz_j} \phi \left(r, z_j + \frac{\Delta z}{2} \right) \right] e^{-jk \frac{\Delta z}{2}} \Delta z \quad (68)$$

où le terme entre crochets représente la FFT de $\phi(r, z + \Delta z/2)$.

Cette technique numérique de calcul de la FFT donne une meilleure définition du champ sonore à proximité du sol. Elle présente l'avantage de ne pas augmenter les temps de calcul, car elle ne consiste qu'en un décalage de la grille des z et en une multiplication par un facteur exponentiel.

La même démarche est de nouveau utilisée pour effectuer le calcul de la transformée de Fourier inverse.

2.1.3 Description de la couche absorbante supérieure

Afin de pouvoir être résolu numériquement à l'aide de l'équation parabolique, le domaine d'étude doit posséder une frontière supérieure et inférieure de dimensions finies. La condition inférieure est simple à obtenir puisque la propagation s'effectue au-dessus d'un sol. Elle est définie par la nature rigide ou impédante du terrain.

Le haut du domaine représente quand à lui l'espace infini. Il est donc nécessaire d'effectuer une troncature afin d'obtenir une hauteur finie nécessaire au calcul. Malheureusement, cette coupure au sommet du domaine entraîne des réflexions qu'il est important de pouvoir éliminer.

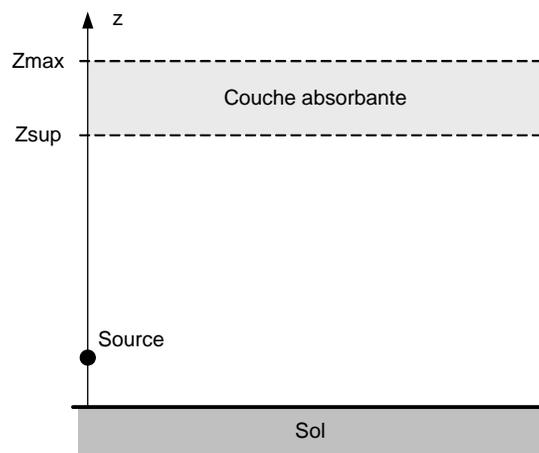


Figure 2-1: Domaine d'étude de l'équation parabolique

Une solution est apportée en positionnant une couche d'absorption artificielle en bordure supérieure de la zone étudiée (Figure 2-1). Plusieurs approches ont été développées pour décrire cette couche absorbante (Galindo [62], West [131], Jensen [78], Joly [79], Di [52]). Celle utilisée dans ce travail consiste à additionner un nombre imaginaire pur au nombre d'onde k au-delà de la hauteur z_{sup} :

$$\begin{cases} k(z) = k(z) & z < z_{\text{sup}} \\ k(z) = k(z) + j\xi(z) & z \geq z_{\text{sup}} \end{cases} \quad (69)$$

La partie imaginaire $\xi(z)$ est définie par (Di [52], Salomons [115]) :

$$\xi(z) = A \left(\frac{z - z_{\text{sup}}}{z_{\text{max}} - z_{\text{sup}}} \right)^2 \quad (70)$$

avec A compris entre 0,1 et 1 en fonction de la fréquence (Tableau 2-1).

Pour jouer pleinement son rôle, la zone absorbante ne doit pas être inférieure à une trentaine de longueurs d'onde. Son épaisseur est généralement comprise entre 50λ et 100λ .

Fréquence (Hz)	≤16	31,5	63	125	250	500	≥1000
A (m ⁻¹)	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,5	1

Tableau 2-1: Coefficient du paramètre A en fonction de la fréquence. Pour les fréquences intermédiaires, une interpolation linéaire est utilisée

2.1.4 Facteur de réfraction

Le facteur de réfraction $e^{j\frac{\Delta r \delta k(z)^2}{2k_0}}$ de l'équation Eq.(66) initialement proposé par Gilbert [64] équivaut à un développement petit angle de l'approximation parabolique. Un nouveau facteur est proposé par Thomson [126]. Il correspond à une approximation grand angle :

$$e^{j\Delta r(k(r)-k_0)} \quad (71)$$

Son utilisation permet une amélioration de la précision des résultats (Salomons [115]). Il est préféré lors de l'implémentation de la GFPE.

2.2 Initialisation du calcul

Le schéma de calcul de la GFPE est itératif, c'est à dire que la solution au pas x est calculée à partir de la solution au pas $x - \Delta x$. Le calcul nécessite donc d'être initialisé en $x = 0$ à l'aide d'un champ sonore de départ appelé starter. Le plus souvent, cette solution initiale est dérivée de l'expression exacte du champ acoustique pour un monopole en champ libre lorsque l'atmosphère est homogène :

$$\phi(r, z) = \frac{e^{jk_0\sqrt{r^2+z^2}}}{\sqrt{r^2+z^2}} \sqrt{r} \quad (72)$$

En présence d'un sol impédant, le starter obtenu à partir de la solution approchée de Chien et Soroka [29] devient :

$$\phi(r_0, z) = \sqrt{r} \left(\frac{e^{jk_0\sqrt{r^2+(z-z_s)^2}}}{\sqrt{r^2+(z-z_s)^2}} + Q_s \frac{e^{jk_0\sqrt{r^2+(z+z_s)^2}}}{\sqrt{r^2+(z+z_s)^2}} \right) \quad (73)$$

où Q_s est le coefficient de réflexion en ondes sphériques (Eq.(17)).

Cette forme est utilisée dans de nombreux cas. Cependant la solution de l'équation Eq.(72) diverge au niveau de la source. Elle produit de plus un starter dont l'angle d'ouverture est supérieur à celui de l'équation parabolique, ce qui a pour effet de faire apparaître des erreurs numériques lorsque les profils de célérité acoustique ou de densité de l'air présentent de fortes variations.

Afin de remédier à ces problèmes, des starters plus appropriés peuvent être obtenus à partir de calculs analytiques, numériques ou de mesures in-situ. Les plus couramment utilisés sont de forme gaussienne. Ils sont construits à partir de distributions verticales d'un point source d'altitude z_s situé en $r = 0$. Ils permettent d'approcher en un minimum d'effort le champ acoustique produit par la source lorsque l'atmosphère est homogène.

2.2.1 Starter gaussien

Proposé par Tappert [124] dans les années 70, le starter gaussien est le plus utilisé. Il est défini par :

$$\phi(0, z) = \sqrt{k_0} e^{-\frac{k_0^2}{2}(z-z_s)^2} \quad (74)$$

où k_0 représente le nombre d'onde de référence et z_s la hauteur de la source. Sous cette forme, Il fournit une bonne approximation du champ acoustique tant que la source est placée à quelques longueurs d'onde au-dessus du sol.

Di [52] le modifie en y intégrant directement les conditions limites du sol. Ainsi, le starter gaussien peut être utilisé lorsque la source est située plus proche du sol :

$$\phi(0, z) = \sqrt{\frac{k_0}{2}} \left[e^{-\frac{k_0^2}{4}(z-z_s)^2} + \frac{Z_g - 1}{Z_g + 1} e^{-\frac{k_0^2}{4}(z+z_s)^2} \right] \quad (75)$$

où Z_g est l'impédance caractéristique du sol. Cette même approche est suivie par Salomons [115]. Il propose alors d'écrire le starter gaussien sous la forme :

$$\phi(0, z) = \sqrt{k_0} \left[e^{-\frac{k_0^2}{2}(z-z_s)^2} + \frac{Z_g - 1}{Z_g + 1} e^{-\frac{k_0^2}{2}(z+z_s)^2} \right] \quad (76)$$

Le starter gaussien inclu directement l'approximation paraxiale dans sa formulation. Il n'est malheureusement correct que pour un angle d'ouverture θ_1 relativement faible (Figure 2-2). Il n'est donc optimal que pour les calculs effectués à l'aide d'une équation parabolique standard ou petit angle et n'est plus adapté lorsque l'angle d'ouverture désiré dépasse une trentaine de degrés.

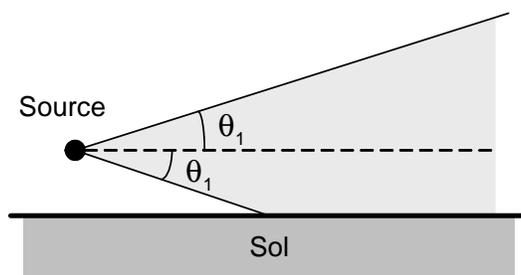


Figure 2-2: Limitation angulaire de l'équation parabolique.

2.2.2 Starter de Greene

Le starter de Greene (Greene [67], Jensen [78]) est construit à partir d'une source gaussienne pondérée par une fonction parabolique :

$$\phi(0, z) = \sqrt{k_0} \left[1,4467 - 0,4201k_0^2(z-z_s)^2 \right] e^{-\frac{k_0^2(z-z_s)^2}{3,0512}} \quad (77)$$

Il est optimisé dans le but d'obtenir des propriétés d'angle d'ouverture moins contraignantes que le starter gaussien standard, ce qui s'avère intéressant lors de l'utilisation d'équations paraboliques grand angle. Lorsque la source est placée au-dessus d'un sol impédant, le starter est obtenu de la

même façon que pour le starter gaussien (Eq.(76)). Il s'écrit :

$$\phi(0, z) = \phi(0, z - z_s) + \frac{Z_g - 1}{Z_g + 1} \phi(0, z + z_s) \quad (78)$$

2.2.3 Starter de Salomons

Le starter de Salomons [116] [117] est construit en appliquant la méthode de la phase stationnaire à la solution de l'équation d'onde en ondes planes. Lorsque la source est à proximité du sol le starter est défini par :

$$\begin{aligned} \phi(0, z) = \sqrt{jk_0} \left[e^{-\frac{k_0^2(z-z_s)^2}{B}} \times \right. \\ \left. (A_0 + A_2k_0^2(z-z_s)^2 + A_4k_0^4(z-z_s)^4 + A_6k_0^6(z-z_s)^6 + A_8k_0^8(z-z_s)^8) \right. \\ \left. + \frac{Z_g - 1}{Z_g + 1} e^{-\frac{k_0^2(z+z_s)^2}{B_s}} \times \right. \\ \left. (A_0 + A_2k_0^2(z+z_s)^2 + A_4k_0^4(z+z_s)^4 + A_6k_0^6(z+z_s)^6 + A_8k_0^8(z+z_s)^8) \right] \quad (79) \end{aligned}$$

Les coefficients $A_0, A_2, A_4, A_6, A_8, B_s$ sont fournis par le Tableau 2-2. Ils permettent d'obtenir des starters d'ordres différents. Par exemple, le starter d'ordre 0 correspond au starter gaussien défini par l'équation Eq.(76). En milieu homogène, le starter d'ordre 4 donne de bons résultats jusqu'à un angle d'ouverture θ_1 d'une quarantaine de degrés (Figure 2-2). Il est également approprié aux calculs en atmosphère réfractante possédant un profil de célérité acoustique linéaire ou logarithmique. Le starter d'ordre 8 permet d'obtenir un angle d'élévation plus élevé. En contrepartie, il provoque de petites erreurs lorsque la source est très proche du sol ($z_s \approx 0,1 \text{ m}$) et en présence de forts gradients de célérité du son.

Ordre	A_0	A_2	A_4	A_6	A_8	B_s
0	1	0	0	0	0	2
2	1,3717	-0,3701	0	0	0	3
4	1,9705	-1,1685	0,0887	0	0	3
8	9,6982	-20,3785	6,0191	-0,4846	0,0105	3

Tableau 2-2: Valeurs des paramètres A_0, A_2, A_4, A_6, A_8 et B_s

2.2.4 Comparaison des différents starters

Les starters présentés dans le paragraphe précédent ont été développés pour différents modèles d'équations paraboliques. Ils sont comparés ici lorsqu'ils sont utilisés avec la GFPE. Leur directivité, ainsi que celle d'un monopole, est représentée Figure 2-3. Les résultats sont donnés à 500 Hz sous la forme d'atténuation relative au champ libre EA , exprimée en dB , qui représente la différence entre le niveau de pression p_{tot} reçu par le récepteur en situation et sur le niveau de pression p_{lib}

qu'il recevrait s'il se trouvait en champ libre :

$$EA = 10 \log \left(\left| \frac{P_{tot}^2}{P_{lib}^2} \right| \right) \quad (80)$$

La source, placée sur un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$), est positionnée à 10 m des récepteurs. Dans cette configuration, l'atténuation relative au champ libre normalement obtenue pour un monopole présente une valeur constante de +6 dB dans toute les directions. Elle est donc utilisée comme référence pour estimer l'angle d'ouverture des différents starters (Figure 2-3).

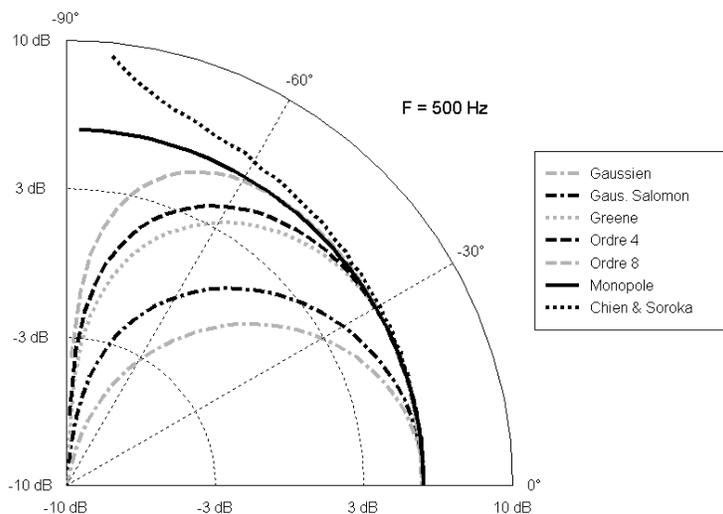


Figure 2-3: Directivité à 500 Hz des différents starters en milieu homogène en fonction de l'angle d'élévation des récepteurs. L'atténuation relative au champ libre est calculée pour une série de récepteurs placée sur un arc de cercle à 10 m d'une source posée sur le sol.

L'angle d'ouverture des deux starters gaussiens est nettement inférieur à celui des autres starters. Il n'est que d'une quinzaine de degrés, contrairement à celui des starters de Chien & Soroka, de Greene et les starters d'ordre 4 et d'ordre 8 qui dépasse les 30° d'ouverture. Comme attendu, le starter de Chien & Soroka diverge lorsque la distance horizontale entre la source et le récepteur diminue (section 2.2).

La même comparaison est effectuée pour une série de récepteurs située à 100 m de la source. Les résultats représentés Figure 2-4 ne montrent pas de changements importants par rapport aux résultats obtenus à 10 m (Figure 2-3). Le starter de Chien & Soroka, dont la divergence est en quelque sorte compensée par le limitation angulaire de la GFPE, présente le plus grand angle d'ouverture.

Les courbes de directivité des starters sont également données Figure 2-4 pour une fréquence de 3000 Hz. Elles mettent en évidence l'influence de la fréquence sur la taille de l'angle d'ouverture des starters. A l'exception des starters gaussien pour lesquels ils ne dépassent pas une quinzaine de degrés, les angles d'ouvertures sont compris entre 30 et 50 degrés à 500 Hz. Ils ne sont plus que d'une dizaine de degrés à 3000 Hz pour tous les starters.

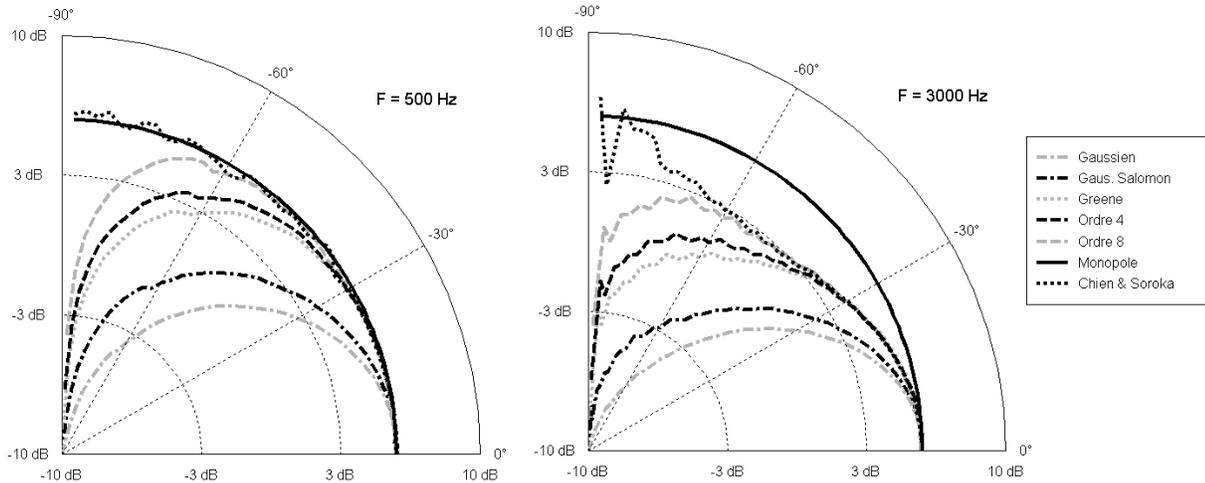


Figure 2-4: Directivité à 500 Hz et 3000 Hz des différents starters en milieu homogène en fonction de l'angle d'élévation des récepteurs. L'atténuation relative au champ libre est calculée pour une série de récepteurs placée sur un arc de cercle à 100 m d'une source posée sur le sol.

En parallèle, les courbes présentées Figure 2-4 font apparaître des oscillations qui s'amplifient avec la fréquence. Celles-ci sont créées par l'échantillonnage discret du champ acoustique qui génère des erreurs lors du calcul de la transformée de Fourier inverse de l'équation (ou Eq.(66) en milieu inhomogène). Ces erreurs numériques peuvent être supprimées à l'aide d'un filtrage numérique dans l'espace des nombres d'onde en multipliant l'intégrale de l'équation Eq.(64) par une fenêtre de pondération (Salomons [115]) :

$$w(k) = \begin{cases} 1 & \text{pour } |k| < 0,5k_0 \\ \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{|k| - 0,5k_0}{0,5k_0}\right) & \text{pour } 0,5k_0 \leq |k| \leq k_0 \\ 0 & \text{pour } |k| > k_0 \end{cases} \quad (81)$$

La Figure 2-5 illustre l'effet de la fenêtre de pondération. La disparition des oscillations est bien nette et est accompagnée d'une coupure du champ acoustique au-delà d'un angle d'une trentaine de degrés. En présence d'effets météorologiques, les starters montrent une évolution similaire à l'exception du starter de Chien & Soroka qui laisse apparaître des instabilités importantes (Figure 2-6).

L'étude de ces résultats a permis de constater que les starters de Chien & Soroka, de Greene, et les starters d'ordre 4 et d'ordre 8 présentent des angles d'ouverture sensiblement identiques en milieu homogène. L'importance de ces angles varie fortement en fonction de la fréquence : ils diminuent lorsque la fréquence augmente. Au-delà de 1000 Hz, des oscillations apparaissent dans les courbes de directivité. Elles peuvent être supprimées par l'utilisation d'une fenêtre de pondération au détriment d'une limitation à une quinzaine de degrés des angles d'ouverture. A l'exception de celui de Chien & Soroka, la stabilité des starters semble être peu sensible aux gradients de célérité acoustiques logarithmiques ou linéaires.

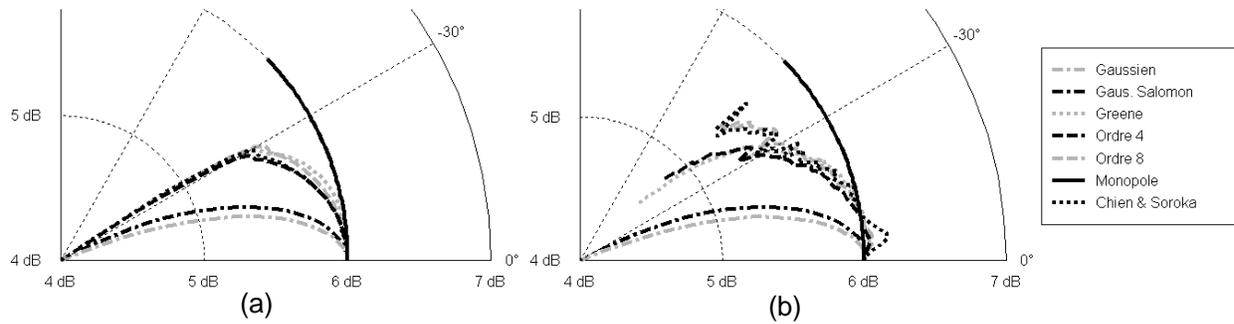


Figure 2-5: Directivité des différents starters en milieu homogène avec la fenêtre de pondération (a) et sans la fenêtre de pondération (b) définie par l'équation Eq.(81). L'atténuation relative au champ libre est calculée à 1000 Hz pour une série de récepteurs placée sur un arc de cercle à 100 m d'une source posée sur le sol.

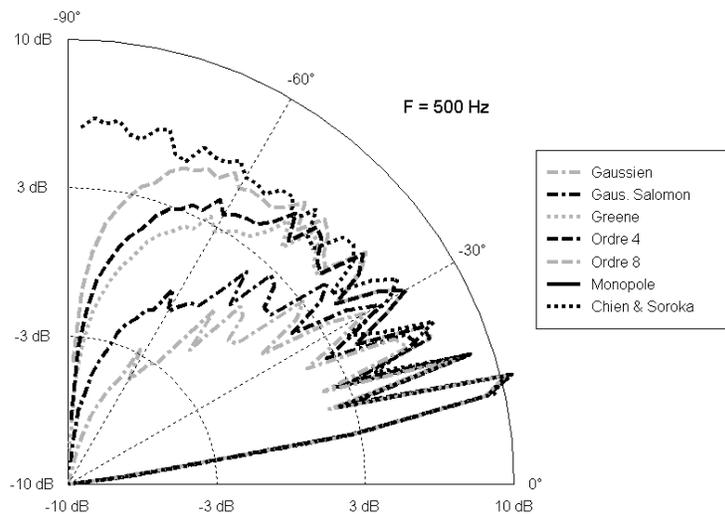


Figure 2-6: Directivité à 500 Hz des différents starters en milieu inhomogène en utilisant la fenêtre de pondération définie équation Eq.(81). L'atténuation relative au champ libre est calculée en présence d'effets météorologiques pour une série de récepteurs placée sur un arc de cercle à 100 m d'une source posée sur le sol. $c(z) = 340 - 4 \ln(1 + z/0,1)$

Le starter de Greene s'est montré satisfaisant dans toutes les configurations testées. Il possède un angle d'ouverture raisonnable et ne présente pas d'instabilités particulières. Il est donc utilisé comme starter pour les calculs effectués dans la suite de cet exposé.

2.3 Validation par des calculs de référence

Un code de calcul basé sur la GFPE a été développé en FORTRAN au cours de ce travail. Afin d'être validé, celui-ci est testé sur plusieurs configurations d'infrastructures routières caractéristiques. La majorité des données présentées est issue du projet européen HARMONOISE [71]. Elles proviennent d'un benchmark important où plus de 300 configurations ont été simulées à l'aide des codes de calcul de laboratoires européens tels que le Swedish National Testing and Research Institute (SP - Suède), le Transport Research Laboratory (TRL - Angleterre), le TNO

Institute of applied Physics (TNO - Pays-Bas), le Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR - Allemagne), le Danish Electronics, Light & Acoustics (DELTA - Danemark), et le Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB - France).

Différentes positions de sources, de récepteurs, plusieurs reliefs, impédances de terrain et effets météorologiques ont été testés. A chaque fois, les résultats numériques sont présentés sous la forme de l'atténuation relative au champ libre EA (Eq.(80)) en fonction de la fréquence calculée pour chaque bande de tiers d'octave. L'atténuation relative au champ libre pour chaque tiers de bande d'octave est définie par :

$$EA = 10 \log \left(\frac{\sum_{i=1}^4 p_{i \text{ tot}}^2}{\sum_{i=1}^4 p_{i \text{ lib}}^2} \right) \quad (82)$$

où i représente l'indice des fréquences de calcul à l'intérieur d'une bande de tiers d'octave définies telles que : $f_i = f_c 10^{-3/80}$, $f_c 10^{-1/80}$, $f_c 10^{1/80}$ et $f_c 10^{3/80}$, $f_c = 10^{n/10}$ étant la fréquence centrale de chaque bande comprise entre 25 Hz et 5 kHz ($n = 14, 15, \dots, 37$).

Deux autres résultats, issus du benchmark réalisé par Attenborough et al. [8] sont également présentés afin de vérifier la validité du code de calcul pour de longues distances de propagation. Dans ce cas, les résultats sont donnés sous la forme des pertes par transmission TL en fonction de la distance :

$$TL = 20 \log \left(\frac{p_{tot}}{p_{1m}} \right) \quad (83)$$

où p_{tot} représente la pression acoustique totale en un point et p_{1m} la pression acoustique du champ direct à 1 m de la source.

2.3.1 Cas d'un sol impédant

Afin de valider la méthode pour des distances supérieures au kilomètre, la GFPE est comparée aux données du benchmark d'Attenborough et al. pour 10 Hz et 100 Hz [8]. La configuration est présentée Figure 2-7. Une source est placée à 5 m au-dessus d'un sol d'impédance Z_{sol} dont les parties réelle et imaginaire sont respectivement (38, 79; 38, 41) et (12, 81; 11, 62) respectivement pour 10 et 100 Hz. Les pertes par transmission (Eq.(83)) sont calculées pour une série de récepteurs positionnés entre 1 et 10000 m de la source et à 1 m au-dessus du sol.

Les résultats obtenus pour 10 Hz et 100 Hz à l'aide de la GFPE sont comparés Figure 2-8 à ceux d'Attenborough et al. [8]. L'allure très similaire des courbes démontre la validité de l'équation parabolique rapide en milieu homogène pour de grandes distances de propagation.

2.3.2 Cas des ruptures d'impédances

Lors de l'étude de configuration in-situ, il est fréquent de rencontrer des changements dans la nature du sol situé entre la source et le récepteur. C'est le cas notamment des infrastructures routières à l'extérieur des agglomérations où la source est localisée au-dessus du sol rigide (route),

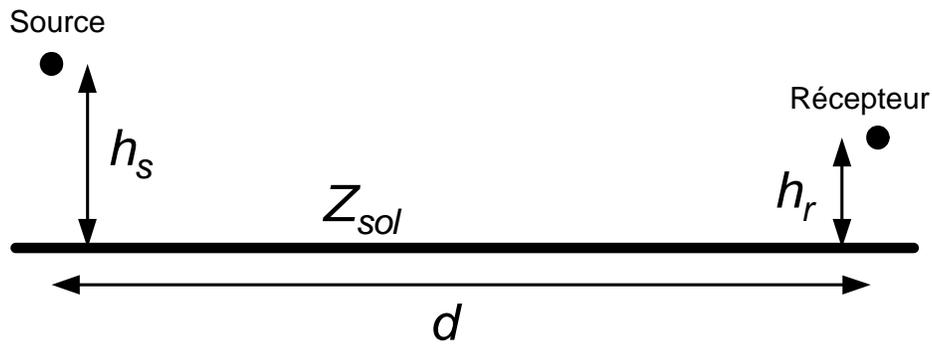


Figure 2-7: Géométrie de la configuration issue de benchmark d'Attenborough et al. [8]. $h_s = 5 \text{ m}$, $h_r = 1,5 \text{ m}$, $d = 0 \text{ à } 10000 \text{ m}$, $Z_{sol} = (38,79 ; 38,4)$, $(12,81 ; 11,62)$ et $(5,96 ; 2,46)$ pour 10, 100 et 1000 Hz.

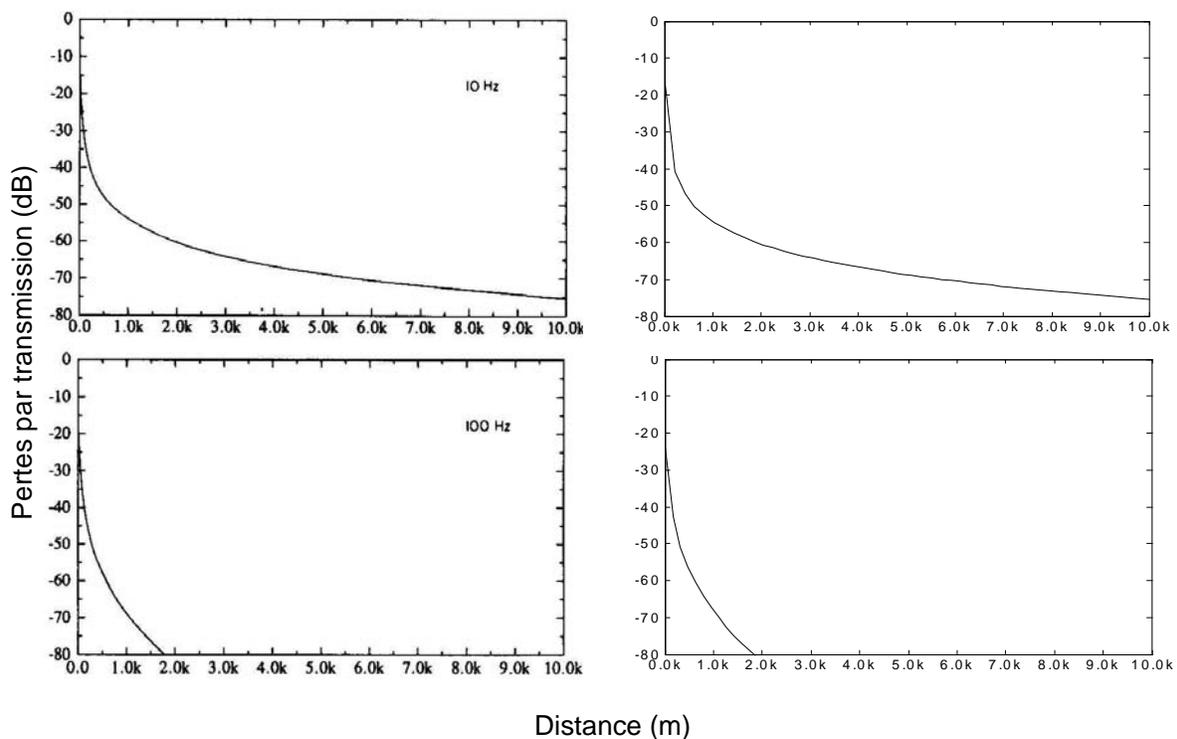


Figure 2-8: Pertes par transmission (Eq.(83)) en fonction de la distance obtenues pour un sol plan impédant. La configuration est décrite Figure 2-7. Les résultats du benchmark d'Attenborough et al. [8] sont présentés à gauche, les résultats GFPE à droite. $c_0 = 343 \text{ m.s}^{-1}$.

alors que le récepteur se situe au-dessus d'un sol souvent absorbant (sol herbeux). La prise en compte de ces ruptures d'impédance joue un rôle important sur les niveaux au récepteur.

La prise en compte d'une discontinuité d'impédance dans l'équation parabolique remonte au début des années 90. Craddock [39] propose une approche qui depuis a été reprise et validée par de nombreux auteurs (Galindo [62], Gauvreau [63]). Elle consiste à effectuer un pas de calcul au-dessus de la discontinuité d'impédance. Le champ acoustique obtenu est ensuite utilisé comme starter pour la propagation au-dessus du sol possédant la nouvelle impédance. Ce principe est appliqué chaque fois qu'une rupture d'impédance est rencontrée au cours de la propagation.

La configuration étudiée est décrite Figure 2-9. Une source est placée à $h_s = 0,5 \text{ m}$ au-dessus d'un sol parfaitement rigide ($\sigma_1 = \infty$) symbolisant une route de largeur $d_1 = 30 \text{ m}$. Un récepteur est positionné à $h_r = 1,5 \text{ m}$ au-dessus d'un sol herbeux ($\sigma_2 = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ avec le modèle de Delany & Bazley) et à $d_2 = 200 \text{ m}$ de la source.

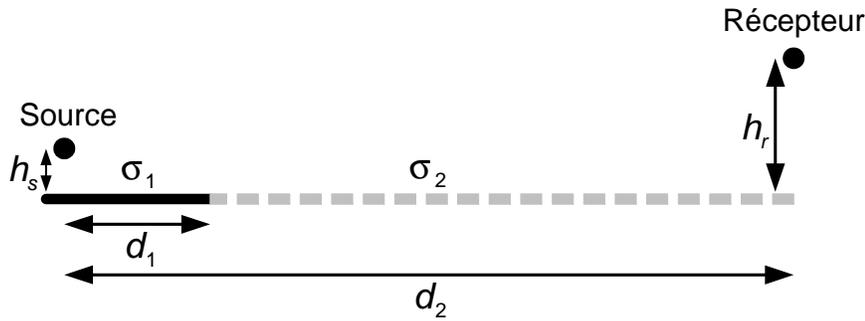


Figure 2-9: Géométrie de la configuration utilisée pour le calcul de la propagation au dessus d'une rupture d'impédance. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_r = 1,5 \text{ m}$, $d_1 = 30 \text{ m}$, $d_2 = 200 \text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany et Bazley)

Les résultats donnés par la GFPE sont comparés à deux méthodes d'éléments finis de frontière (BEM) provenant du CSTB et du TRL ainsi qu'à deux équations paraboliques (CNPE et GFPE) développées par le TNO (Figure 2-10).

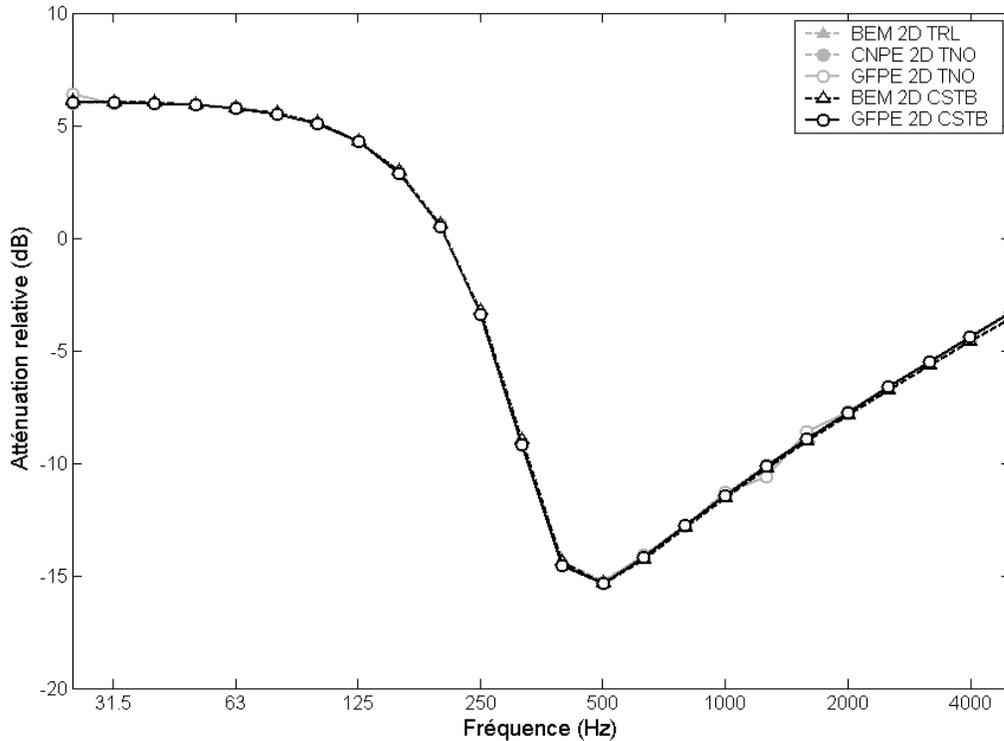


Figure 2-10: Atténuation relative au champ libre en bandes de tiers d'octave (Eq.(82)) obtenue dans le cas d'une rupture d'impédance (Figure 2-9).

Les résultats donnés par la GFPE sont en accord parfait avec ceux des autres méthodes. Aux basses fréquences, les grandeurs caractéristiques du matériaux sont petites devant les longueurs d'onde mises en jeu. Le sol est vu comme rigide du point de vue acoustique ce qui provoque un gain de + 6 dB. Ce phénomène disparaît lorsque la fréquence augmente, faisant apparaître une interférence.

2.3.3 Cas des écrans fins

Des écrans anti-bruit sont couramment positionnés à proximité des infrastructures routières. De faible épaisseur, ils ont pour but de protéger les riverains contre les nuisances sonores engendrées par la circulation des véhicules. Le moyen de prendre en compte ce type d'obstacle dans l'équation parabolique a déjà été étudié (Delrieux [50], Galindo [62], Gauvreau [63], Salomons [113] [114]). Pour ce faire, un pas de calcul est effectué à l'emplacement de l'écran ($r = r_{ecran}$) afin de déterminer la pression acoustique à la verticale de l'obstacle. Le champ ϕ alors obtenu est ensuite modifié de telle sorte que la pression pour tous les points de calcul situés sur l'écran (approximation de Kirchhoff) soit égale à zéro. Le nouveau champ ϕ' est alors utilisé normalement jusqu'au récepteur (Figure 2-11) :

$$\begin{cases} \phi'(r_{ecran}, z) = 0 & z < h_e \\ \phi'(r_{ecran}, z) = \phi(r_{ecran}, z) & z \geq h_e \end{cases} \quad (84)$$

avec h_e la hauteur de l'écran.

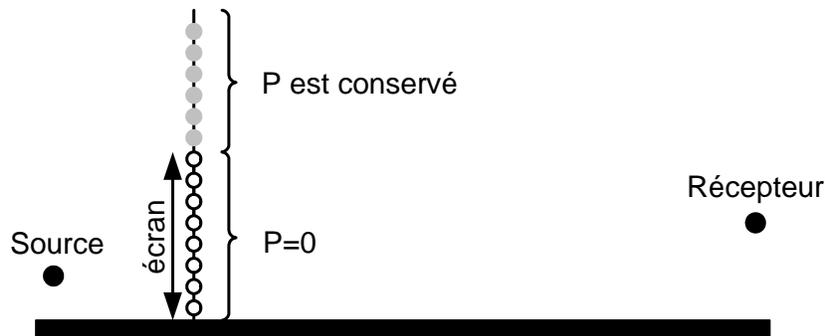


Figure 2-11: Schéma de principe de la prise en compte d'un écran fin dans la GFPE

Cette technique est ici mise en pratique dans le cas d'une source de hauteur $h_s = 0,5 \text{ m}$ située au-dessus d'un sol parfaitement rigide ($\sigma = \infty$). Un écran fin de hauteur $h_e = 4 \text{ m}$ est placé à $d_1 = 10 \text{ m}$ de la source (Figure 2-12). Les résultats obtenus pour un récepteur positionné à $h_r = 1,5 \text{ m}$ du sol et à $d_2 = 200 \text{ m}$ de la source sont présentés Figure 2-13.

L'atténuation relative au champ libre est comparée pour chaque bande de tiers d'octave à trois BEM développées par le TRL et le CSTB, ainsi qu'à deux équations paraboliques et un code de tracé de rayons utilisés par le TNO.

Aux basses fréquences, les longueurs d'ondes importantes en comparaison de la taille de l'écran rendent l'obstacle acoustiquement transparent. Son efficacité augmente en revanche avec la fréquence, pour présenter un minimum d'atténuation relative au champ libre autour de 400 Hz .

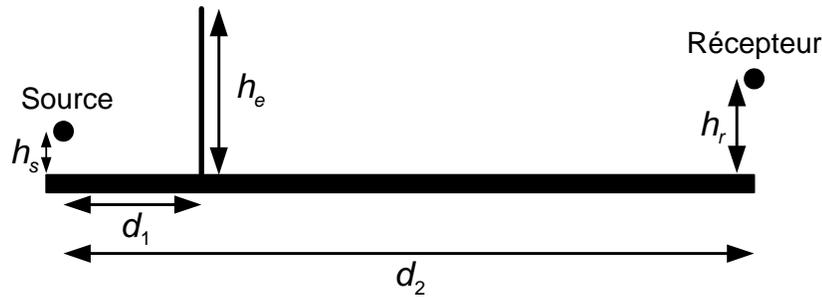


Figure 2-12: Géométrie de la configuration utilisée pour le calcul de la propagation en présence d'un écran fin. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_r = 1,5 \text{ m}$, $h_e = 4 \text{ m}$, $d_1 = 10 \text{ m}$, $d_2 = 200 \text{ m}$, sol rigide ($\sigma = \infty$)

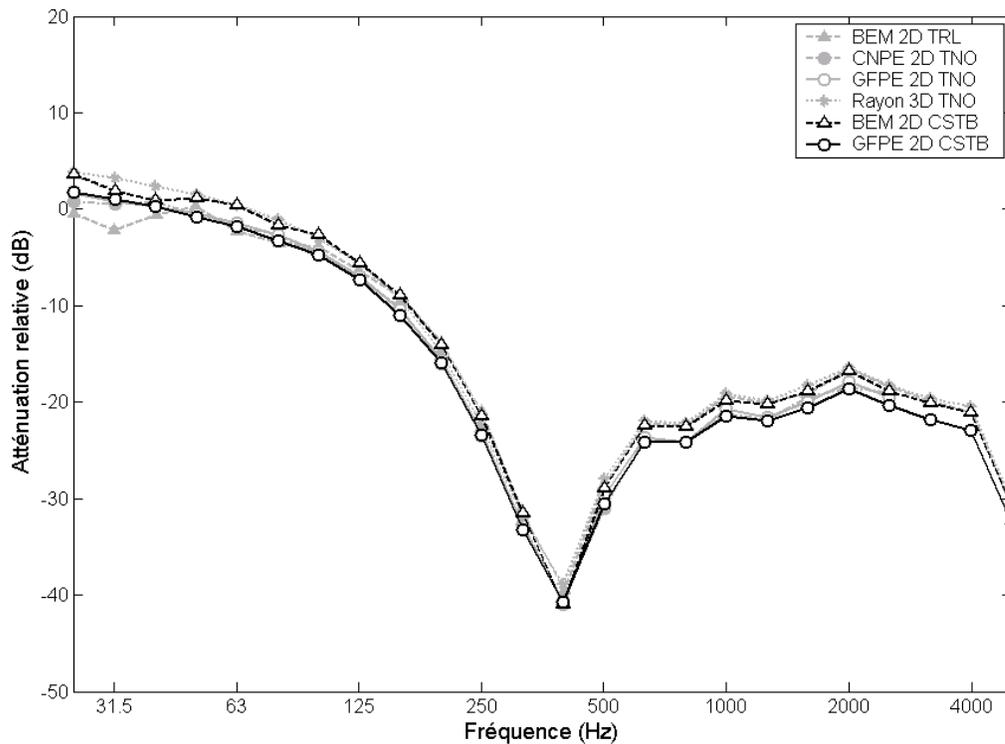


Figure 2-13: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave (Eq.(82)) obtenue dans le cas d'un écran fin (Figure 2-12).

La concordance entre les différents modèles est très bonne. Ces résultats permettent de conclure que l'approche utilisée pour la prise en compte d'un écran fin dans la GFPE est correcte.

Il est toutefois important de rappeler que l'équation parabolique possède une limitation angulaire (Figure 2-2). Les résultats obtenus ne sont donc valables que lorsque le sommet de l'écran est à l'intérieur de la zone de validité.

2.3.4 Cas des obstacles épais

Lorsque l'épaisseur de l'obstacle est plus importante, la méthode décrite précédemment n'est plus applicable. On utilise alors l'approche décrite par Delrieux [50] et reprise par Barrière [10]

pour la GFPE. Elle permet d'une part de prendre en compte les écrans larges, mais également tous les obstacles dont la forme simplifiée se rapproche de celle d'un parallélépipède (immeubles, maisons, buttes (Barrière [10])). Elle n'est cependant correcte que si la largeur de l'obstacle est au moins égale à un pas de calcul de la GFPE.

Le principe de la méthode est le suivant : le champ acoustique $\phi(r, z)$ est calculé à l'extrémité amont de l'obstacle ($r = d_1$). A cet endroit, un nouveau starter $\phi'(d_1, z')$, est obtenu après une translation verticale :

$$\phi'(d_1, z') = \phi(d_1, z + h_e) \quad (85)$$

où h_e représente la hauteur de l'écran. $\phi'(d_1, z)$ est ensuite propagé jusqu'à l'extrémité aval de l'obstacle ($r = d_1 + e$) où il subit une nouvelle translation :

$$\begin{cases} \phi(d_1 + e, z + h_e) = 0 & z < h_e \\ \phi(d_1 + e, z + h_e) = \phi'(d_1 + e, z') & z \geq h_e \end{cases} \quad (86)$$

Le nouveau champ ϕ est finalement utilisé pour le reste de la propagation.

Ce principe est appliqué à la configuration décrite Figure 2-14. A l'exception des caractéristiques de l'écran, les dimensions sont en tout point identiques à celles présentées précédemment Figure 2-12. Cette fois-ci, l'écran possède une épaisseur $e = 6 \text{ m}$ et son sommet est recouvert d'un absorbant d'impédance $\sigma_2 = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

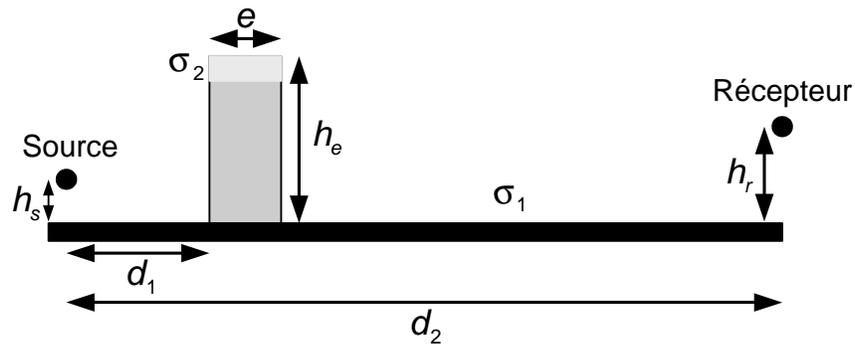


Figure 2-14: Géométrie de la configuration utilisée pour le calcul de la propagation en présence d'un écran large. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_r = 1,5 \text{ m}$, $h_e = 4 \text{ m}$, $e = 6 \text{ m}$, $d_1 = 10 \text{ m}$, $d_2 = 200 \text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany et Bazley)

L'atténuation relative au champ libre, calculée à l'aide de la GFPE et de la BEM, est comparée pour chaque bande de tiers d'octave. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont très proches et tendent à démontrer que l'approximation utilisée pour la prise en compte des écrans larges est adaptée à la GFPE. Comme dans le cas de l'écran fin (Figure 2-13), l'effet de l'écran large est négligeable en basses fréquences. De façon identique, la première interférence est située aux environs de 400 Hz . L'efficacité de l'écran est cependant supérieure lorsque la fréquence dépasse 1000 Hz .

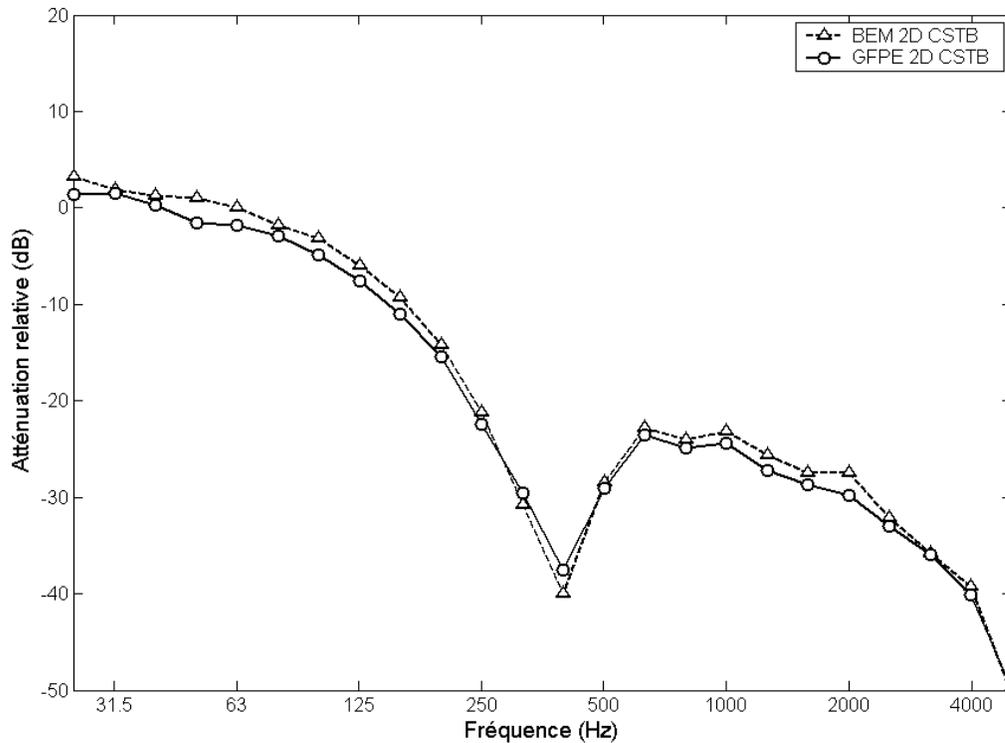


Figure 2-15: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave (Eq.(82)) obtenue dans le cas d'un écran large (Figure 2-14).

2.3.5 Prise en compte des effets météorologiques

La propagation longue distance d'une onde acoustique en milieu extérieur est perturbée par les paramètres météorologiques. Ces effets, liés aux propriétés de l'air, se manifestent à travers des variations du profil de célérité du son. La vitesse des ondes acoustiques est ainsi modifiée par les changements de vitesse et de direction du vent, ainsi que par l'évolution de la température avec l'altitude. Des profils de célérité du son approchés $c(z)$ sont obtenus à partir d'expressions analytiques linéaires ou logarithmiques (Figure 2-16). Ils sont utilisés pour calculer le nombre d'onde k , paramètre porteur de l'information des effets météorologiques pour l'équation parabolique.

2.3.5.1 Profils verticaux linéaires

Les profils de célérité du son linéaires sont obtenus à partir de la relation :

$$c(z) = c_0(1 \pm az) \quad (87)$$

où c_0 est la célérité du son de référence et a le paramètre de réfraction.

Lorsque le paramètre de réfraction a est inférieur à 0 (gradient négatif), les rayons se courbent vers le haut. Les conditions de propagation sont dites défavorables. Lorsque le paramètre de réfraction a est supérieur à 0 (gradient positif), les rayons se courbent vers le bas. On parle alors de conditions favorables.

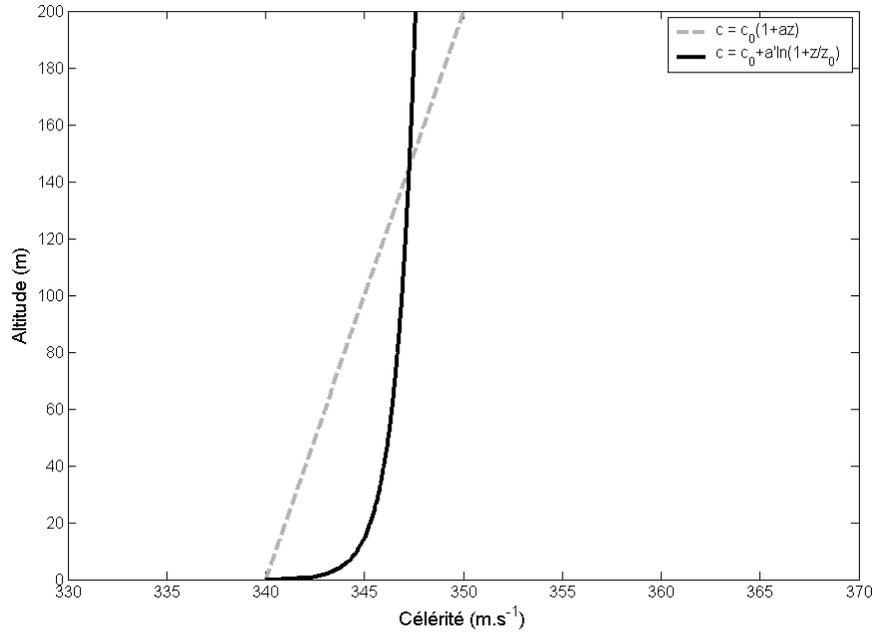


Figure 2-16: Comparaison d'un profil linéaire et logarithmique. $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a = 1,47 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$, $a' = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $z_0 = 0,1 \text{ m}$.

Les profils linéaires donnent une première approximation des effets météorologiques. Ils ne correspondent cependant pas à un profil réaliste, puisque la célérité réelle du son présente généralement une pente plus forte dans la couche limite située au voisinage du sol et tend vers une valeur limite avec l'altitude. Il reste toutefois le seul profil utilisable par un grand nombre de modèles acoustiques de calcul.

Un exemple de propagation en présence d'un profil linéaire de célérité des ondes acoustiques est donné Figure 2-18. L'indice de réfraction a pour valeur $a = 1,47 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. L'atténuation relative au champ libre est calculée pour un récepteur situé à $h_r = 2 \text{ m}$ du sol et positionné à $d_1 = 200 \text{ m}$ de la source. La source est placée à $h_s = 0,5 \text{ m}$ au-dessus du sol, ce dernier étant parfaitement rigide sur toute la longueur de l'étude (Figure 2-17).

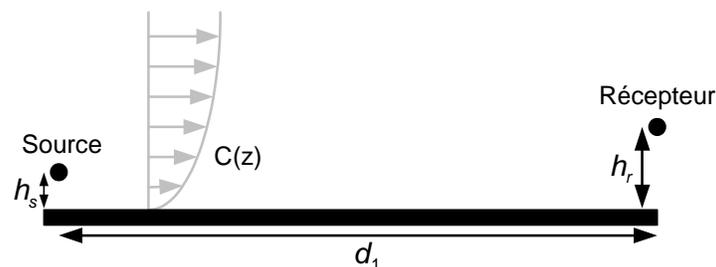


Figure 2-17: Géométrie de la configuration utilisée pour le calcul de la propagation en présence d'effets météorologiques. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_r = 1,5 \text{ m}$, $d_1 = 200 \text{ m}$, $\sigma_{sol} = \infty$.

Les résultats de la GFPE en milieu réfractant sont comparés avec ceux de la CNPE du TNO ainsi qu'avec ceux obtenus à l'aide de Météo-BEM du CSTB (Figure 2-17). La solution en milieu homogène est également donnée afin de mettre en avant les effets météorologiques.

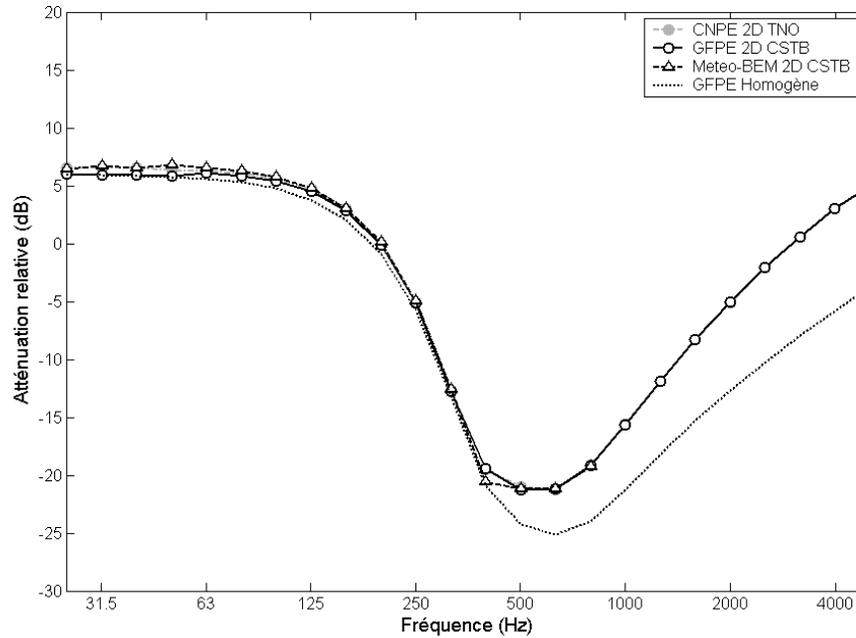


Figure 2-18: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave (Eq.(82)) en présence d'un gradient de température linéaire positif. La configuration est décrite Figure 2-17. $c(z) = c_0(1 + az)$ avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 1,47.10^{-4} \text{ m}^{-1}$

Les courbes présentées Figure 2-18 montrent que les différentes méthodes concordent parfaitement. Les effets météorologiques créent une translation de l'interférence principale vers les basses fréquences : localisée vers la bande 315 Hz des tiers d'octave, elle était située autour de la bande 630 Hz en milieu homogène.

A partir de la bande 315 Hz, l'atténuation relative au champ libre est moins importante qu'en l'absence d'effets météorologiques. Cette différence de niveau s'accroît avec la fréquence pour atteindre 10 dB aux alentours des 5000 Hz. La présence du gradient de célérité du son positif entraîne la courbure des rayons acoustiques vers le bas, provoquant un accroissement des niveaux de pressions reçus par le récepteur.

Afin de valider la méthode en milieu inhomogène pour de grandes distances de propagation, la GFPE est comparée Figure 2-19 aux résultats du benchmark d'Attenborough et al. [8]. La configuration décrite Figure 2-7 est étudiée en présence d'effets météorologiques où $a = 2,915.10^{-4} \text{ m}^{-1}$ pour les fréquences 10, 100 et 1000 Hz ($Z_{sol} = (38, 79; 38, 41)$, (12, 81; 11, 62) et (5, 96; 2, 46)).

Pour cette configuration longue distance, les pertes par transmissions TL en fonction de la distance calculées à l'aide de la GFPE sont similaires à celles présentées dans l'article d'Attenborough [8]. Les lieux des interférences ainsi que les amplitudes sont globalement respectées pour les trois fréquences, démontrant la validité de la GFPE en présence d'effets météorologiques linéaires lorsque les distances considérées sont de plusieurs kilomètres.

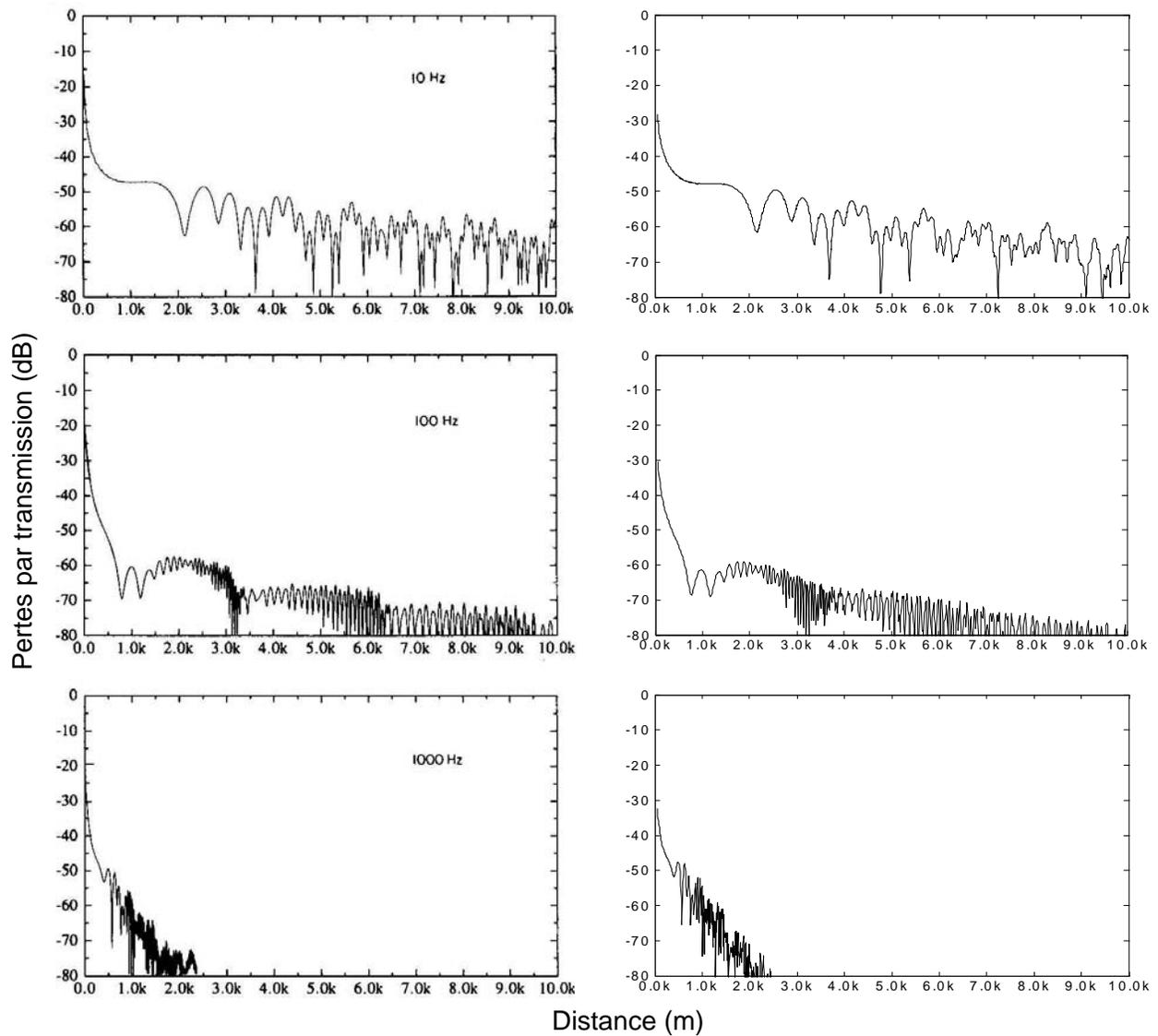


Figure 2-19: Pertes par transmission (Eq.(83)) en fonction de la distance obtenues pour un sol plan impédant en présence d'effets météorologiques linéaires. La configuration est décrite Figure 2-7. Les résultats du benchmark d'Attenborough et al. [8] sont présentés à gauche, les résultats GFPE à droite. $c_0 = 343 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 2,915.10^{-4} \text{ m}^{-1}$.

2.3.5.2 Profils verticaux logarithmiques

Les profils logarithmiques sont définis par :

$$c(z) = c_0 \pm a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right) \quad (88)$$

où c_0 exprime la célérité du son de référence, a' le paramètre de réfraction et z_0 la longueur de rugosité. Ces profils sont largement employés par les modèles d'équation parabolique afin de décrire les gradients de célérité du son. Possédant un gradient fort proche du sol, ils présentent un gradient de vitesse du son fort au niveau du sol qui décroît rapidement avec l'altitude (Figure 2-16). Ils permettent alors une meilleure description de la stratification de l'atmosphère comparée aux profils linéaires de célérité du son .

La configuration décrite en Figure 2-17 est maintenant étudiée en présence d'un profil logarithmique de célérité possédant un paramètre de réfraction $a' = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et une longueur de rugosité $z_0 = 0,1 \text{ m}$. Les résultats de la CNPE du TNO, de la FFP et de la GFPE du CSTB sont donnés en Figure 2-20 pour chaque bande de tiers d'octave.

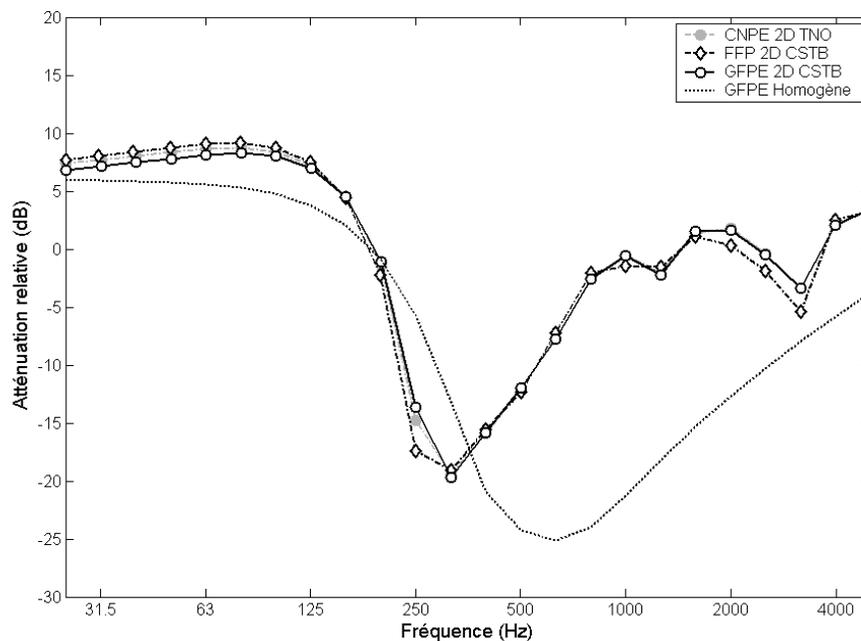


Figure 2-20: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave (Eq.(82)) en présence d'un gradient de température logarithmique positif. La configuration est décrite Figure 2-17.

$c(z) = c_0 + a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right)$ avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a' = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$.

L'accord entre les différentes méthodes est très satisfaisant. Le comportement de l'atténuation relative au champ libre est similaire à celui rencontré avec un profil linéaire (Figure 2-18). Le décalage de l'interférence vers les basses fréquences et l'augmentation de l'atténuation relative au champ libre calculée par le récepteur au-delà de 500 Hz sont toujours présents. Toutefois, contrairement au profil de célérité de vitesse du son linéaire, la présence d'un profil logarithmique de célérité provoque un accroissement de l'atténuation relative au champ libre aux basses

fréquences et fait apparaître de nouvelles interférences pour les bandes 1280 Hz et 3200 Hz. Ces phénomènes sont causés principalement par le gradient de célérité du son important pour les altitudes les plus basses.

2.3.6 Prise en compte de la turbulence

Les caractéristiques des paramètres météorologiques varient en permanence autour d'une valeur moyenne. C'est par exemple le cas du vent dont la force et la direction oscillent continuellement dans le temps. Ces fluctuations modifient la propagation des ondes acoustiques, favorisant notamment la diffusion.

La prise en compte de la turbulence permet d'obtenir, pour une courte période, la pression acoustique moyenne représentative des variations du milieu de propagation. Pour cela, le champ acoustique moyen est approché en effectuant la moyenne du champ de pression calculée pour plusieurs réalisations aléatoires. Ainsi, la moyenne temporelle est remplacée par une moyenne sur plusieurs réalisations aléatoires représentative des fluctuations turbulentes.

Pour ce faire, les effets de la turbulence sont ajoutés lors de chaque pas de calcul en multipliant le champ calculé en milieu non turbulent par une phase $e^{j\mu}$, le paramètre μ exprimant le caractère aléatoire du milieu turbulent (Blanc-Benon [16], Chevret [27], Di [53], Gilbert [65]). μ est obtenue par superposition de N_r fonctions harmoniques, appelées également modes.

Les pas de la GFPE sont supérieurs à ceux des autres équations paraboliques. C'est pourquoi, la méthode développée à l'origine par Gilbert [65] est remplacée par un calcul des réalisations aléatoires correspondantes au champ μ à l'aide de la relation (Salomons [117]) :

$$\mu(r, z_i) = \Upsilon(r + \Delta r, z_i) - \Upsilon(r, z_i) \quad (89)$$

avec

$$\Upsilon(r, z_i) = k_0 \sum_{n_r} \frac{O(k_{n_r r}, k_{n_r z})}{k_{n_r r}} \sin(r k_{n_r r} + z_i k_{n_r z} + \alpha_{n_r}) \quad (90)$$

$k_{n_r r} = k_{n_r} \cos \theta_{n_r}$ et $k_{n_r z} = k_{n_r} \sin \theta_{n_r}$, avec $k_{n_r} = n_r \Delta k$ pour $n_r = 1, 2, \dots, N_r$, N_r étant le nombre de réalisations et Δk le pas du nombre d'onde des fluctuations. θ_{n_r} et α_{n_r} sont deux phases aléatoires comprises entre 0 et 2π . La fonction $O(k_{n_r r}, k_{n_r z})$ est définie par :

$$O(k_{n_r r}, k_{n_r z}) = \sqrt{4\pi \Delta k D(k_{n_r r}, k_{n_r z})} k_{n_r} \quad (91)$$

où $D(k_{n_r r}, k_{n_r z})$ représente la densité spectrale obtenue à partir de l'équation Eq.(14).

C'est sous cette forme que la turbulence est prise en compte dans l'exemple présenté ici. La configuration étudiée est identique à celle décrite Figure 2-17. Les paramètres de turbulence sont : $K_0^{-1} = 10 \text{ m}^{-1}$, $C_T^2/T_0 = 1.10^{-7}$ et $C_v^2/c_0 = 1.10^{-6} \text{ m}^{-2/3}$. Le profil de célérité acoustique est donné par la relation $c(z) = c_0 - \ln(1 + z/z_0)$ où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0, 1 \text{ m}$.

Afin de valider le code de calcul dans une telle situation, les résultats de la GFPE sont confrontés à ceux de la CNPE du TNO Figure 2-21. L'atténuation relative au champ libre sans turbulence est également présentée pour référence.

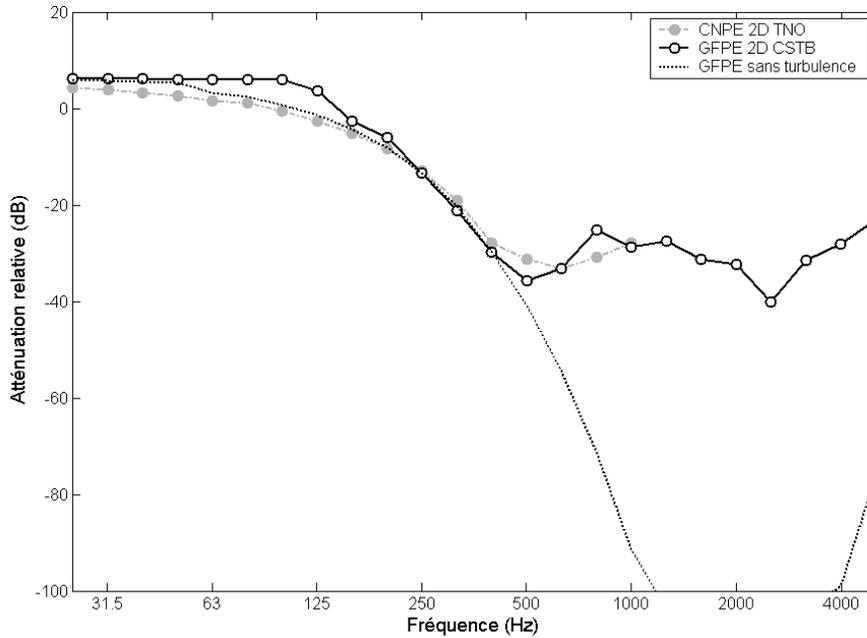


Figure 2-21: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave (Eq.(82)) en présence d'un gradient de température logarithmique négatif et de turbulence. La configuration est décrite

Figure 2-17. $c(z) = c_0 + a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right)$ avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a' = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$.
 $K_0^{-1} = 10 \text{ m}^{-1}$, $C_T^2/T_0 = 1.10^{-7}$ et $C_v^2/c_0 = 1.10^{-6} \text{ m}^{-2/3}$.

Lorsque le milieu est non turbulent, on observe comme prévu une très forte décroissance de la valeur de l'atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence. Cette diminution de niveau, créée par la présence du gradient de célérité du son négatif, donne naissance à une zone d'ombre dont l'importance augmente avec la fréquence (Figure 2-22). La présence de la turbulence apporte de l'énergie dans la zone d'ombre géométrique. L'atténuation relative au champ libre y est beaucoup plus faible, même pour les fréquences les plus élevées où le récepteur est profondément dans la zone d'ombre. Alors que l'atténuation affichait des valeurs inférieures à -100 dB entre 1000 Hz et 4000 Hz , elle ne dépasse plus les -60 dB en présence de turbulence.

2.4 Conclusion du chapitre

La méthode de l'équation parabolique rapide permet de résoudre un certain nombre de problèmes précis de propagation en milieu extérieur. Validée sur une série de configurations simples (sol plan, rupture d'impédance, écran fin, écran large) en milieu homogène et en présence d'effets météorologiques, cette première version du code de calcul doit être améliorée afin d'être capable de prendre en compte des reliefs, des obstacles et des conditions météorologiques plus complexes. Ceci est l'objet du chapitre suivant.

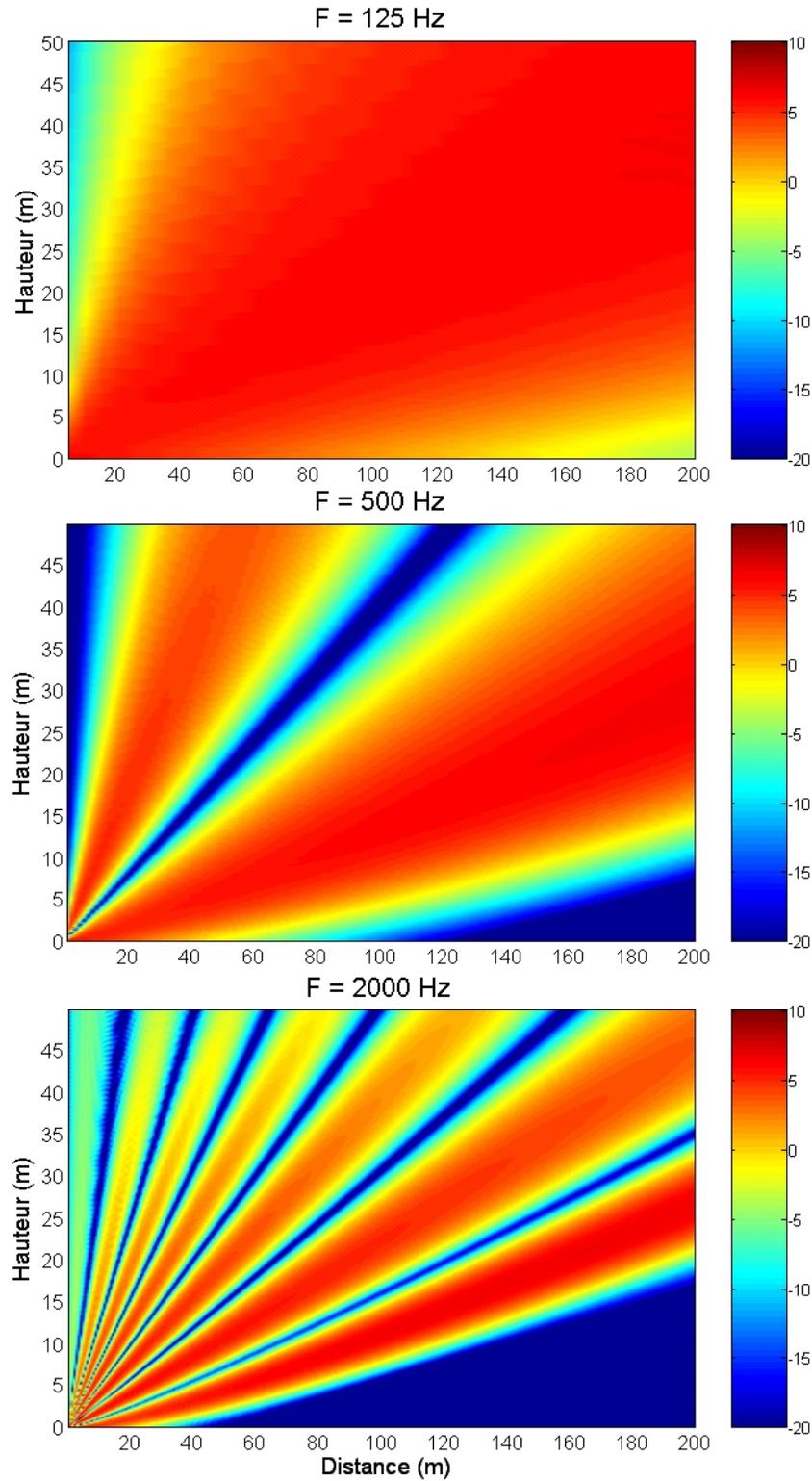


Figure 2-22: Évaluation de la zone d'ombre en fonction de la fréquence. Les atténuations relatives au champ libre sont présentées à 125 Hz, 500 Hz et 2000 Hz pour les conditions utilisées lors du calcul présenté Figure 2-21.

Chapitre 3

Nouveaux développements du modèle numérique

La GFPE est une puissante méthode de prévision des niveaux sonores en milieu extérieur. Elle offre la possibilité de résoudre de nombreuses configurations présentant reliefs simples et effets météorologiques. L'objectif de ce chapitre est d'exposer plusieurs approches permettant d'étendre le champ d'application de la GFPE à l'étude de configurations plus complexes.

Prévoir à plusieurs centaines de mètres les niveaux de bruit générés par une infrastructure routière, ou ferroviaire, nécessite une connaissance des caractéristiques physiques du terrain et une description précise des effets météorologiques. Le relief (collines, remblais, déblais, écrans anti-bruit), la nature des sols, la géométrie des obstacles, les propriétés acoustiques des matériaux, les évolutions des profils de vitesse du vent et des profils de température doivent donc pouvoir être pris en compte lors des calculs acoustiques. Quelques topographies simples (ruptures d'impédance, écrans fins, écrans épais) peuvent être étudiées à l'aide de l'équation parabolique. En revanche, lorsque le relief se complexifie (remblais, déblais, sources entre deux écrans, écrans complexes), l'approximation parabolique classique devient inadaptée.

Trois nouvelles approches permettant la prise en compte des reliefs et des obstacles complexes dans la GFPE sont présentées dans ce chapitre. La première s'appelle "GFPE-Kirchhoff". Elle s'utilise en présence de phénomènes de rétro-propagation causés par la présence d'obstacles perpendiculaires à la direction de propagation. La seconde méthode, présentée sous le nom de "GFPE-Topo", est dédiée aux études où le sol est composé d'une succession de ruptures de pente. La troisième, nommée "GFPE-BEM", est basée sur un couplage de l'équation parabolique avec un autre modèle de propagation. Elle est utilisée en présence de reliefs plus complexes, que l'approximation parabolique seule, est incapable de résoudre.

Une quatrième partie s'intéresse à l'influence des variations des conditions météorologiques au cours de la propagation des ondes acoustiques en milieu extérieur. Elle s'attarde plus particulièrement sur les interactions entre le relief et le profil de célérité acoustique. Pour cela, deux approches sont présentées. La première consiste à utiliser une succession de profils au cours de la propagation. La seconde, plus complète, utilise des données météorologiques fournies par simulations numériques.

L'étude de la propagation des infrasons est présentée dans une cinquième partie. Leurs très basses fréquences imposent de s'intéresser à des distances de propagation très importantes (plusieurs centaines de kilomètres). Par conséquent, les variations de la densité de l'air et des propriétés d'absorption du milieu doivent être prises en compte dans la GFPE. Une approche temporelle est également développée. Elle permet de déterminer la signature temporelle des infrasons après qu'ils se soient propagés dans l'atmosphère.

3.1 Prise en compte des obstacles dans la GFPE

L'approximation parabolique, issue d'une factorisation de l'équation d'onde d'Helmholtz, néglige la contribution de l'onde retour. Puisque les effets de l'onde aller sont souvent prépondérants, cette première approximation s'avère correcte dans la plupart des cas. Cependant, l'approximation parabolique n'est pas utilisable lorsque les configurations étudiées présentent des phénomènes de rétro-propagation importants. C'est le cas, par exemple, d'une source placée juste après un obstacle, ou lorsqu'un récepteur est placé juste devant un obstacle.

Collins [36] [37], DeSanto [51] ou West [130] ont déjà abordé les possibilités de prendre en compte la rétro-propagation dans l'équation parabolique.

La méthode introduite ici consiste à diviser le problème global, avec rétro-propagation, en une série de sous problèmes sans phénomène de rétro-propagation. Elle repose sur l'utilisation du principe des sources images et d'une approche complémentaire de la technique employée pour la diffraction par les écrans droits (section 2.3.3). Appelée GFPE-Kirchhoff, cette méthode permet d'intégrer la rétro-propagation créée par la présence d'obstacles verticaux dans les calculs de la GFPE (Aballéa [1] [2]).

3.1.1 Principe de la GFPE-Kirchhoff

La démarche est présentée pour une source située juste derrière un écran fin (Figure 3-1). L'écran n'étant pas positionné entre la source et le récepteur, ces effets sont négligés lors du calcul avec l'équation parabolique classique. La GFPE-Kirchhoff permet de remédier à ce problème. Elle nécessite, pour cette configuration, deux calculs successifs.

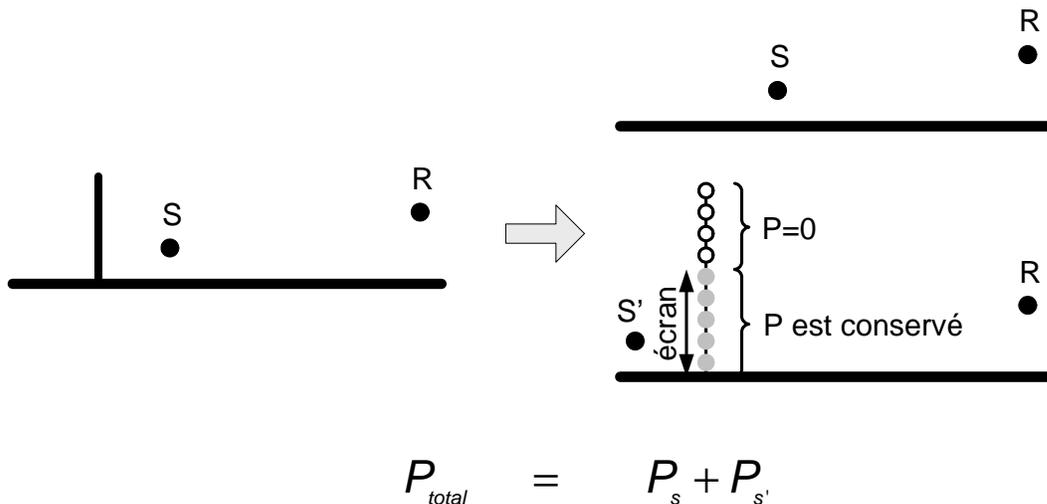


Figure 3-1: Schéma de principe pour la prise en compte de la rétro-diffusion à l'aide de la méthode GFPE-Kirchhoff.

Le premier est un calcul GFPE classique. La pression acoustique est évaluée au niveau du récepteur sans tenir compte des effets de l'écran. Le second calcul permet de déterminer la contribution de l'énergie acoustique réfléchiée par l'écran et renvoyée vers le récepteur. Afin de l'entreprendre, une seconde source S' est construite, symétrique de la source S par rapport à l'écran. Sa contribution est calculée à l'aide de la GFPE. Au moment du passage de l'écran ($r = r_{ecran}$), puisque celui-ci se retrouve maintenant entre la source S' et le récepteur, l'approche habituellement utilisée pour les écrans fins (section 2.3.3) est appliquée, mais de façon complémentaire. En d'autres termes, le champ acoustique est cette fois-ci conservé pour les points de calcul situés sur l'écran, et remplacé par la valeur 0 pour les points placés au-dessus de l'écran :

$$\begin{cases} \phi'(r_{ecran}, z) = \phi(r_{ecran}, z) & z < h_e \\ \phi'(r_{ecran}, z) = 0 & z \geq h_e \end{cases} \quad (92)$$

où h_e représente la hauteur de l'écran. La pression acoustique totale reçue par le récepteur est finalement obtenue en sommant les champs acoustiques dus à la source S et à la source image S' (Figure 3-1)

3.1.2 Application de la GFPE-Kirchhoff en présence d'un écran fin rigide en milieu homogène

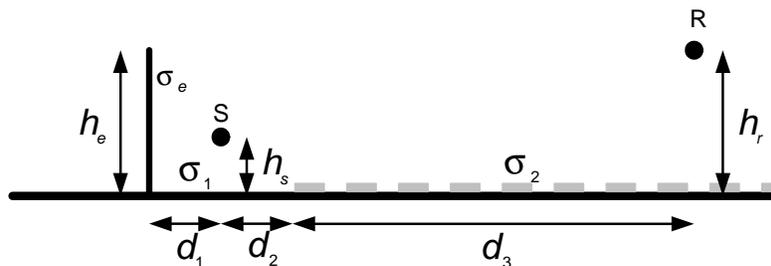


Figure 3-2: Géométrie de la configuration étudiée à l'aide la GFPE-Kirchhoff. $h_s = 0,5\text{ m}$, $h_r = 4\text{ m}$, $h_e = 3\text{ m}$, $d_1 = 7\text{ m}$, $d_2 = 7\text{ m}$, $d_3 = 75\text{ m}$, $\sigma_1 = \sigma_e = \infty$, $\sigma_2 = 180\text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

La GFPE-Kirchhoff est utilisée pour l'étude d'une configuration typique d'infrastructure routière (Figure 3-2). Une source est placée à $0,5\text{ m}$ au centre d'une route ($\sigma_1 = \infty$) de 14 m de large. Un écran rigide ($\sigma_e = \infty$) de 3 m de haut est positionné en bordure gauche de la route. L'atténuation relative au champ libre est calculée pour un récepteur situé à 82 m de la source et à 4 m au-dessus d'un terrain herbeux ($\sigma_2 = 180\text{ kPa.s.m}^{-2}$, modèle de Delany & Bazley). La Figure 3-3 présente les résultats en fonction de la fréquence, obtenus à l'aide de la GFPE-Kirchhoff. Ceux-ci sont comparés à une solution de référence calculée par la BEM, ainsi qu'aux résultats d'un calcul GFPE classique. Les calculs BEM sont effectués à l'aide du code MICADO, développé au CSTB par Jean [77].

Les différences entre la GFPE classique et la BEM mettent en évidence l'inefficacité d'un calcul GFPE classique pour étudier ce type de configuration. En effet, puisque l'équation parabolique néglige l'onde rétro-propagée, les phénomènes dus à la présence de l'écran ne sont pas modélisés.

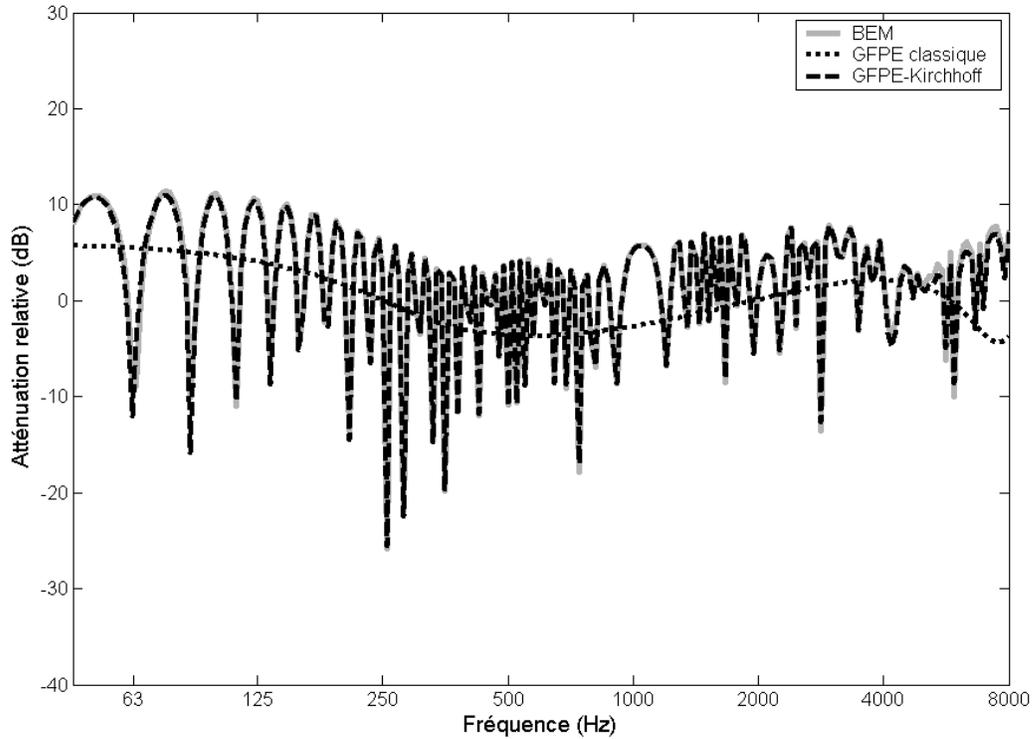


Figure 3-3: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence d'un écran rigide situé derrière la source (Figure 3-2). $\sigma_e = \infty$.

Cela se manifeste par une disparition des interférences observées avec la BEM. En revanche, les amplitudes et les emplacements des interférences sont parfaitement respectés entre les résultats de la GFPE-Kirchhoff et la BEM. L'approche GFPE-Kirchhoff permet donc d'étudier des configurations en présence de rétro-diffraction à l'aide de l'équation parabolique.

3.1.3 Application de la GFPE-Kirchhoff en présence d'un écran fin absorbant en milieu homogène

L'écran de la configuration présentée Figure 3-2 est recouvert d'un absorbant équivalent à de la laine de roche dont l'impédance est décrite à l'aide du modèle de Delany et Bazley [48] ($\sigma_e = 30 \text{ kPa.s.m}^{-2}$). Afin de prendre en compte l'impédance de l'obstacle, le champ acoustique ϕ est multiplié par le coefficient de réflexion R_{ref} du matériau lors de l'utilisation de l'approche complémentaire de Kirchhoff présentée Eq.(92) :

$$\begin{cases} \phi'(r_{ecran}, z) = R_{ref} \times \phi(r_{ecran}, z) & z < h_e \\ \phi'(r_{ecran}, z) = 0 & z \geq h_e \end{cases} \quad (93)$$

Puisque le champ acoustique ϕ utilisé par la GFPE correspond à une décomposition en ondes planes du front d'onde, et que la réflexion de ϕ s'effectue parallèlement à l'obstacle, R_{ref} s'écrit :

$$R_{ref} = \frac{Z_g - 1}{Z_g + 1} \quad (94)$$

Trois séries de résultats sont présentées en Figure 3-4 : ceux issus de GFPE-Kirchhoff en présence d'un écran parfaitement réfléchissant et de ceux donnés par la GFPE-Kirchhoff et la BEM en présence d'un écran absorbant.

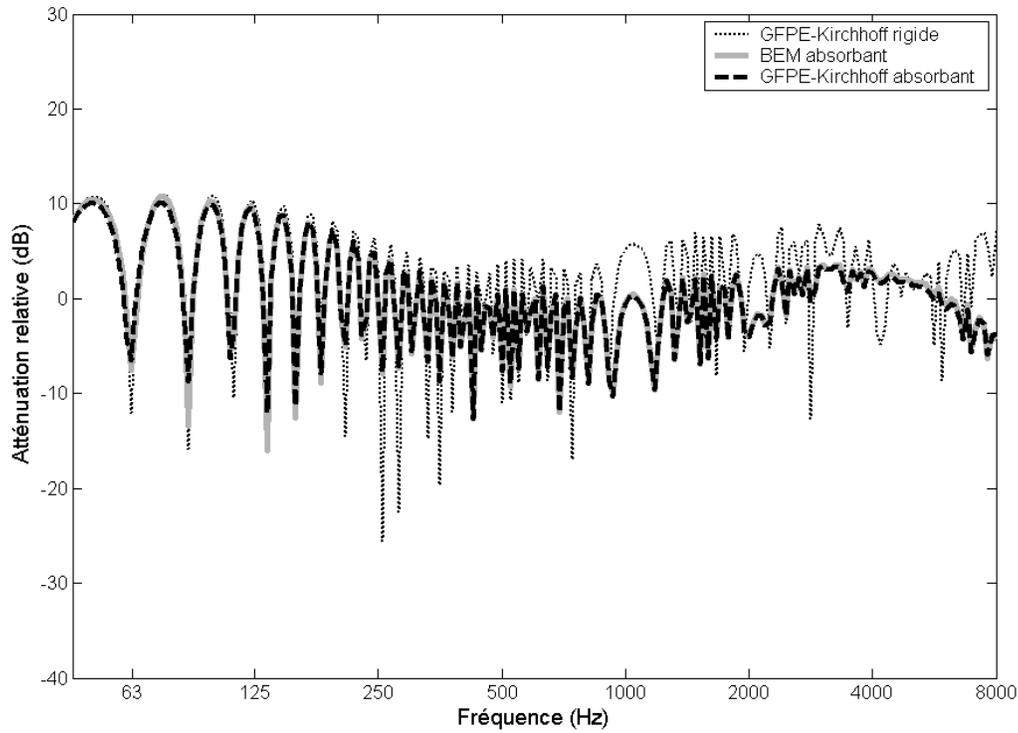


Figure 3-4: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence d'un écran absorbant situé derrière la source (Figure 3-2). $\sigma_e = 30 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

En présence d'absorbant, les atténuations relatives au champ libre obtenues avec la BEM et la GFPE-Kirchhoff sont parfaitement identiques pour toute la gamme de fréquences étudiées. Comparées aux résultats en présence d'un écran rigide, les courbes montrent peu de différences en basses fréquences. En effet, les longueurs d'onde très grandes devant les dimensions caractéristiques du matériau rendent le matériau absorbant moins efficace. Lorsque la fréquence s'accroît, l'efficacité de matériau augmente. L'absorption provoque alors une diminution de l'amplitude des interférences qui, aux très hautes fréquences, rendent les phénomènes de rétro-propagation pratiquement négligeables.

La GFPE-Kirchhoff est donc capable de prendre en compte la nature absorbante des obstacles rencontrés. Elle permet de résoudre la plupart des configurations mettant en jeu des phénomènes de rétro-propagation en milieu extérieur lorsque le milieu est homogène.

3.1.4 Application de la GFPE-Kirchhoff en présence d'un écran fin et d'effets météorologiques

La configuration décrite Figure 3-4 est maintenant étudiée en présence d'effets météorologiques réfractant vers le bas (gradient vertical de vitesse du son positif). Afin de pouvoir comparer les

résultats de la GFPE-Kirchhoff avec ceux issus de la BEM, un profil de célérité linéaire du son a été choisi :

$$c(z) = c_0 (1 + az) \quad (95)$$

où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a = 4,9.10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Il présente l'avantage de pouvoir être introduit dans la BEM par l'intermédiaire d'une analogie entre la propagation du son au-dessus d'un sol plan avec des effets météorologiques et la propagation du son au-dessus d'un sol courbé en milieu homogène (Figure 3-5) (Almgren [5], Li [87], Priour [103]).

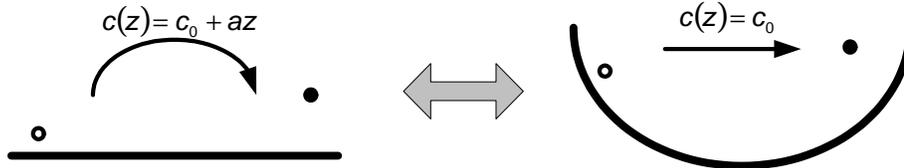


Figure 3-5: Analogie entre un sol plan en présence d'effets météorologiques et d'un sol courbé en milieu homogène. $a = \frac{1}{R_c}$ où R_c représente le rayon de courbure du sol dans le cas d'une atmosphère homogène.

Le principe de prise en compte des effets météorologiques dans la GFPE-Kirchhoff est représenté Figure 3-6. Il utilise, lors des calculs entre la source image S' et l'écran, un nouveau profil de célérité acoustique $c'(z)$, symétrique de $c(z)$ par rapport à la vitesse du son de référence c_0 :

$$c'(z) = c_0 (1 - az) \quad (96)$$

Le profil $c(z)$ est normalement employé pour la fin du calcul entre l'écran en le récepteur.

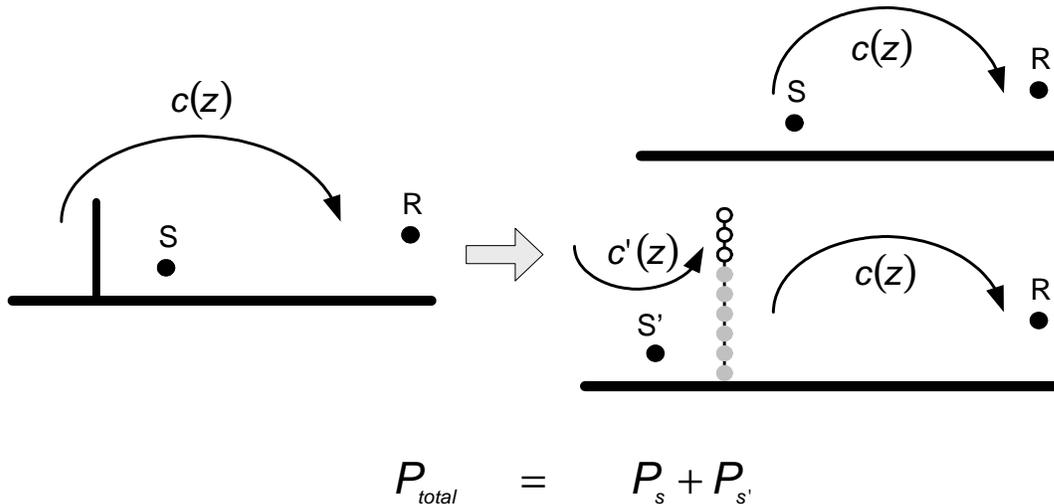


Figure 3-6: Méthode GFPE-Kirchhoff appliquée au cas d'un écran placé derrière une source en présence d'un profil météorologique réfractant vers le bas.

Les atténuations relatives au champ libre calculées à l'aide de la GFPE-Kirchhoff et de la BEM en milieu réfractant sont présentées Figure 3-6 en fonction de la fréquence. En raison du temps de calcul important, les résultats BEM sur sol courbé ne sont donnés que jusqu'à 700 Hz .

Les deux méthodes donnent des solutions très proches. L'amplitude et la position des interférences sont respectées dans les deux cas. La présence des effets météorologiques provoque l'apparition d'interférences plus marquées vers 125 Hz et 700 Hz. Celles-ci sont créées par la courbure des trajets acoustiques suivis par les fronts d'ondes.

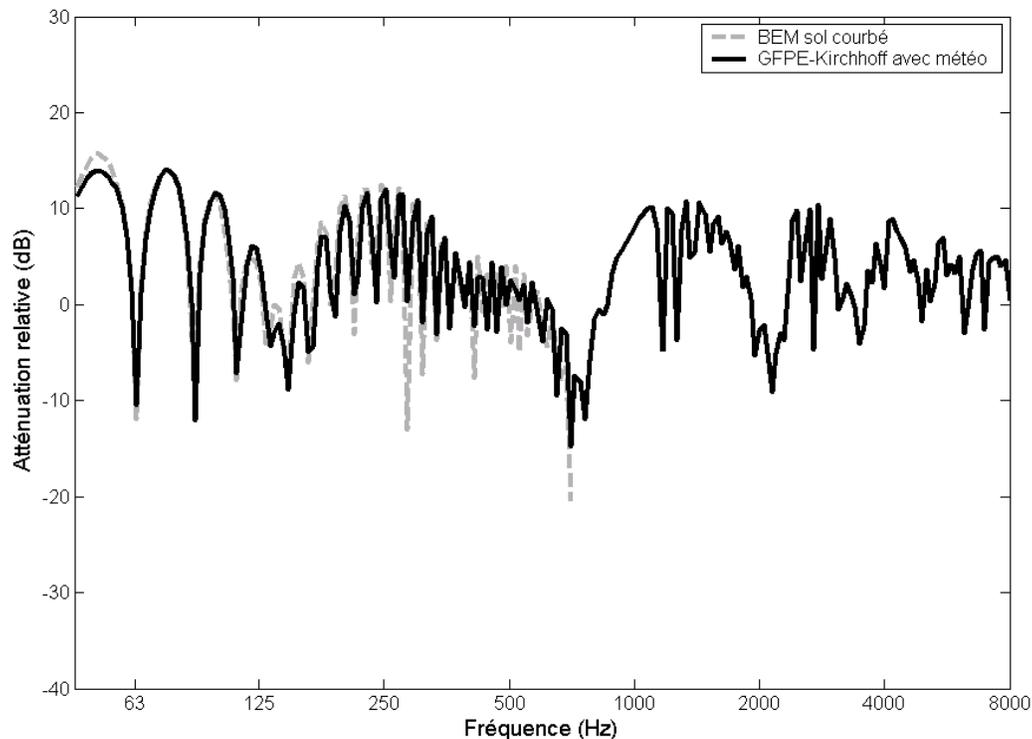


Figure 3-7: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence d'effets météorologiques et de phénomènes de rétro-propagation (Figure 3-2). $c(z) = c_0(1 + az)$ avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

Ces résultats sont satisfaisants : la GFPE-Kirchhoff peut donc être employée pour étudier les phénomènes de rétro-propagation en présence d'effets météorologiques.

3.1.5 Application de la GFPE-Kirchhoff au cas d'une route bordée par deux écrans droits rigides en milieu homogène

La rétro-propagation créée par un écran droit situé derrière la source a été étudiée à l'aide de la GFPE-Kirchhoff dans la section précédente. La méthode est maintenant appliquée au cas d'une route bordée de deux écrans droit rigides, configuration plus complexe présentant des phénomènes de multi-réflexions.

Une source, située à 0,5 m au-dessus d'un sol rigide ($\sigma = \infty$) est positionnée au centre d'une route de 14 m de large, bordée par deux écrans réfléchissants ($\sigma_e = \infty$) de 3 m de hauteur. Un récepteur est placé à une distance de 82 m de la source et à 4 m au-dessus d'un sol absorbant ($\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, modèle de Delany et Bazley) (Figure 3-8).

La présence des deux écrans provoque, par l'intermédiaire des réflexions, plusieurs chemins de propagation entre la source S et le récepteur R (Figure 3-9). Afin de les prendre en compte

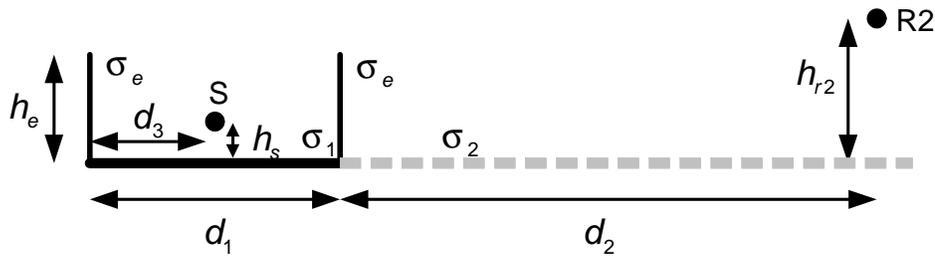


Figure 3-8: Géométrie de la route bordée de deux écrans droits étudiée à l'aide la GFPE-Kirchhoff. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_r = 4 \text{ m}$, $h_e = 3 \text{ m}$, $d_1 = 14 \text{ m}$, $d_2 = 75 \text{ m}$, $d_3 = 7 \text{ m}$, $\sigma_1 = \sigma_e = \infty$, $\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

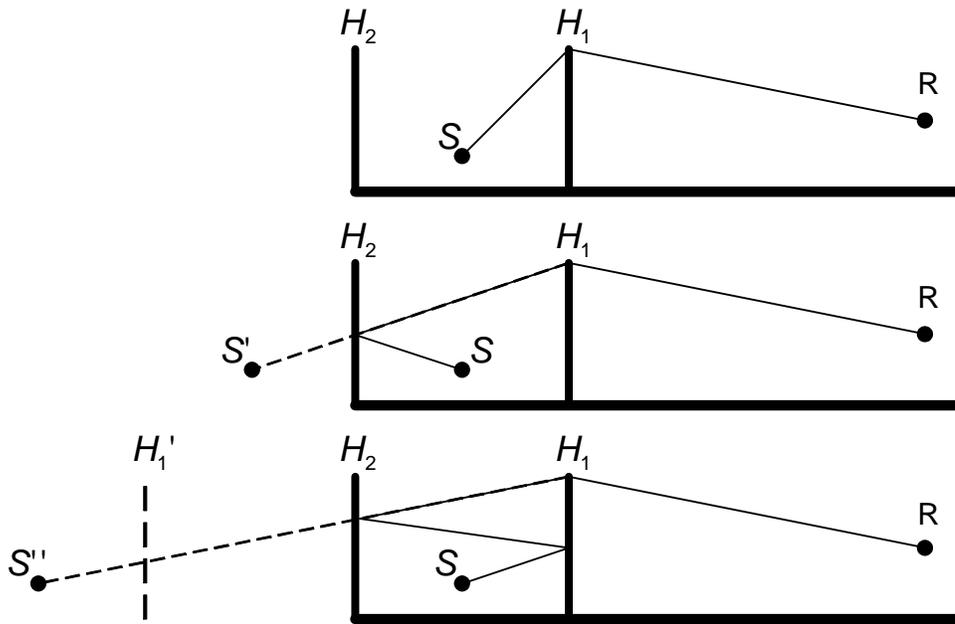


Figure 3-9: Représentation jusqu'à l'ordre 2 des différents chemins acoustiques créés par la présence des deux écrans parallèles.

dans les calculs GFPE, le principe de la GFPE-Kirchhoff est utilisé. Les différents trajets de l'onde acoustique sont alors modélisés à l'aide de sources images dont la somme des contributions permet d'obtenir la pression acoustique au niveau du récepteur.

Le principe de calcul jusqu'à l'ordre 2 (au maximum 2 réflexions sur les écrans) est présenté Figure 3-10. Dans ce cas, deux sources images sont nécessaires, en plus de la source d'origine S , pour obtenir le champ acoustique reçu par le récepteur. La contribution de la source S est obtenue par un calcul GFPE classique prenant en compte la diffraction créée par l'écran H_1 (Figure 3-10 (a)). Un second calcul, correspondant au trajet n'ayant subi qu'une seule réflexion par un écran, est réalisé à partir de la source S' , symétrique de S par rapport à l'écran H_2 . Le champ acoustique émis par celle-ci est modifié à l'aide de l'approche complémentaire de Kirchhoff au passage de l'écran H_1 (Eq.(92)) puis est diffracté avant d'arriver jusqu'au récepteur (Figure 3-10 (b)). De façon similaire, la source S'' , image de S par rapport à l'écran H_1' , lui-même symétrique de l'écran H_1 , représente le chemin acoustique ayant subi deux réflexions par les écrans. Sa contribution est

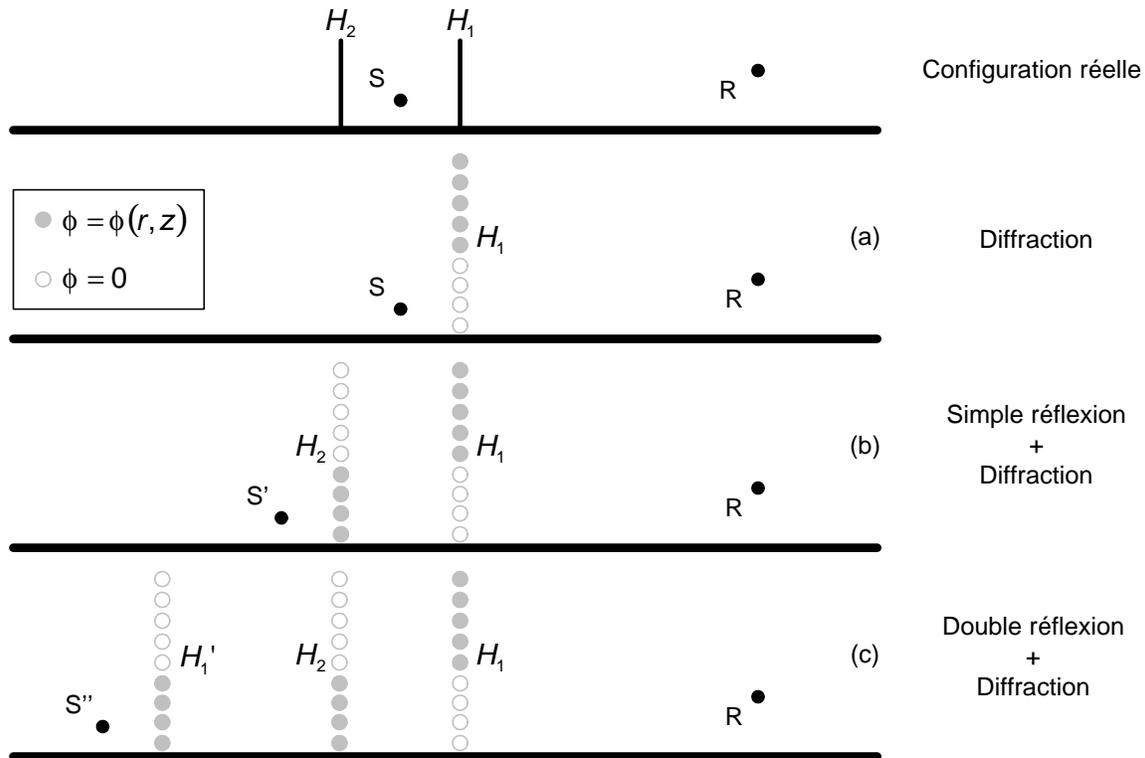


Figure 3-10: Méthode GFPE-Kirchhoff appliquée au cas d'une source encadrée par deux écrans droits parallèles. Le principe de calcul est présenté jusqu'à l'ordre 2.

donc obtenue après deux utilisations successives de l'approche de Kirchhoff (2 réflexions) et d'une diffraction par l'écran H_1 (Figure 3-10 (c)).

La description de la méthode, réalisée ici à l'ordre 2, nécessite la réalisation de 3 calculs distincts : le premier pour la source S , le second pour la source image S' et le troisième pour la source image S'' . Cette approche conduit donc à des temps de calculs qui deviennent rapidement prohibitifs lorsque le nombre de réflexions à prendre en compte augmente. Afin de les réduire, une partie des différents calculs effectués de façon séparée pour chacune des sources images peut être réalisée en une seule fois. Ainsi, à l'ordre n , le champ acoustique créé par la source image S^n est propagé jusqu'à la source S^{n-1} , où il est additionné au champ acoustique de cette dernière, puis de nouveau propagé jusqu'à la source image S^{n-2} . Ce principe est utilisé jusqu'au récepteur.

La Figure 3-11 présente les atténuations relatives au champ libre en fonction de la fréquence obtenues à l'aide GFPE-Kirchhoff pour la configuration décrite Figure 3-8. Plusieurs ordres de réflexion sont représentés. Les résultats, comparés avec une solution de référence issue de calculs BEM, montrent l'importance d'augmenter le nombre de réflexions à prendre en compte lorsque la fréquence augmente. Alors qu'un calcul à l'ordre 6 est suffisant lorsque la fréquence ne dépasse pas le millier de hertz, un calcul jusqu'à l'ordre 20 est nécessaire pour obtenir des résultats acceptables jusqu'à 5000 Hz.

La solution obtenue à la suite d'un calcul à l'ordre 20 concorde avec la solution de référence. Les amplitudes et les emplacements des interférences sont bien respectées. La GFPE-Kirchhoff est donc adaptée à l'étude de configurations présentant des multi-réflexions sur des obstacles droits dont la hauteur est compatible avec l'angle d'ouverture de l'approximation parabolique.

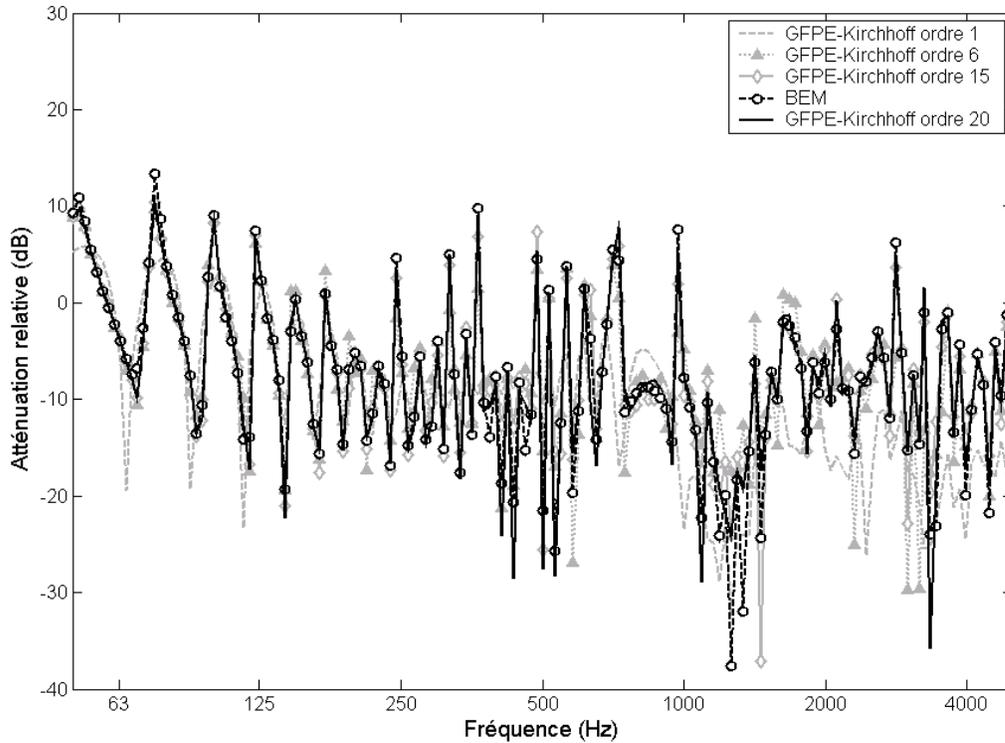


Figure 3-11: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence de deux écrans droits parallèles positionnés de part et d'autre de la source (Figure 3-8)

3.1.6 Application de la GFPE-Kirchhoff au cas d'un route bordée par deux écrans droits absorbants en milieu homogène

Les deux écrans droits de la configuration présentée Figure 3-8 sont maintenant recouverts d'un absorbant dont l'impédance est décrite avec le modèle de Delany et Bazley ($\sigma_e = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$). La méthode décrite dans le cadre de l'étude d'une route bordée par deux écrans droits rigides (section 3.1.5) est appliquée mais l'équation Eq.(93) est utilisée lors de la prise en compte de la réflexion sur les écrans absorbants. En d'autres termes, pour chaque réflexion sur l'un des écrans, le champ acoustique rétropropagé est multiplié par le coefficient de réflexion R_{ref} en ondes planes.

Les résultats obtenus avec la GFPE-Kirchhoff sont présentés Figure 3-12 et comparés à la BEM. Les résultats sont également très bons. La GFPE-Kirchhoff permet donc d'étudier des configurations en présence d'écrans et d'obstacles droits absorbants.

3.1.7 Application de la GFPE-Kirchhoff au cas d'un route bordée par deux écrans droits absorbants en milieu inhomogène

La configuration Figure 3-8 est étudiée en présence de deux écrans droits absorbants ($\sigma_e = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) et d'un profil linéaire de célérité acoustique défini par :

$$c(z) = c_0 (1 + az) \quad (97)$$

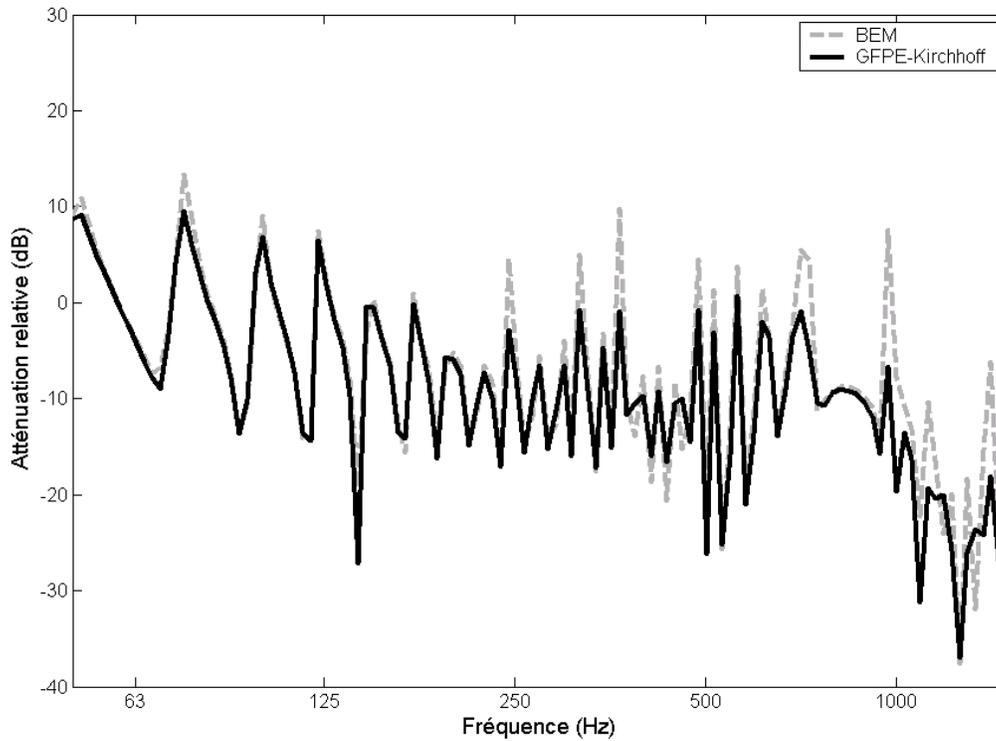


Figure 3-12: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence de deux écrans absorbants parallèles ($\sigma_e = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, modèle de Delany et Bazley) positionnés de part et d'autre de la source (Figure 3-8)

où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Le principe de calcul de la GFPE-Kirschhoff en présence de multi-réflexions et d'un gradient de célérité acoustique est présenté Figure 3-13 jusqu'à l'ordre 2. La représentation des différents trajets de propagation, dus à la présence des deux écrans, nécessite l'utilisation d'un profil de célérité acoustique $c'(z)$, symétrique de $c(z)$ par rapport à la vitesse du son de référence :

$$c'(z) = c_0(1 - az) \quad (98)$$

Puisque le sens de propagation de l'onde acoustique s'inverse à chaque réflexion sur l'un des écrans, l'utilisation de la méthode des sources images impose d'utiliser, après application de l'approximation complémentaire de Kirchhoff, des profils de célérité de vitesse du son dont les gradients sont opposés. Ainsi, $c(z)$ et $c'(z)$ sont employés alternativement entre la source image et le récepteur (Figure 3-13).

Les résultats obtenus à l'aide de la GFPE-Kirchhoff en présence d'effets météorologiques sont comparés à ceux donnés en milieu homogène (Figure 3-14). La présence du gradient de célérité fait diminuer de façon significative l'efficacité des deux écrans. Une différence de plus de 5 dB est observable aux environs de 250 Hz.

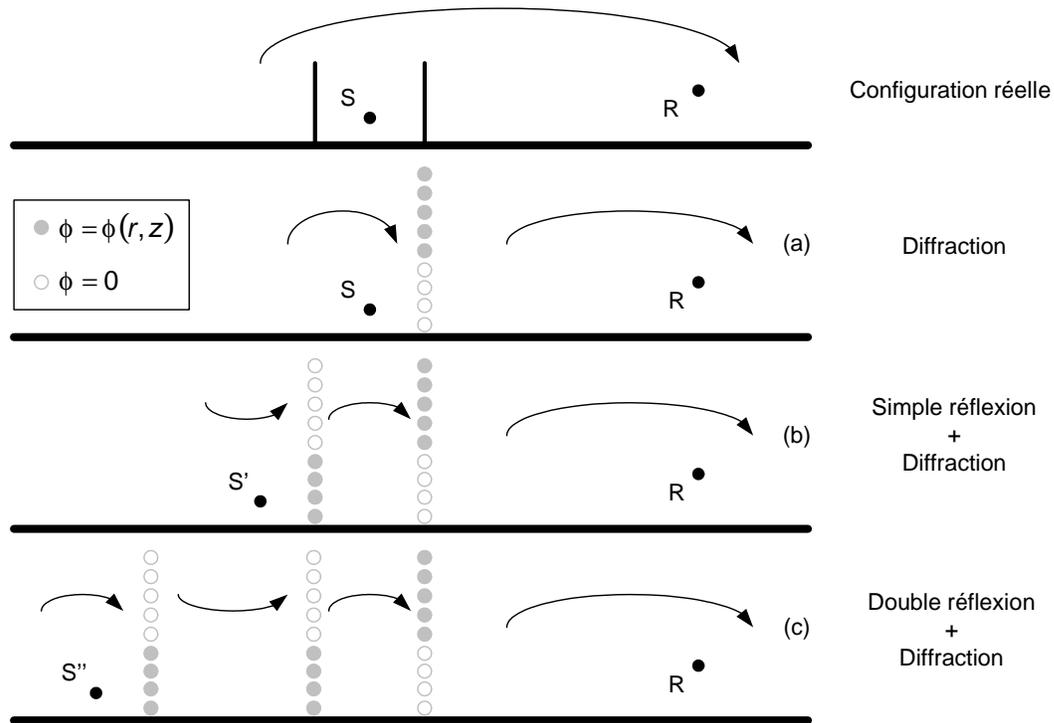


Figure 3-13: Méthode GFPE-Kirchhoff appliquée au cas d'une source encadrée par deux écrans droits parallèles en milieu inhomogène ($c(z) = c_0(1 + az)$). Le principe de calcul est présenté jusqu'à l'ordre 2.

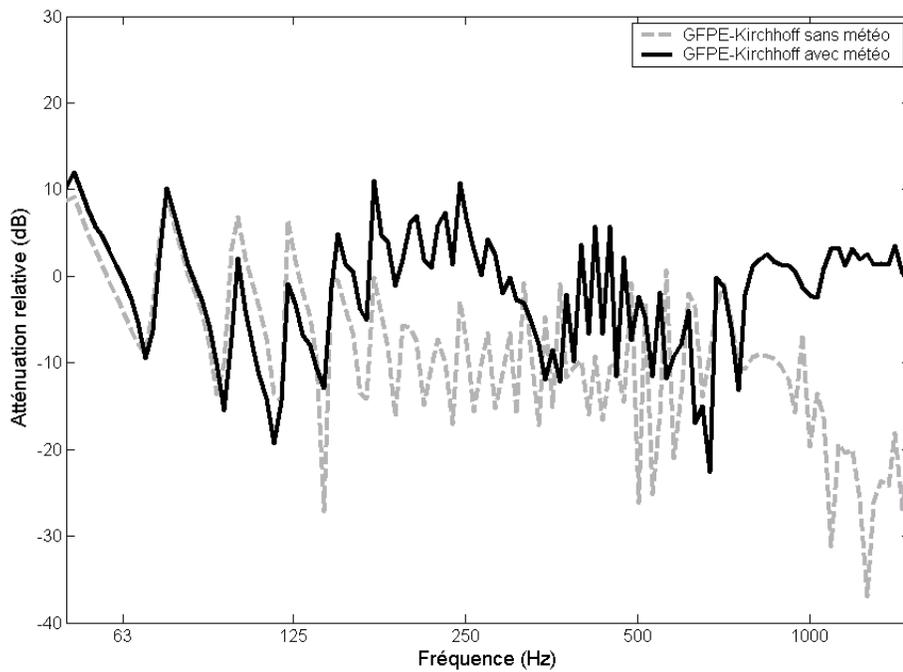


Figure 3-14: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence de deux écrans absorbants parallèles ($\sigma_e = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, modèle de Delany et Bazley) positionnés de part et d'autre de la source (Figure 3-8) et d'effets météorologiques. $c(z) = c_0(1 + az)$ avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

3.1.8 Conclusion

La GFPE-Kirchhoff est une approche permettant de prendre en compte dans l'équation parabolique la rétro-propagation due aux obstacles verticaux. Les résultats obtenus dans le cadre de l'étude d'un écran droit (rigide et absorbant) et de deux écrans parallèles (rigides et absorbants) ont été présentés et comparés à la BEM. L'accord entre les deux approches est excellent en milieu homogène comme en milieu réfractant (cas de l'écran droit).

3.2 Prise en compte des ruptures de pentes dans la GFPE

A l'origine, l'équation parabolique est une méthode de calcul dédiée à la propagation des ondes au-dessus d'un sol plan. Dans la pratique, de nombreuses configurations présentent des variations de topographie entre la source et le récepteur. C'est le cas par exemple des remblais et des déblais couramment rencontrés à proximité des infrastructures routières. Leur présence influence alors la propagation des ondes acoustiques.

Au cours de ces dernières années, divers auteurs ont proposé des techniques afin d'étendre l'application de l'équation parabolique à la prise en compte des reliefs. Di [53] applique une transformation conforme et décompose le sol en une succession de cylindres. Cette approche, certes intéressante, reste cependant mal adaptée aux reliefs présentant des formes rectilignes. Sack [111] présente une nouvelle équation parabolique appelée GT-PE (Generalized Terrain Parabolic Equation). Son principe repose sur une transformation du domaine de résolution en fonction de la topographie du terrain. z devient alors une fonction de la hauteur pour chaque pas r ($z = H(x)$). Malheureusement cette approche est difficile et longue à mettre en place et reste limitée à des ruptures de pentes inférieures à une trentaine de degrés. Galindo [62] propose quant à elle, de décomposer les ruptures de pentes en une succession de marches d'escalier. Elle démontre cependant que cette technique n'est utilisable que pour des pentes inférieures à une dizaine de degrés et pour des fréquences supérieures à 500 Hz. Plus récemment, Blairon [13] [15] s'est intéressé à la prise en compte des ruptures de pentes en discrétisant le sol par une série de segments droits. Il effectue une rotation de coordonnées (Collins [34]) au niveau de chaque changement de pente. Le starter nécessaire au calcul dans le domaine $n + 1$ est alors issu d'une interpolation des résultats des calculs effectués dans le domaine n .

Une méthode permettant de prendre en compte le relief dans la GFPE est décrite dans cette section. Appelée GFPE-Topo (Aballéa [2]), elle utilise une approche similaire à la méthode proposée par Blairon [13].

3.2.1 Principe de la GFPE-Topo

La GFPE-Topo (Aballéa [2]) s'inspire de l'approche décrite par Blairon [13] [15] où le terrain est approximé par une succession de domaines plans. La pression acoustique est calculée pour une série de récepteurs placés sur la frontière entre deux domaines successifs. La position de ces

récepteurs est déterminée par une rotation du référentiel :

$$\begin{cases} r_2 = d_1 - z_1 \sin(\theta_p) \\ z_2 = z_1 \cos(\theta_p) \end{cases} \quad (99)$$

où d_1 représente la distance horizontale entre la source et le début du premier domaine, et θ_p la différence d'angle entre les deux domaines (Figure 3-15). Les niveaux de pression, calculés sur la frontière, sont alors utilisés pour reconstruire le starter ϕ_2 employé par le second domaine.

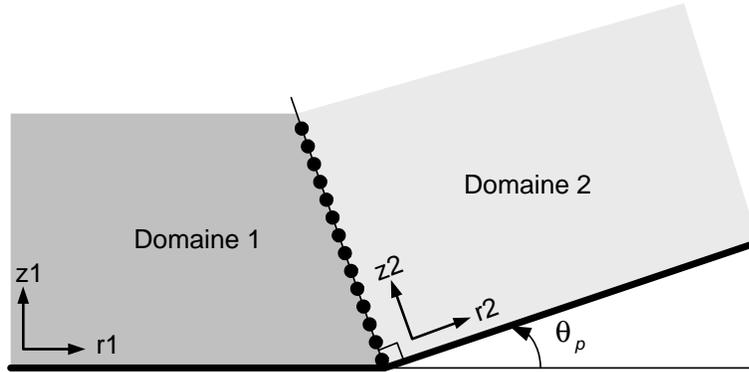


Figure 3-15: Principe de la GFPE-Topo appliqué à un changement de pente positif.

La méthode proposée par Blairon [13] [15] consiste à mémoriser, au cours de la progression du calcul, le champ acoustique en chaque point situé sur la frontière entre les deux domaines. Les données mémorisées permettent ensuite de construire le starter initial utilisé pour le second domaine.

Cette technique n'est pas directement applicable à l'équation parabolique rapide puisque la distance horizontale séparant deux points successifs de la frontière est inférieure à la taille minimum des pas nécessaire à la GFPE. En d'autres termes, les grands pas de la GFPE ne permettent pas d'obtenir en un seul calcul les données nécessaires pour construire le second starter.

Une solution serait de réaliser un calcul à partir de la source pour chaque point de la frontière. Même si cette approche est utilisée lorsque la source est proche de la rupture de pente, elle s'avère vite gourmande en temps de calcul dès lors que les distances de propagation sont élevées.

Lorsque la distance entre la source et le premier récepteur est importante, la méthode proposée ici consiste à effectuer un pas de calcul suffisamment loin du premier récepteur pour que le dernier pas à effectuer respecte les contraintes imposées par la GFPE. Le champ $\phi_{m\acute{e}mo}$ obtenu en $r_{m\acute{e}mo}$ est alors mémorisé et utilisé pour déterminer le champ acoustique pour chacun des autres récepteurs (Figure 3-16).

En pratique, les calculs GFPE permettent d'obtenir le champ ϕ'_1 , créé par le champ ϕ_1 de la source. Les valeurs discrètes ϕ'_{1i} , calculées pour chaque point i de la frontière ne portent pas l'information de phase due à la distance horizontale r_i de propagation entre la source et chacun des points de calcul. Le starter ϕ_2 est obtenu par la relation :

$$\phi_{2i} = \phi'_{1i} \times e^{jk_0 r_i} \quad (100)$$

Décrit ici pour une pente positive, le principe peut être extrapolé aux cas des pentes négatives, et par extension à n'importe quel terrain découpé en une succession de segments plats.

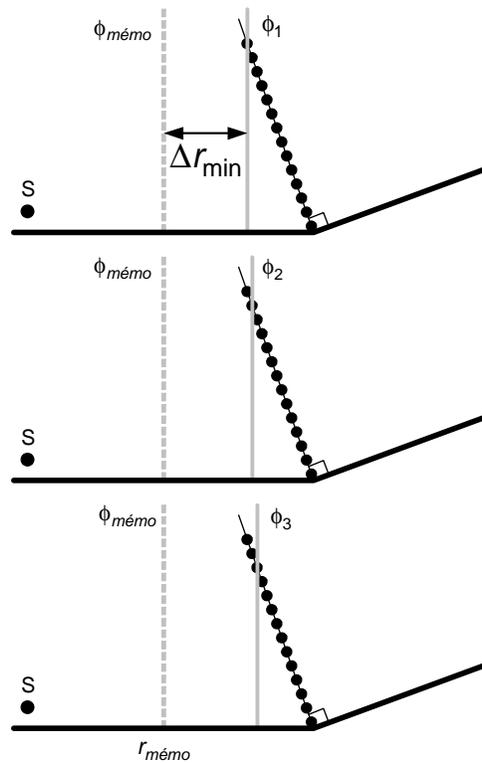


Figure 3-16: Principe du calcul du champ acoustique pour chaque point de la frontière entre les deux domaines lorsque la source est située loin de la rupture de pente. Le champ acoustique en $r_{mémo}$ est mémorisé puis réutilisé pour calculer les valeurs du champ pour les différents points de la frontière.

3.2.2 Application de la GFPE-Topo au cas d'une route en déblai en milieu homogène

La GFPE-Topo est employée pour l'étude d'une route en déblai (Figure 3-17). Une source est localisée à $0,5\text{ m}$ au-dessus d'un sol rigide ($\sigma = \infty$) et à 4 m d'un remblai. Celui-ci, de $9,7\text{ m}$ de long pour $2,6\text{ m}$ de haut, possède une pente d'environ 15° . L'atténuation relative au champ libre est alors calculée au niveau d'un récepteur placé à 15 m du haut du remblai et à $1,5\text{ m}$ au-dessus d'un sol rigide ($\sigma = \infty$).

Le terrain est divisé en trois domaines successifs. Le premier est situé entre la source et le bas du remblai, le second entre le bas et le haut du remblai et le dernier entre le sommet du remblai et le récepteur. Pour chaque changement de domaine, une rotation de référentiel est effectuée et un nouveau starter est calculé.

L'équation Eq.(100) permet de calculer le starter ϕ_2 utilisé pour la propagation dans le domaine 2. La hauteur maximale h_{ss} du starter est alors dépendante de la distance d_1 entre la source et le récepteur, de l'angle de la rupture de pente, ainsi que de l'angle θ d'ouverture de la GFPE.

Les résultats de la GFPE-Topo pour la configuration décrite ci-dessus sont présentés Figure 3-18 et comparés à ceux de la BEM. Celle-ci, capable de prendre en compte n'importe quel type de relief, ainsi que la diffraction est utilisée comme référence. Les courbes obtenues sont très proches pour les deux méthodes. Les amplitudes et la position de l'interférence sont identiques dans les deux cas. De plus, puisque la diffraction est parfaitement décrite par la méthode des

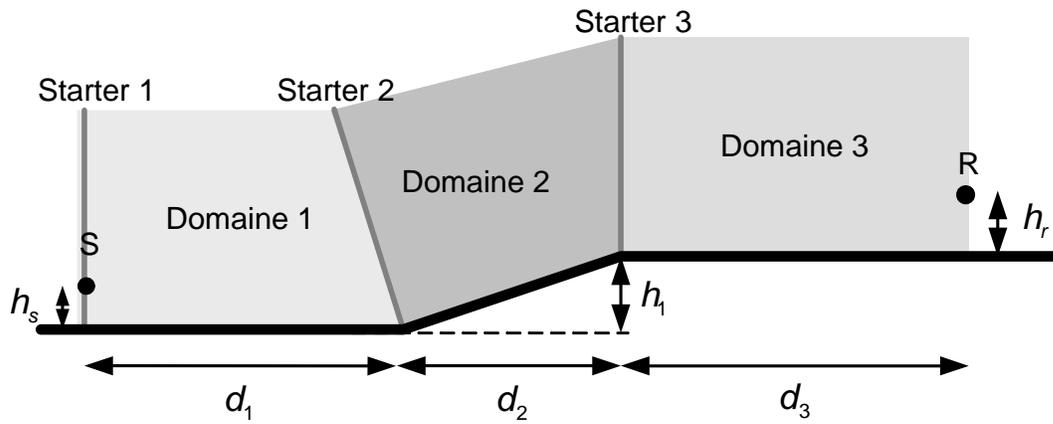


Figure 3-17: Géométrie de la route en déblai étudiée à l'aide de la GFPE-Topo. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_r = 1,5 \text{ m}$, $h_1 = 2,9 \text{ m}$, $d_1 = 4 \text{ m}$, $d_2 = 9,7 \text{ m}$, $d_3 = 15 \text{ m}$, le sol est rigide ($\sigma = \infty$).

éléments de frontière et que les solutions de la GFPE-Topo et de la BEM concordent, ces dernières permettent d'être confiant quant à la prise en compte de la diffraction par la GFPE-Topo. Ces résultats permettent donc de valider l'approche GFPE-Topo dans le cas d'une source positionnée au-dessus d'un remblai. La GFPE-Topo peut être utilisée en présence de ruptures de pentes positives.

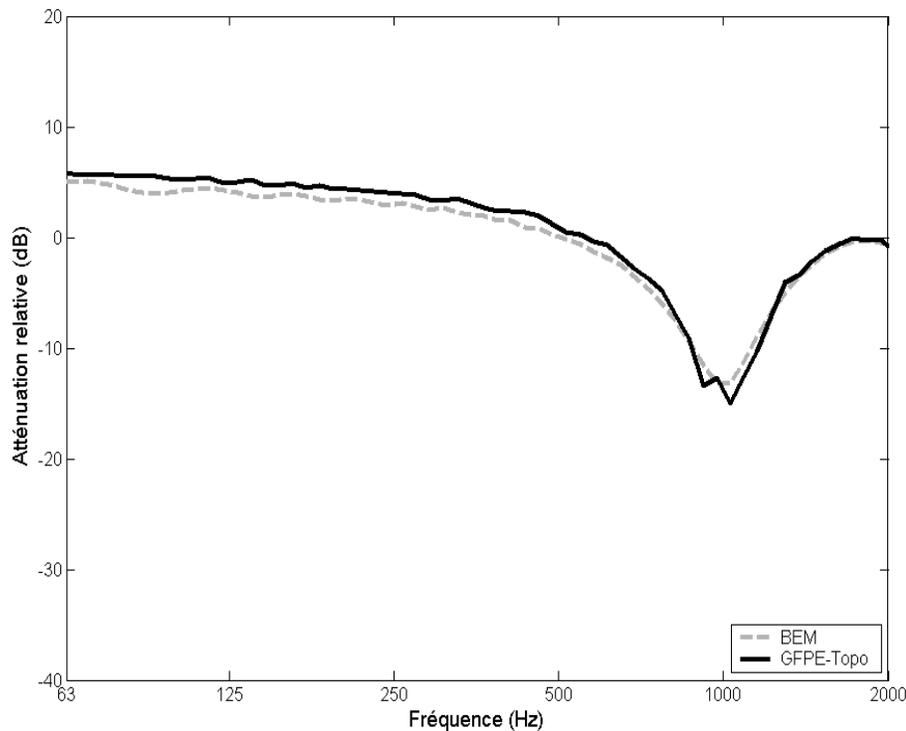


Figure 3-18: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence lorsque le terrain présente des ruptures de pentes positives (Figure 3-17).

3.2.3 Application de la GFPE-Topo au cas d'une route en remblai en milieu homogène

Une route, située sur un remblai de 4 m de haut pour 6 m de long, est étudiée à l'aide de la GFPE-Topo. Elle est représentée par une source positionnée à 0,5 m au-dessus d'un sol réfléchissant et à 7 m de la fin du remblai. L'atténuation relative au champ libre est calculée pour un récepteur placé à 1,5 m au-dessus d'un sol parfaitement rigide ($\sigma = \infty$) et à 71,4 m de la source (Figure 3-19).

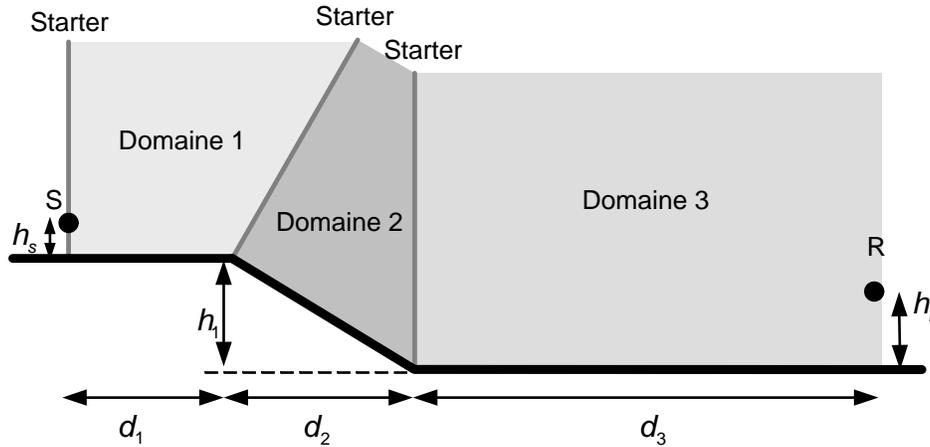


Figure 3-19: Géométrie de la route en remblai étudiée à l'aide de la GFPE-Topo. $h_s = 0,5$ m, $h_r = 1,5$ m, $h_1 = 4$ m, $d_1 = 7$ m, $d_2 = 6$ m, $d_3 = 58,4$ m, le sol est rigide ($\sigma = \infty$).

La topographie, comme pour le cas d'une route en bas d'un déblai (section 3.2.3), est divisée en trois domaines successifs (Figure 3-19). Les valeurs ϕ_{3i} sont déduites à partir de la propagation du champ acoustique créé par le starter ϕ_2 et reçu en chaque point i utilisé pour discrétiser le starter ϕ_3 :

$$\phi_{3i} = \phi'_{2i} \times e^{jk_0(\sqrt{d_2^2 + h_1^2} - z_i \sin(\theta_p))} \quad (101)$$

où z_i représente la hauteur par rapport au sol des points i utilisés pour discrétiser le starter ϕ_3 .

L'atténuation relative au champ libre, calculée avec la GFPE-Topo, est en accord avec les résultats fournis par la BEM (Figure 3-20). La GFPE-Topo est donc utilisable en présence d'une rupture de pente négative.

3.2.4 Application de la GFPE-Topo au cas d'une route en remblai en présence d'effets météorologiques

Le remblai décrit Figure 3-19 est maintenant étudié en présence d'effets météorologiques. Les résultats de la GFPE-Topo sont comparés avec ceux de la BEM sur sol courbé et présentés Figure 3-22. La BEM sol courbé impose de choisir un profil linéaire de célérité du son. Il est défini tel que :

$$c(z) = c_0(1 + az) \quad (102)$$

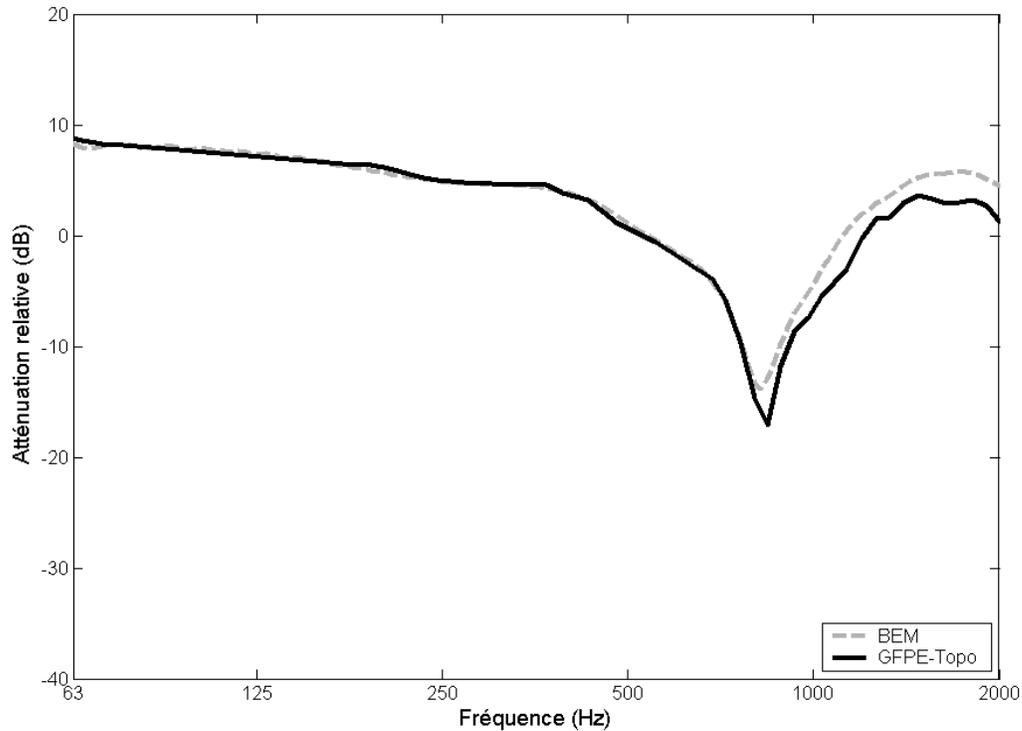


Figure 3-20: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence lorsque le terrain présente des ruptures de pentes négatives (Figure 3-19).

où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9.10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Afin d'être en accord avec l'approximation employée lors des calculs BEM sol courbé (Li [87], Priour [104]), le gradient de célérité acoustique de l'équation Eq.(102) doit rester perpendiculaire au sol tout au long de la propagation. Il subit donc, lui aussi, une rotation à chaque changement de domaine (Figure 3-21).

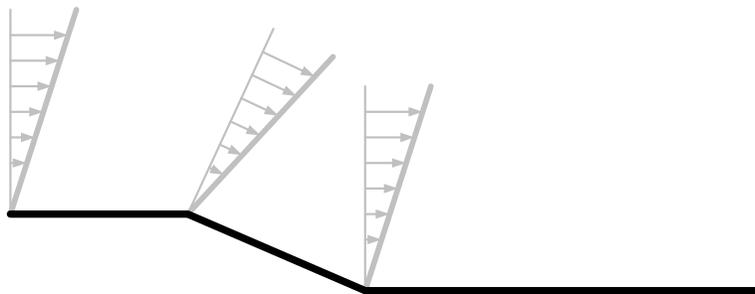


Figure 3-21: Principe de la prise en compte des effets météorologiques dans GFPE-Topo en vue d'une comparaison des résultats avec la BEM sol courbé.

Les résultats obtenus à l'aide des deux méthodes sont proches (Figure 3-22). L'introduction des effets météorologiques provoque une courbure vers le bas des rayons acoustiques, conduisant à un décalage vers les basses fréquences de l'interférence observée Figure 3-20 et à l'apparition d'une nouvelle série d'interférences au-dessus de 700 Hz . Ces résultats démontrent la possibilité d'utiliser la GFPE-Topo lorsque le terrain présente des ruptures de pentes et que l'atmosphère est réfractante.

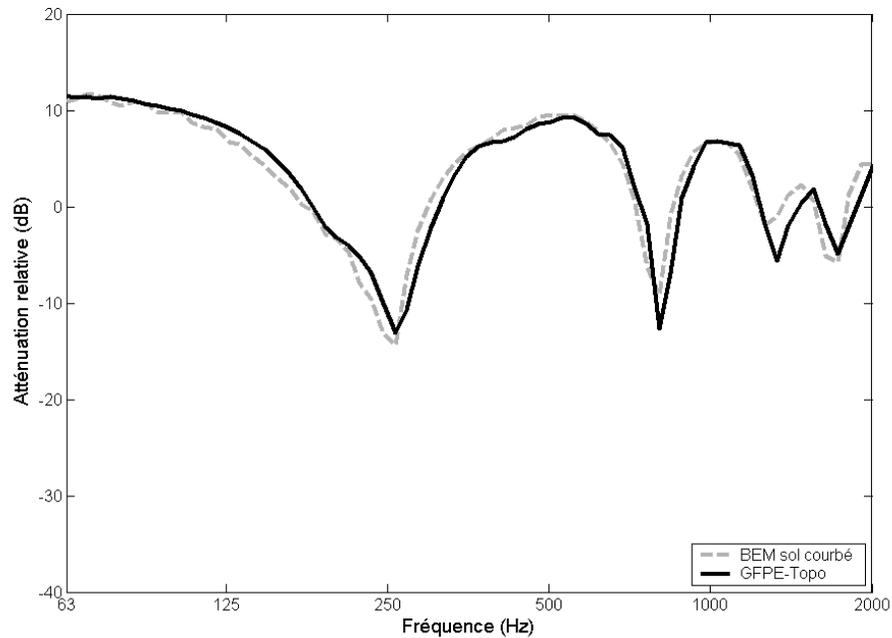


Figure 3-22: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence d'effets météorologiques lorsque le terrain présente des ruptures de pentes négatives (Figure 3-19). $c(z) = c_0(1 + az)$ avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$

3.2.5 Conclusion

L'intérêt de l'utilisation de la GFPE-Topo est démontré ici. Elle permet en effet d'estimer les niveaux sonores reçus par un récepteur lorsque le relief du terrain comporte des ruptures de pentes. Les résultats obtenus en milieu homogène et en présence d'un profil linéaire de célérité du son concordent avec les atténuations relatives au champ libre calculées avec la BEM.

L'utilisation de la méthode nécessite cependant d'être très attentif à la position et à la taille des différents éléments de la géométrie (position de la source et du récepteur par rapport au remblai, hauteur et longueur de remblai). En effet, l'angle d'ouverture de l'approximation parabolique et les pas de calculs importants de la GFPE peuvent, dans certains cas, introduire des erreurs lors de l'estimation des niveaux sonores. L'utilisation d'un starter grand angle, comme le starter d'ordre 8, diminue légèrement les contraintes angulaires de la méthode.

La GFPE-Topo permet donc d'étendre le champ d'application de la GFPE classique à l'étude des pentes, remblais et déblais. Il devient tout à fait envisageable de l'utiliser lors de l'étude de la propagation au-dessus de plusieurs ruptures de pentes successives et en présence de profils météorologiques évolutifs (Figure 3-23).



Figure 3-23: Exemple de configuration complexe pouvant être étudiée à l'aide de la GFPE-Topo.

3.3 Prise en compte des reliefs complexes dans la GFPE

Certaines configurations, présentant des reliefs ou des obstacles très compliqués, ne peuvent pas être étudiées avec l'équation parabolique. Galindo [62] introduisait déjà l'idée de coupler plusieurs modèles de propagation afin de tirer les avantages de chacun. C'est sur cette idée qu'est construite la méthode hybride GFPE-BEM (Aballéa [2] [3], Premat [100] [101]), couplant la méthode d'éléments de frontière (BEM) et l'équation parabolique (GFPE).

La BEM (section 1.4.5) est une puissante méthode numérique. Elle permet de décrire la propagation des ondes acoustiques en milieu homogène en tenant compte du caractère complexe de la topographie du terrain et des obstacles. Par contre, des temps de calculs parfois très importants aux fréquences élevées la rendent mal adaptée à la propagation longue distance. De même, les effets météorologiques sont difficilement pris en compte.

La BEM est, en quelque sorte, une méthode numérique complémentaire à la GFPE puisqu'elle est efficace là où la GFPE ne l'est pas. Le couplage de ces deux méthodes, la GFPE-BEM permet d'utiliser le modèle le plus approprié en fonction des paramètres rencontrés au cours de la propagation.

3.3.1 Principe de la GFPE-BEM

En présence d'obstacles ou d'irrégularités complexes du terrain proches de la source, le domaine à étudier est divisé en deux zones, en fonction de la topographie rencontrée. Pour la zone aux géométries complexes, les calculs acoustiques sont exécutés à l'aide de la BEM afin de déterminer la pression sonore pour une série de récepteurs situés sur la frontière entre les deux zones. Pour la zone à la topographie plus simple, la GFPE est employée pour la propagation longue distance avec prise en compte des effets météorologiques complexes. Le starter initial ϕ , indispensable à l'initialisation de la GFPE, est alors obtenu à partir des résultats des calculs BEM (Figure 3-24).

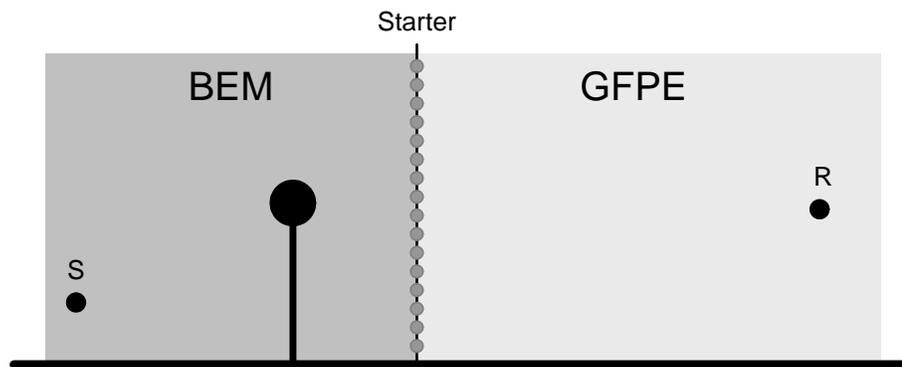


Figure 3-24: Schéma de principe pour la prise en compte de reliefs complexes à l'aide de la méthode hybride GFPE-BEM. Cas d'un écran avec couronnement cylindrique impédant

Le starter ϕ est déterminé à partir de la pression $p(r, z)$ à l'aide des équations Eq.(33) et Eq.(38). Il s'écrit :

$$\phi(r, z) = \sqrt{r} p(r, z) e^{-jk_0 r} \quad (103)$$

avec r la distance horizontale entre la source et le récepteur k_0 le nombre d'onde de référence. Le système de coordonnées cylindriques utilisé par l'équation Eq.(103) pour exprimer la pression ne correspond pas à celui employé dans la méthode des éléments de frontières. Il est donc nécessaire d'adapter les valeurs données par la BEM avant de pouvoir les introduire dans l'équation parabolique.

La pression issue de la BEM est de la forme :

$$p_{BEM} = -\frac{j}{4}H_0^-(k_0R_1) \approx -\frac{j}{4}\sqrt{\frac{2}{\pi k_0}} \frac{e^{j(k_0R_1 - \frac{\pi}{4})}}{\sqrt{R_1}} \quad \text{pour } k_0R_1 \gg 1 \quad (104)$$

où $H_0^-(k_0r)$ représente une fonction de Hankel, k_0 le nombre d'onde de référence et R_1 la distance entre la source et le récepteur. En revanche, l'expression de la pression utilisée pour la GFPE est donnée par :

$$p_{GFPE} = \frac{e^{jk_0R_1}}{R_1} \quad (105)$$

où k_0 est le nombre d'onde de référence et R_1 la distance entre la source et le récepteur. Pour passer de p_{BEM} à p_{GFPE} l'équation Eq.(104) doit donc être multipliée par le facteur de couplage ϵ défini par :

$$\epsilon = 4\pi\sqrt{\frac{k_0}{2\pi R_1}} e^{j\frac{5\pi}{4}} \quad (106)$$

Le champ initial utilisé par la GFPE est donc donné par :

$$\phi(r_0, z) = 4\pi\sqrt{\frac{k_0}{2\pi R_1}} p_{BEM} \sqrt{r_0} e^{-jk_0r_0} e^{j\frac{5\pi}{4}} \quad (107)$$

où r_0 est la distance horizontale entre la source et le starter.

La comparaison du champ vertical ϕ_{GFPE} de la GFPE et du champ $\phi_{GFPE-BEM}$, obtenu à l'aide des résultats d'un calcul BEM multiplié par le facteur de couplage ϵ , est présentée Figure 3-25 pour un calcul à 17 m d'une source située à 0,5 m au-dessus du sol rigide ($\sigma = \infty$). Les évolutions de l'amplitude et de la phase du champ calculées à l'aide des deux méthodes sont identiques aux deux fréquences étudiées. Au-dessus de 12 m d'altitude, les amplitudes du champ vertical ϕ calculées à l'aide de la BEM sont légèrement supérieures à celles de la GFPE en raison de la limitation angulaire de l'approximation parabolique. Cette différence n'est cependant pas ressentie au court du couplage.

3.3.2 Application de la GFPE-BEM au cas d'un écran en T en milieu homogène

La GFPE-BEM est utilisée pour l'étude d'une route à proximité d'un écran en T rigide ($\sigma_1 = \infty$) décrite Figure 3-26. Une source ponctuelle omnidirectionnelle, symbolisant la source routière, est placée à 0,5 m au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma_1 = \infty$) et à 7 m d'un écran en T de 3 m de haut et 1,2 m de large. Un récepteur est placé à 82 m de la source et à 4 m au-dessus du sol herbeux ($\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, modèle de Delany & Bazley).

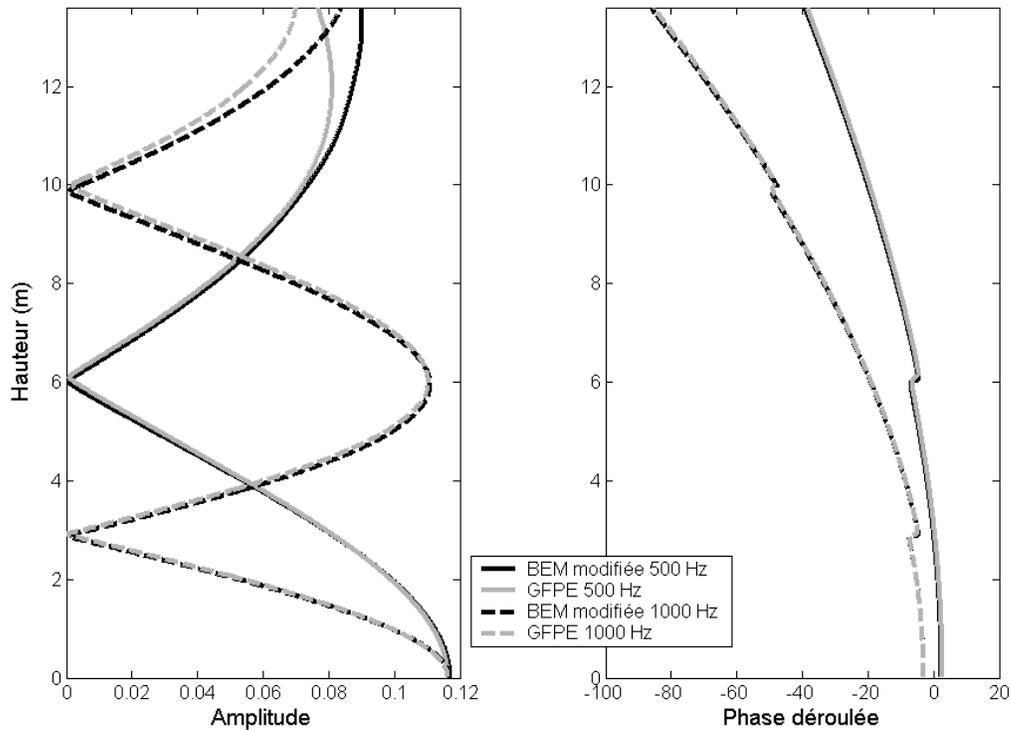


Figure 3-25: Comparaison des amplitudes et des phases du champ ϕ obtenues à l'aide de la GFPE et d'un calcul BEM multiplié par le facteur de couplage ϵ à 17 m d'une source située à 0,5 m au-dessus du sol. Les comparaisons sont effectuées à 500 Hz et 1000 Hz.

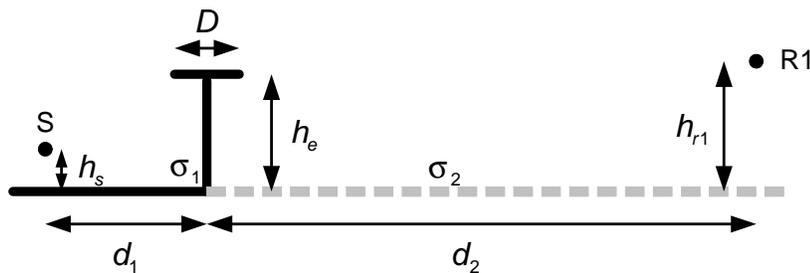


Figure 3-26: Géométrie de l'écran en T étudié à l'aide de la GFPE-BEM. $h_s = 0,5$ m, $h_{r1} = 4$ m, $h_e = 3$ m, $d_1 = 7$ m, $d_2 = 75$ m, $D = 1,20$ m, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 180$ kPa.s.m⁻² (modèle de Delany & Bazley).

La Figure 3-27 représente les atténuations relatives au champ libre en fonction de la fréquence. Afin d'effectuer le couplage, la pression est évaluée à 17 m de la source à l'aide de la BEM avant d'être introduite comme condition initiale dans la GFPE à l'aide de l'équation Eq.(107).

Les résultats de la GFPE-BEM sont comparés à un calcul de référence effectué à l'aide de la BEM. Les courbes se superposent parfaitement. L'excellente concordance des résultats valide l'approche employée pour réaliser le couplage et permet d'être confiant quant à l'utilisation de la GFPE-BEM en présence d'effets météorologiques. Ces calculs, entrepris sur un ordinateur possédant un processeur Pentium III 700 Mhz, ont également mis en avant l'intérêt d'utiliser la GFPE-BEM lorsque la configuration à étudier nécessite un maillage BEM important puisqu'ils

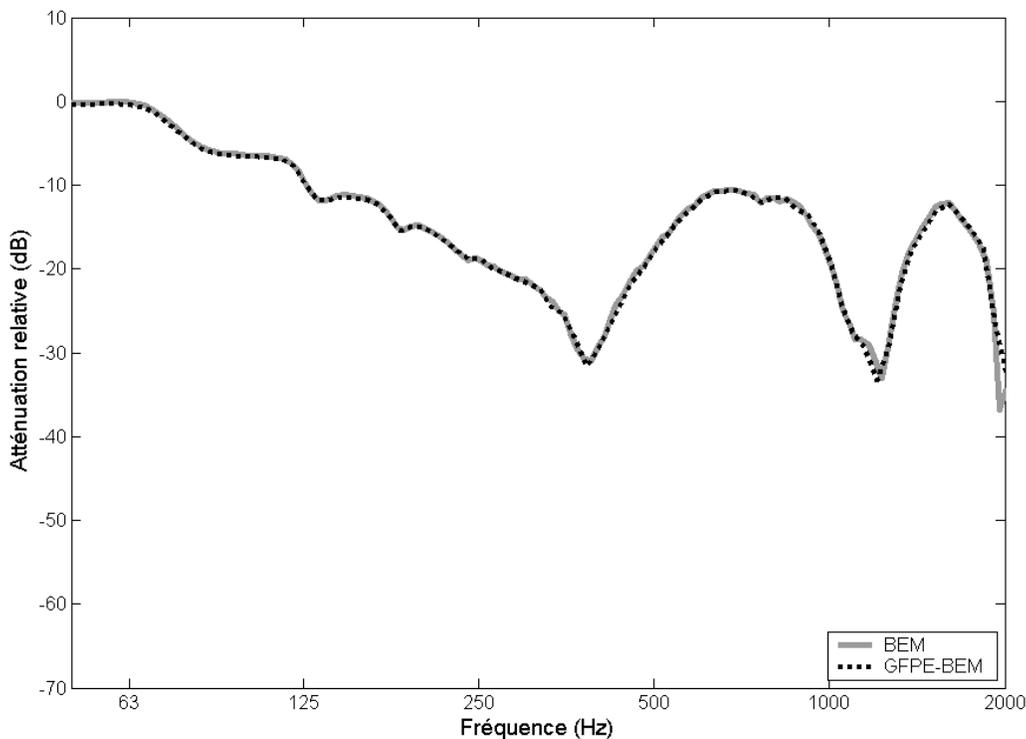


Figure 3-27: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour un écran en T décrit Figure 3-26.

n'ont pris qu'une dizaine de minutes à la GFPE-BEM contre plus de trois heures à la BEM pour 90 fréquences prises entre 50 et 2000 Hz .

3.3.3 Application de la GFPE-BEM au cas d'un écran en T en présence d'effets météorologiques

L'écran en T décrit Figure 3-26 est maintenant étudié en présence d'effets météorologiques. Afin de permettre la comparaison des résultats issus de la GFPE-BEM avec effets météorologiques et ceux provenant de la BEM sol courbé (Li [87]), le profil de célérité du son utilisé est linéaire. Il s'écrit :

$$c(z) = c_0(1 + az) \quad (108)$$

où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

Les résultats de la GFPE-BEM sont représentés Figure 3-29 et comparés à ceux de la BEM sol courbé. En raison du temps de calcul important, les résultats BEM sol courbé ne sont donnés que jusqu'à la fréquence 1750 Hz . Les effets météorologiques sont pris en compte tout au long de la propagation, y compris dans le calcul BEM utilisé pour le couplage (Figure 3-28).

Les atténuations relatives au champ libre obtenues par les deux méthodes sont proches, malgré quelques erreurs numériques de la BEM dues au nombre d'éléments à mailler. Comparés à la même situation en homogène (Figure 3-27) les courbes obtenues Figure 3-29 mettent en évidence une

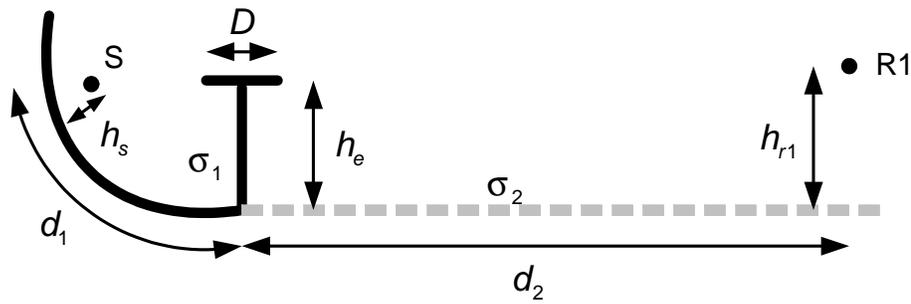


Figure 3-28: Géométrie de l'écran en T étudiée à l'aide de la GFPE-BEM en présence d'effets météorologiques. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_{r1} = 4 \text{ m}$, $h_e = 3 \text{ m}$, $d_1 = 7 \text{ m}$, $d_2 = 75 \text{ m}$, $D = 1,20 \text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

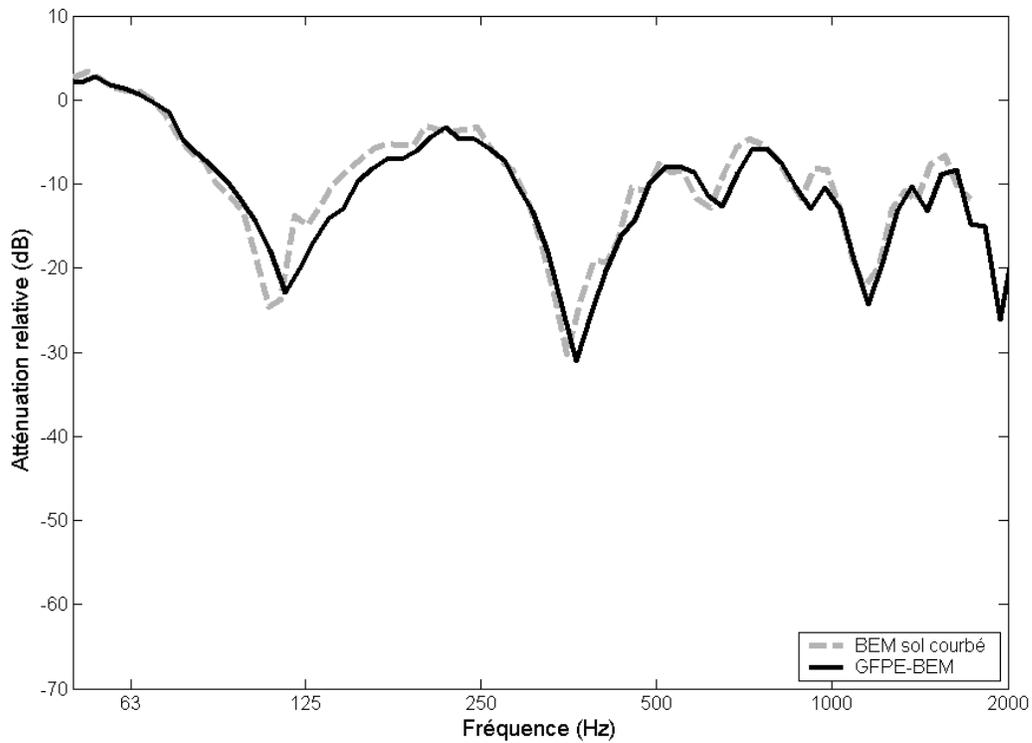


Figure 3-29: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour un écran T décrit Figure 3-26 en présence d'effets météorologiques. $c(z) = c_0 (1 + az)$ où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a = 4,9.10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

importante diminution de l'efficacité de l'écran en T. Celle-ci est due au profil de célérité du son étudié qui courbe les trajets acoustiques vers le bas.

Même si pour l'instant les effets météorologiques pris en compte lors du calcul BEM restent assez simples (profils linéaires), les résultats de la GFPE-BEM permettent une bonne évaluation de la propagation acoustique en présence de gradients de célérité du son. De plus, tant que les distances de calculs BEM ne dépassent pas une quinzaine de mètres, l'influence des effets météorologiques est négligeable (Figure 3-30). L'erreur induite dans la GFPE-BEM est alors très faible.

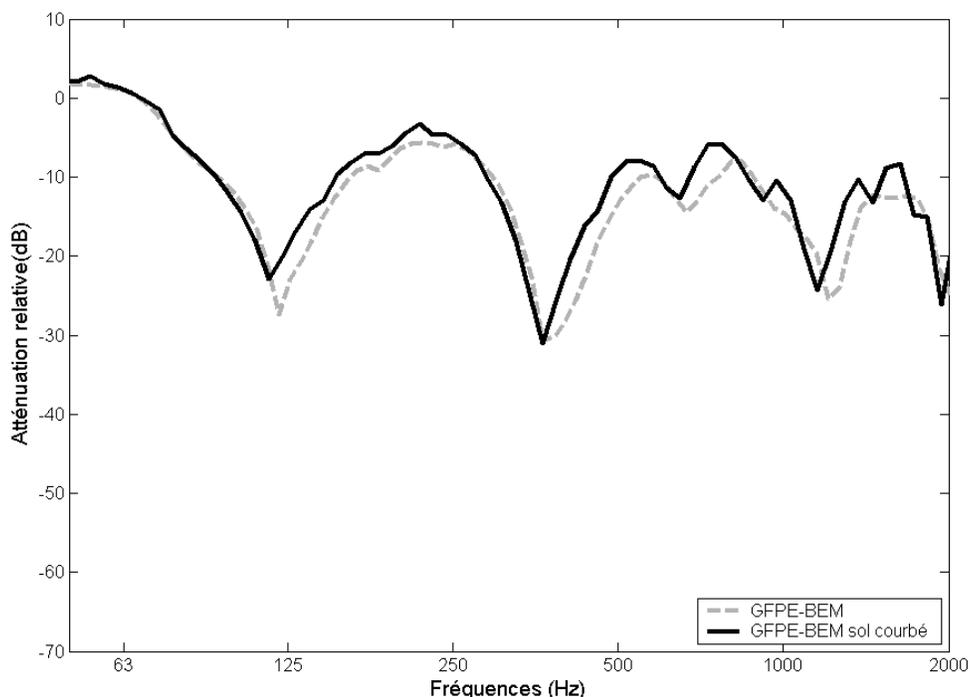


Figure 3-30: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour un écran en T décrit Figure 3-26 en présence d'effets météorologiques ($c(z) = c_0(1 + az)$ avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9.10^{-3} \text{ m}^{-1}$) lorsque le gradient de célérité est pris en compte (GFPE-BEM sol courbé) ou négligé (GFPE-BEM) dans le calcul BEM utilisé pour le couplage.

3.3.4 Application de la GFPE-BEM au cas d'une route en tranchée

Une route en tranchée dans un terrain naturel plan herbeux ($\sigma_2 = 300 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, modèle de Delany et Bazley) est étudiée à l'aide de la GFPE-BEM. Une couche d'absorbant de 5 cm d'épaisseur dont l'impédance est décrite avec le modèle de Delany et Bazley ($\sigma_3 = 30 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) est disposée de part et d'autre sur la partie haute de la tranchée. Le fond de la tranchée est quant à lui rigide ($\sigma_1 = \infty$). Une source ponctuelle omnidirectionnelle est placée à $0,5 \text{ m}$ au-dessus du sol. L'atténuation relative au champ libre est calculée pour une série de récepteurs, placés de 15 à 300 m de la source et à 2 m au-dessus du sol (Figure 3-31).

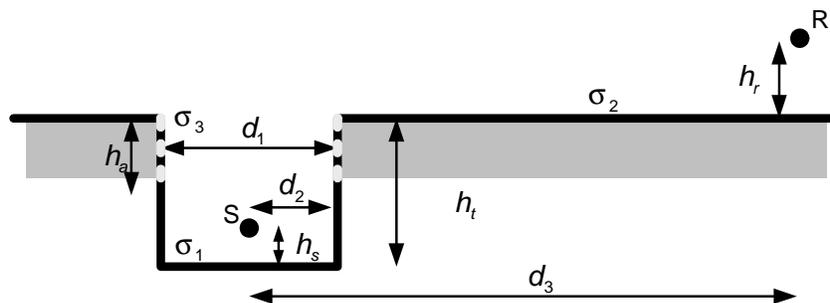


Figure 3-31: Géométrie de la tranchée étudiée à l'aide de GFPE-BEM. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_e = 2 \text{ m}$, $h_t = 8 \text{ m}$, $h_a = 4 \text{ m}$, $d_1 = 10 \text{ m}$, $d_2 = 3 \text{ m}$, $d_3 = 15$ à 300 m , $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 300 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, $\sigma_3 = 30 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany et Bazley).

La Figure 3-32 représente, pour une fréquence de 1000 Hz , les atténuations relatives au champ libre en fonction de la distance source-récepteur. Les résultats sont présentés en milieu homogène ainsi qu'en présence d'un profil logarithmique de vitesse du son.

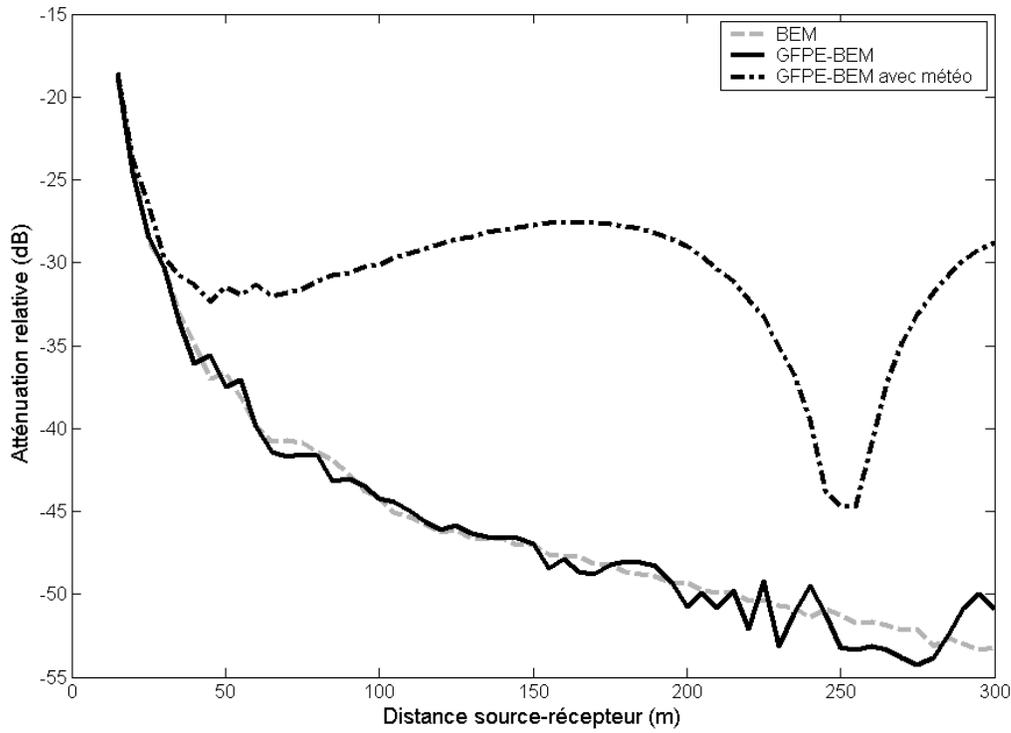


Figure 3-32: Atténuation relative par rapport au champ libre en fonction de la distance entre la source et le récepteur dans le cas d'une route encaissée dans une tranchée pour une fréquence de 1000 Hz .

La pression acoustique est calculée en milieu homogène à 10 m de la source à l'aide de la BEM. Le champ ainsi obtenu est alors introduit comme champ initial (starter) dans la GFPE que l'on utilise ensuite pour la propagation en milieu inhomogène jusqu'aux récepteurs. Les effets météorologiques sont représentés par un profil de célérité acoustique logarithmique de la forme :

$$c(z) = c_0 + a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right) \quad (109)$$

où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a' = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$.

Avant d'effectuer les calculs en milieu inhomogène, les résultats ont été validés dans les cas d'un milieu homogène. Ces résultats ont été confrontés aux calculs de référence effectués à l'aide de la BEM. La Figure 3-32 montre une très bonne concordance entre la GFPE-BEM et la BEM. Elle fait également apparaître l'importance des phénomènes météorologiques lors de la propagation longue distance. Alors que les effets météorologiques peuvent être négligés lorsque le récepteur est situé proche de la source, ils doivent être pris en compte loin de la source. A 200 m , l'atténuation par rapport au champ libre présente une différence de 20 dB entre le cas avec et sans météorologie.

3.3.5 Application de la GFPE-BEM au cas d'une route avec couverture ajourée

Une source, située à $0,5\text{ m}$ au-dessus d'un sol rigide ($\sigma = \infty$) est positionnée au centre d'une route de 18 m de large, surplombée à 8 m par une couverture ajourée. Celle-ci est constituée de baffles verticaux parallèles absorbants ($\sigma_a = 30\text{ kPa.s.m}^{-2}$) de $1,5\text{ m}$ de hauteur pour $0,1\text{ m}$ d'épaisseur séparés de 1 m les uns des autres. L'atténuation relative au champ libre est calculée pour une série de récepteurs, placés de $24,1$ à $124,1\text{ m}$ de la source et à 4 m au-dessus du sol (Figure 3-33).

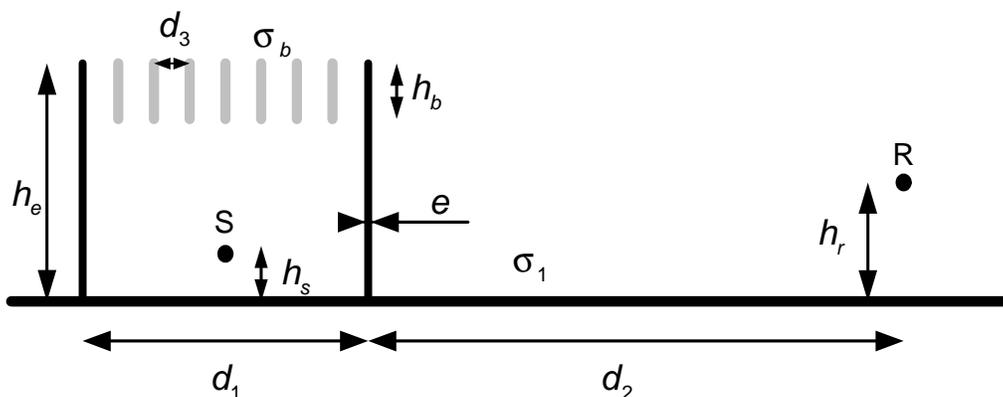


Figure 3-33: Géométrie de la route surplombée d'une couverture ajourée, étudiée à l'aide de la GFPE-BEM. $h_s = 0,5\text{ m}$, $h_e = 8\text{ m}$, $h_b = 1,5\text{ m}$, $d_1 = 18\text{ m}$, $d_2 = 15,1$ à $115,1\text{ m}$, $d_3 = 1\text{ m}$, $e = 0,1\text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_b = 30\text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany et Bazley).

Les atténuations par rapport au champ libre sont présentées Figure 3-34 pour la fréquence 500 Hz en fonction de la distance source-récepteur. Les résultats sont présentés en milieu homogène ainsi qu'en présence d'un profil linéaire de célérité du son.

La BEM est utilisée afin de calculer, à 18 m de la source, la pression acoustique nécessaire à la détermination du starter utilisé pour initialiser le calcul GFPE pour la propagation longue distance en présence d'effets météorologiques. Le profil linéaire de célérité des ondes acoustiques est défini par :

$$c(z) = c_0(1 + az) \quad (110)$$

où $c_0 = 340\text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9 \cdot 10^{-3}\text{ m}^{-1}$.

Les résultats présentés Figure 3-34, validés en milieu homogène à l'aide d'une comparaison avec la BEM, mettent en évidence les effets du gradient constant de célérité acoustique pour les longues distances de propagation. L'atténuation relative au champ libre fait apparaître des différences qui peuvent atteindre jusqu'à 15 dB à 70 m de la source, par rapport aux cas sans effets météorologiques.

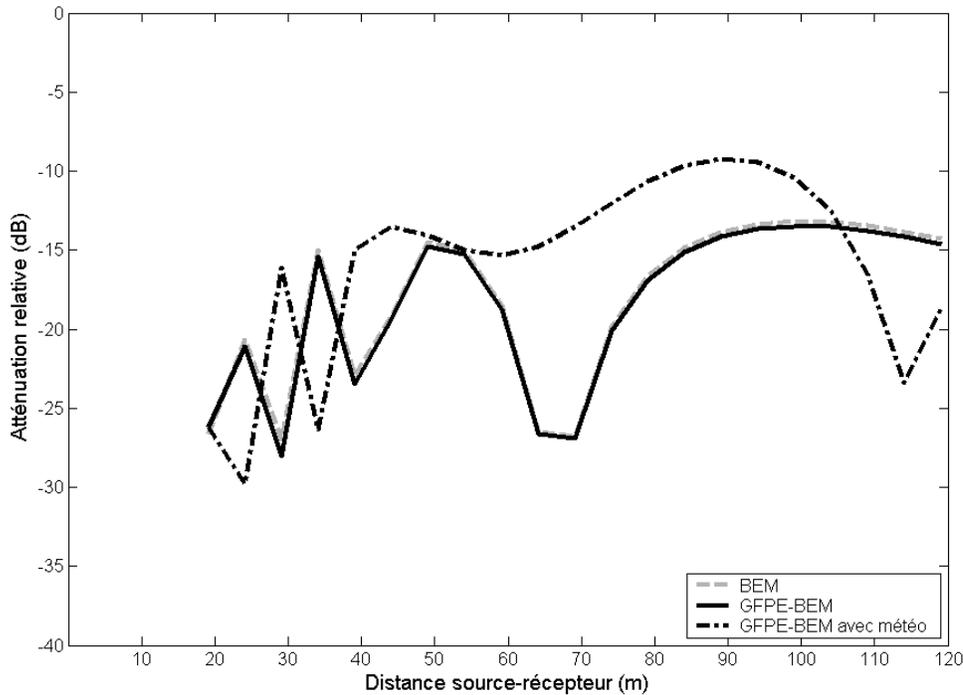


Figure 3-34: Atténuation relative par rapport au champ libre en fonction de la distance entre la source et le récepteur dans le cas d'une route avec couverture ajourée, pour une fréquence de 500 Hz.

3.3.6 Conclusion

La GFPE-BEM associe deux puissantes méthodes de calculs numériques : la BEM et la GFPE. En milieu homogène, l'accord entre la BEM et la GFPE-BEM est excellent. Lorsque le domaine étudié nécessite un maillage BEM important, l'utilisation de la GFPE-BEM entraîne une réduction considérable des temps de calculs.

Cette nouvelle approche apporte une solution pour l'étude de cas réalistes, couplant topographies complexes et profils météorologiques variables. Elle permet également une meilleure description des phénomènes rencontrés couramment lors de l'étude des bruits de transports terrestres. Les résultats obtenus ici pour des écrans en T montrent la validité de la méthode. Il est possible de l'étendre à des cas plus complexes, où une succession de couplages entre la BEM et la GFPE serait utilisée (Figure 3-35). La GFPE serait employée pour la propagation longue distance en présence d'effets météorologiques et la BEM pour de courtes distances autour des obstacles complexes.



Figure 3-35: Exemple de configuration complexe pouvant être étudiée à l'aide de la GFPE-BEM.

3.4 Profils météorologiques et reliefs

En raison des instabilités (température, vent) du milieu et des variations du relief, la célérité des ondes acoustiques évolue horizontalement au cours de la propagation. Par exemple, la présence d'obstacles provoque des accélérations (effet au sommet de l'obstacle) ou des ralentissements (effet dû aux forêts) du vent. Ainsi, plus la distance de propagation est grande et le relief de taille importante, et plus les variations du profil de célérité acoustique sont conséquentes.

Afin de se rapprocher de conditions réelles rencontrées lors de la propagation en milieu extérieur, cette section présente deux approches permettant de prendre en compte les évolutions horizontales des profils de célérité du son. La première repose sur l'utilisation d'une suite de profils calculés à l'aide d'approximations analytiques. La seconde méthode, plus précise et plus lourde à mettre en oeuvre, utilise des profils météorologiques directement simulés à l'aide de logiciels de mécanique des fluides ou atmosphériques (Projet HARMONOISE [70]).

3.4.1 Prise en compte de l'évolution des effets météorologiques par approximation des profils de célérité acoustique

Cette méthode permet de prendre en compte les évolutions des profils de célérité des ondes acoustiques au cours de la propagation pour lesquels les variations des effets météorologiques sont matérialisées à l'aide d'une série successive de profils de célérité acoustique. Cette description plus fine du milieu permet d'intégrer les effets des obstacles sur le profil lors des calculs afin de mieux évaluer l'impact de leur présence sur les niveaux acoustiques.

3.4.1.1 Principe

Le domaine à étudier est découpé en une succession de régions représentatives de l'évolution des effets météorologiques. Chaque intervalle est alors défini à l'aide d'un profil de célérité du son différent (Figure 3-36). Lors de l'exécution des calculs acoustiques, le profil de célérité acoustique employé est estimé pour chaque pas de calcul par interpolation entre le profil de la région étudiée et celui de la région suivante. Ainsi, les données météorologiques évoluent continuellement au cours de la propagation.

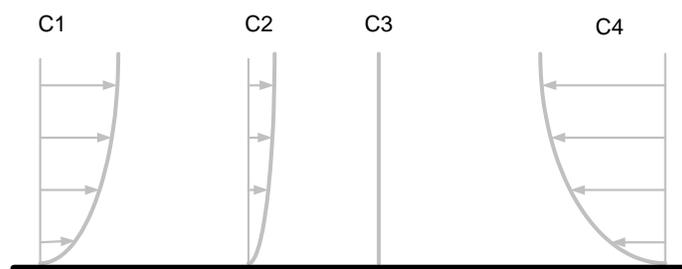


Figure 3-36: Schéma de principe pour la prise en compte des effets météorologiques à l'aide d'un profil évolutif.

3.4.1.2 Cas d'un écran fin en présence de vent

Un écran fin de hauteur $h = 3 \text{ m}$ est étudié en présence d'un vent d'environ 14 m.s^{-1} à 10 m d'altitude. Cette vitesse importante a été choisie afin de mettre en évidence les effets des conditions météorologiques. La composante horizontale du profil de vitesse en fonction de l'altitude est définie par :

$$v(z) = \vec{v} \cdot \vec{r} = a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right) \quad (111)$$

où l'indice de réfraction $a' = 1,12 \text{ m.s}^{-1}$ et la longueur de rugosité $z_0 = 2,91 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. Le profil de célérité du son $c(z)$ est obtenu à l'aide de l'équation Eq.(6) :

$$c(z) = c_0 + v(z) \quad (112)$$

où la célérité acoustique de référence $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$. Une source est placée à $0,5 \text{ m}$ au-dessus d'un sol parfaitement rigide ($\sigma = \infty$) et à 10 m de l'écran. L'atténuation relative au champ libre est calculée pour un récepteur situé à 120 m de la source et à 4 m au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$) (Figure 3-37).

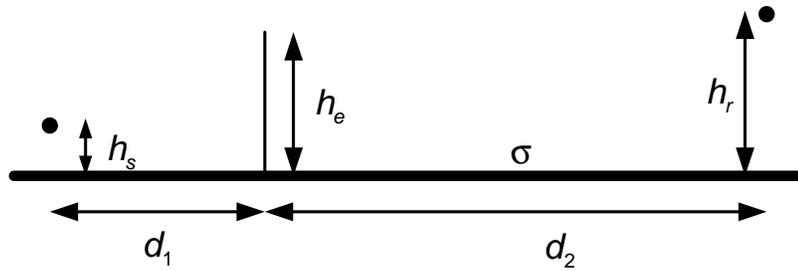


Figure 3-37: Géométrie de la route avec écran étudiée en présence de conditions météorologiques évolutives. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_r = 4 \text{ m}$, $h_e = 3 \text{ m}$, $d_1 = 10 \text{ m}$, $d_2 = 110 \text{ m}$, $\sigma = \infty$.

La présence de l'écran représente un obstacle à l'écoulement du flux d'air, si bien qu'elle entraîne une perturbation du profil de célérité du son. Afin de prendre en compte cette évolution, différents profils intermédiaires sont utilisés au cours de la propagation. Pour l'exemple présenté ici, ces nouveaux profils sont estimés à l'aide de la méthode décrite par Salomons [119]. Le domaine d'étude est ainsi divisé en 6 parties : $r = -3h$, $-h$, 0 , h , $5h$ et $20h$, pour un écran situé en $r = 0$. Les profils en $r = -3h$ et $r = 20h$ sont calculés à l'aide de l'équation Eq.(112). Ils ne sont pas perturbés par la présence de l'écran. Les quatre autres profils sont calculés à l'aide de la relation suivante :

$$v(z) = \begin{cases} u_2 \sin \left(\frac{1}{2} \pi \frac{z}{z_2} \right) & \text{pour } z \leq z_2 \\ \frac{1}{2} (u_2 + u_3) + \frac{1}{2} (u_2 - u_3) \cos \left(\pi \frac{z - z_2}{z_3 - z_2} \right) & \text{pour } z_2 < z \leq z_3 \\ \frac{1}{2} (u_3 + u_4) + \frac{1}{2} (u_3 - u_4) \cos \left(\pi \frac{z - z_3}{z_4 - z_3} \right) & \text{pour } z_3 < z \leq z_4 \end{cases} \quad (113)$$

avec $z_2 = \alpha h$, $z_3 = \gamma h$, $z_4 = 10h$, $u_2 = -\beta v(z_4)$, $u_3 = sv(z_3)$ et $u_4 = v(z_4)$. Les coefficients α , γ et β sont définis Tableau 3-1.

	$r = -h$	$r = 0$	$r = h$	$r = 5h$
α	0	1	0,8	0,35
γ	2	1,3	2	2,85
β	0	0	0,1	0,2

 Tableau 3-1: coefficients α , γ et β pour $r = -h, 0, h$ et $5h$.

L'expression du coefficient s est donnée par :

$$s = \frac{b(z_4 + z_0) \ln \left(1 + \frac{z_4}{z_0} \right) - b(z_4) \left[\frac{2\beta z_2}{\pi} + \frac{1}{2}\beta(z_3 - z_2) - \frac{1}{2}(z_4 - z_3) \right]}{\frac{1}{2}v(z_3)(z_4 - z_3)} \quad (114)$$

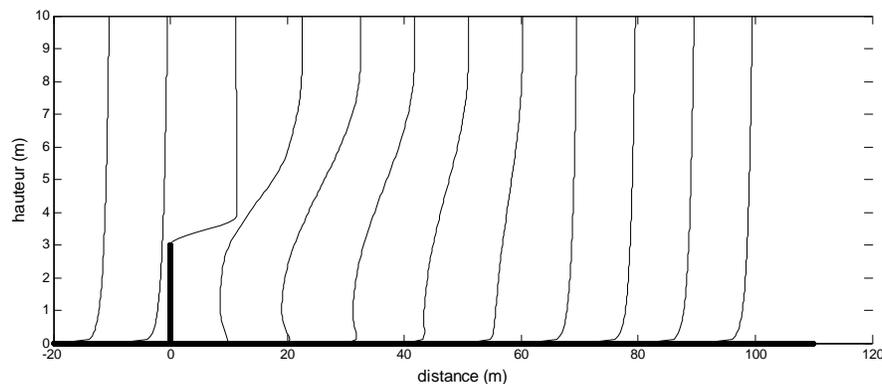


Figure 3-38: Evolution du profil de célérité en présence d'un écran fin de hauteur $h = 3$ m, pour un profil d'entrée de la forme $c(z) = c_0 + a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right)$ où $c_0 = 340$ m.s⁻¹, $a' = 1,12$ m.s⁻¹ et $z_0 = 2,91 \cdot 10^{-5}$ m.

L'évolution du profil de célérité du son en fonction de la distance et de la hauteur est représentée Figure 3-38. Les perturbations apportées par la présence de l'écran sont ressenties derrière et au-dessus de l'écran. Dans le premier cas, une zone d'inversion du profil de célérité acoustique prend naissance en aval de l'écran. Ce phénomène de recirculation est créé, d'une part, par le décrochement du flux généré par la présence de l'obstacle et, d'autre part, par la création d'une zone de dépression derrière l'écran. Dans ce type de configuration, la recirculation modifie peu les niveaux sonores. En effet, elle s'effectue principalement dans la zone d'ombre où l'énergie acoustique est faible.

La perturbation du profil de célérité du son au-dessus de l'écran joue en revanche un rôle plus important. L'écran provoque une forte accélération du profil de célérité acoustique en son sommet (effet Venturi), ce qui entraîne de très forts gradients de célérité du son. Il en résulte alors une forte diffusion conduisant à une amplification des niveaux sonores.

Ce phénomène est clairement visible sur les résultats présentés Figure 3-39. A l'exception des très basses fréquences où les longueurs d'onde très grandes minimisent le phénomène, l'atténuation

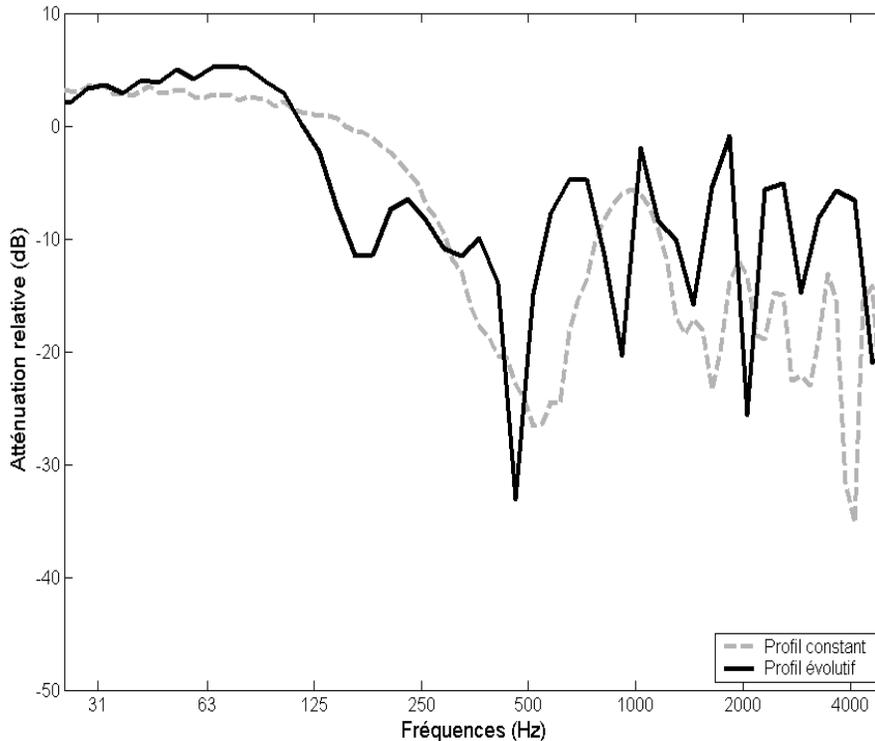


Figure 3-39: Atténuation relative par rapport au champ libre en fonction de la fréquence, en présence d'un écran fin de 3 m. Les effets météorologiques évolutifs sont estimés à partir de la relation de l'équation Eq.(113).

relative au champ libre obtenue après un calcul utilisant un profil de célérité du son variable est, en terme général, supérieure aux résultats donnés par le même calcul lorsque le profil est constant horizontalement. Les oscillations visibles en basses fréquences sont liées à l'utilisation de pas importants dans les calculs GFPE.

3.4.1.3 Conclusion

L'approche présentée permet de prendre en compte l'évolution des effets météorologiques au cours d'un calcul GFPE. Les profils sont interpolés à partir de profils définis à différentes distances de la source. Les résultats obtenus, pour l'étude d'un écran droit, montrent l'importance de considérer les évolutions des paramètres météorologiques. Créées la plupart du temps par la présence d'obstacles, ces variations de profil jouent un rôle direct sur les niveaux sonores reçus.

La méthode utilisée pour le passage de l'écran peut être étendue à d'autres géométries simples (exemple : une route entre deux écrans). Pour des configurations plus complexes, les profils intermédiaires devront être estimés le plus justement possible ou déterminés à partir de données mesurées.

3.4.2 Prise en compte de l'évolution des effets météorologiques par simulation des profils de célérité acoustique

L'objectif de cette deuxième approche est de simuler le plus précisément possible les variations en fonction de l'altitude et de la distance du profil de célérité acoustique au cours de la propagation. Pour ce faire, la GFPE est couplée avec des modèles de simulation atmosphérique (FLU3D, FITNAH [70]) ou de dynamique des fluides (FLUENT). Pour ce faire, la configuration à étudier acoustiquement est, en premier lieu, simulée du point de vue de l'écoulement. Les résultats obtenus sont ensuite utilisés par la GFPE pour déterminer les profils de célérité du son.

3.4.2.1 Principe

La géométrie est étudiée à l'aide d'un logiciel de simulation atmosphérique ou de dynamique des fluides dans le but de déterminer l'évolution des paramètres météorologiques au cours de la propagation. Les résultats sont ensuite utilisés afin d'évaluer les données météorologiques acoustiquement pertinentes. Le vent (vitesse et direction), la stratification en température et la turbulence peuvent ainsi être calculés en chaque point d'une grille de calcul numérique employée pour décrire le domaine (Figure 3-40(a)).

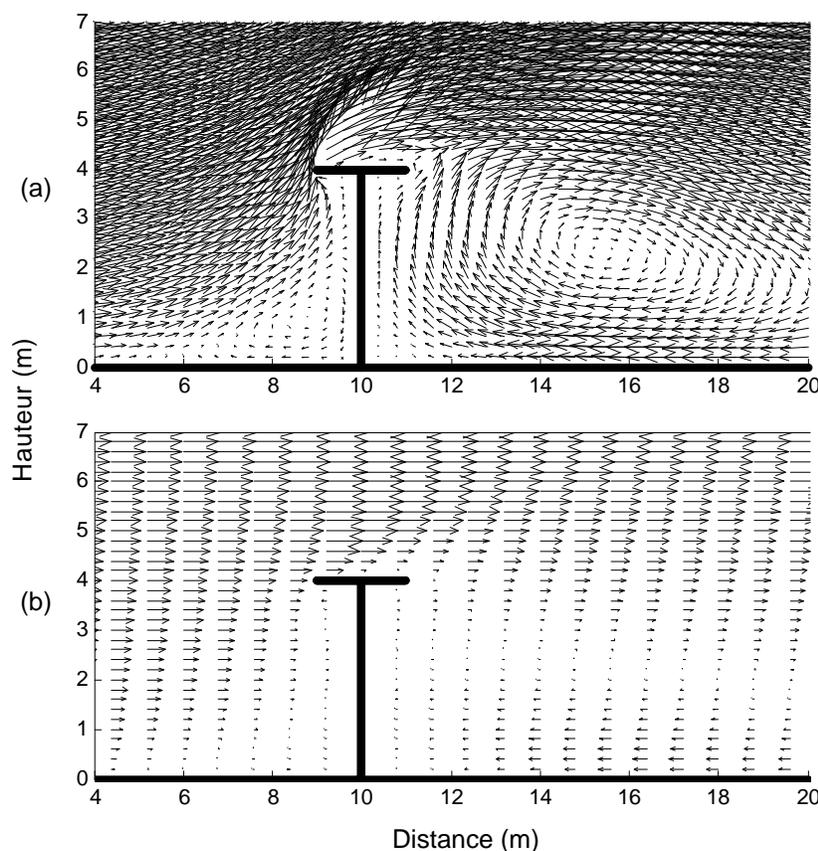


Figure 3-40: Représentation des données de vent obtenues par simulation numérique dans le cas d'un écran en T : (a) données en trois dimensions fournies par le logiciel FLUENT. (b) données utiles au calcul des profils de célérité dans la GFPE.

Le vent et la turbulence sont deux données vectorielles. L'équation parabolique utilisée ici ne permettant pas d'utiliser des données exprimées en trois dimensions, les vecteurs sont projetés sur l'axe parallèle à la direction principale de propagation (axe des r) (Figure 3-40(b)). Les effets selon les deux autres directions sont alors négligés (Blumrich [20]). Pour le vent, les paramètres fonctions de la hauteur à utiliser pour chaque pas de calcul sont obtenus par le produit scalaire suivant :

$$v(z) = \vec{v} \cdot \vec{r} \quad (115)$$

Une fois déterminées et transformées, les données météorologiques permettent de définir précisément les profils de célérité acoustique en chaque point de calcul horizontal et vertical de la GFPE.

3.4.2.2 Application au cas d'un écran fin

Le même écran que précédemment est étudié. Avant tout calcul acoustique, une simulation aérodynamique avec FLUENT est entreprise afin de déterminer d'une façon précise l'évolution du profil de vitesse de vent au cours de la propagation. Les résultats présentés Figure 3-41 font apparaître une inversion de la direction du vent derrière l'écran : elle correspond à la zone de recirculation. Ils mettent également en évidence l'accélération du vent au sommet de l'écran par effet venturi.

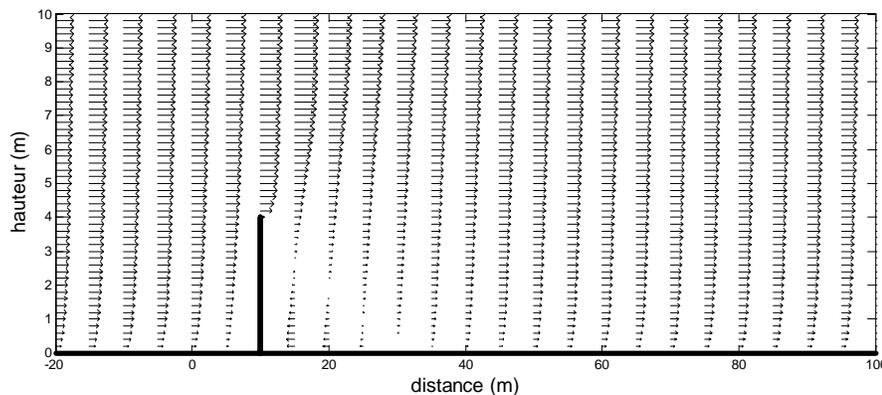


Figure 3-41: Evolution du profil de célérité calculé à l'aide du logiciel FLUENT en présence d'un écran fin de hauteur $h = 3 \text{ m}$, pour un profil d'entrée de la forme $c(z) = c_0 + a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right)$ où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a' = 1,12 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 2,91.10^{-5} \text{ m}$.

Une fois déterminées, les données sur le comportement du vent au passage de l'obstacle sont utilisées pour calculer les profils de célérité acoustique employés par la GFPE. Les résultats du calcul acoustique sont présentés Figure 3-42 dans le cas d'un profil de célérité acoustique constant au cours de la propagation et d'un profil de vitesse de vent évolutif estimé avec FLUENT. Ils donnent les mêmes tendances que lorsque le calcul est effectué à l'aide de profil évolutif présenté dans la section précédente (Figure 3-39). Le niveau estimé lors de l'utilisation d'un profil simulé

est supérieur au niveau donné par un calcul avec un profil constant. Cela s'explique de nouveau par la présence d'un gradient de vent important au sommet de l'écran.

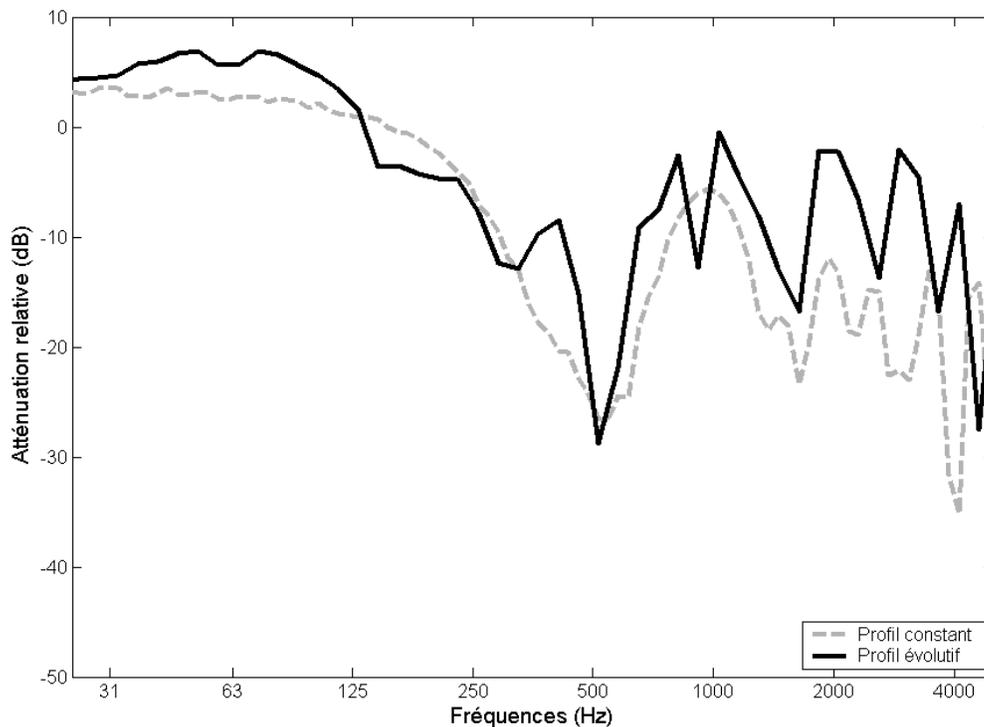


Figure 3-42: Atténuation relative par rapport au champ libre en fonction de la distance, en présence d'un écran fin de 3 m. Les effets météorologiques évolutifs sont calculés à l'aide du logiciel de mécanique des fluides FLUENT.

3.4.2.3 Conclusion

Cet exemple illustre deux phénomènes importants. Il met en évidence, d'une part, les effets d'un écran sur le profil de vitesse de vent et, d'autre part, la nécessité de prendre en compte ces évolutions de vent lors de la réalisation de simulations acoustiques. En effet, pour le cas présenté, l'efficacité de l'écran est surestimée lorsque les variations du profil météorologique sont négligées.

L'approche décrite ici permet donc de prendre en compte de façon très précise les variations des paramètres météorologiques. Appliqué sur une configuration simple, son principe est transposable à des topographies et des obstacles plus complexes.

3.5 Application de la GFPE à la propagation des infrasons dans l'atmosphère

Dès que les distances d'étude atteignent une centaine de mètres, le vent, la température, l'humidité, la turbulence, jouent un rôle important dans la propagation des ondes acoustiques. Il est donc indispensable de les prendre en compte pour effectuer les calculs acoustiques. Le plus souvent, la modélisation de ces effets dans les méthodes de prévision se résume à l'utilisation de

profils de célérité acoustique calculés à partir d'expressions analytiques ou logarithmiques. Dans le meilleur des cas, les profils sont déterminés à partir des données de températures et de pressions à l'aide des équations Eq.(4) et Eq.(6)

Les infrasons sont des ondes atmosphériques très basses fréquences. D'origines diverses (volcans, séismes, météorites, explosions), ils se propagent sur des distances très importantes. C'est le cas, par exemple, de l'onde de choc créée par une éruption volcanique qui peut être ressentie à plusieurs centaines de kilomètres de sa source. Les distances mises en jeu sont telles que deux phénomènes jusque là négligés doivent être pris en compte : les variations de la densité de l'air et l'absorption atmosphérique.

L'étude de leurs effets et le moyen de les modéliser dans la GFPE sont présentés dans cette partie. Celle-ci est ensuite complétée par la présentation d'une approche destinée à étudier les signatures temporelles des infrasons à l'aide de la GFPE. Les infrasons, tels que les ondes de chocs, ont souvent un comportement non-linéaire. Cependant, l'approximation d'ondes linéaires est utilisée dans cette étude afin de simplifier le problème.

3.5.1 Prise en compte de la densité de l'air

Liée à la pression atmosphérique, la densité de l'air évolue avec l'altitude. Ces effets, minimes lorsque les distances considérées ne dépassent pas une dizaine de kilomètres, jouent un rôle important dans la propagation des infrasons.

3.5.1.1 Principe

Dans un fluide de densité variable ρ , l'équation d'onde réduite pour la pression acoustique p est donnée par la relation :

$$\rho \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla p \right) + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 p = 0 \quad (116)$$

où c représente la vitesse du son variable. Les effets de la densité sont pris en compte en résolvant l'équation standard d'Helmholtz à l'aide d'une nouvelle variable $\tilde{p} = p/\sqrt{\rho}$, et d'un indice de réfraction $\tilde{n} = c_0/\tilde{c}$ dépendant de la masse volumique. L'équation Eq.(116) devient (Tappert [124]) :

$$\nabla \tilde{p} + k_0^2 \tilde{n}^2 \tilde{p} = 0 \quad (117)$$

avec

$$\tilde{n}^2 = \left(\frac{c_0}{c} \right)^2 + \frac{1}{2k_0^2} \left[\frac{1}{\rho} \nabla^2 \rho - \frac{3}{2} \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right)^2 \right] \quad (118)$$

L'approximation parabolique néglige les variations horizontales du milieu de propagation sur un pas de calcul, c'est à dire que l'indice de réfraction utilisé par la GFPE ne dépend que de la direction z . Il s'écrit :

$$\tilde{n}^2 = \left(\frac{c_0}{c} \right)^2 + \frac{1}{2k_0^2} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - \frac{3}{2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (119)$$

Puisque le nombre d'onde k est égal à ω/c , la densité de l'air est prise en compte dans la GFPE par l'intermédiaire d'un nouveau nombre d'onde \tilde{k} obtenu à partir de l'équation Eq.(119) :

$$\tilde{k}(z) = \sqrt{k(z)^2 + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - \frac{3}{2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^2 \right]} \quad (120)$$

En résumé, la prise en compte des variations de densité de l'air dans les calculs GFPE consiste à propager un starter $\tilde{\phi}$ obtenu après le changement de variable $\tilde{\phi} = \phi/\sqrt{\rho}$ en utilisant un nombre d'onde \tilde{k} défini à partir de l'équation Eq.(120). La pression acoustique totale reçue par le récepteur est déterminée en appliquant le changement de variable inverse ($\phi = \tilde{\phi} \times \sqrt{\rho}$) au champ $\tilde{\phi}$ obtenu en fin de calcul.

3.5.1.2 Illustration des effets des variations de densité de l'air

La propagation d'une onde de choc très basse fréquence est étudiée à l'aide de la GFPE. Pour se faire, une source de fréquence 2 Hz est placée sur un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$). La pression acoustique est estimée jusqu'à 450 km de la source. Le milieu de propagation est décrit à l'aide d'un profil de célérité du son complexe et de la densité de l'air (Figure 3-43).

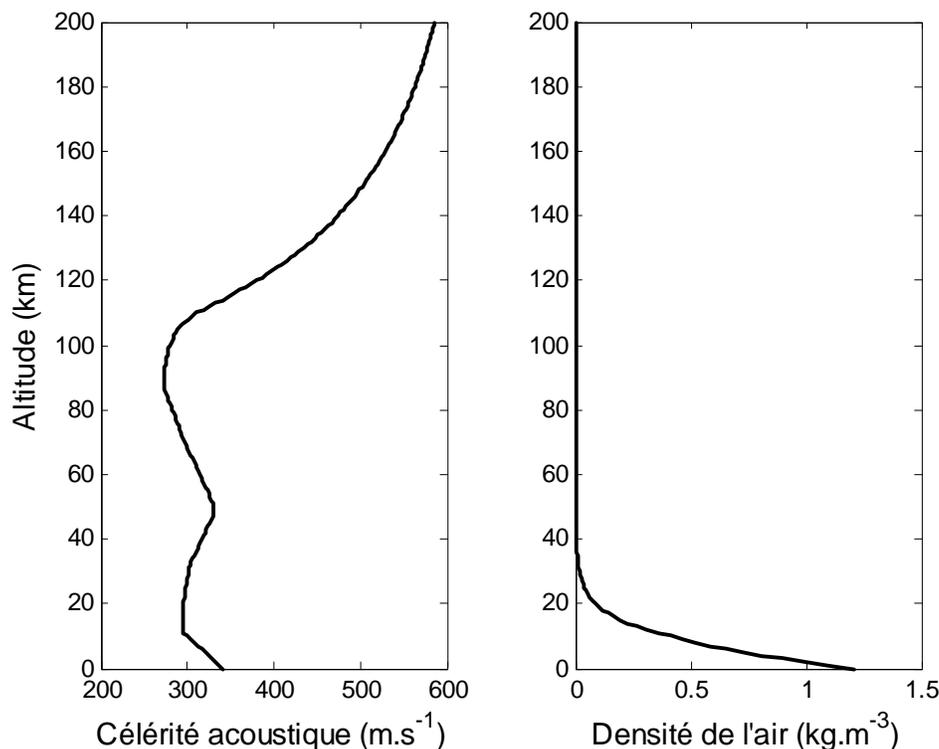


Figure 3-43: Variations de la célérité des ondes acoustiques et de la densité de l'air en fonction de l'altitude. (Données fournies par le CEA).

Deux cartes donnant les atténuations relatives au champ libre en fonction de la distance et de l'altitude sont présentées Figure 3-44. La première, où seule la célérité du son est prise en compte, représente la propagation de l'onde de choc à travers l'atmosphère. Elle met en évidence l'influence

du profil de célérité acoustique sur la propagation des ondes. Des guides d'onde, créés par les inversions du gradient du profil de célérité acoustique, favorisent la propagation des infrasons sur de très longues distances. Ces variations de profil donnent alors naissance à une zone d'ombre et à deux caustiques (Figure 3-44). En effet, le profil de célérité du son étant négatif dans les premiers kilomètres de l'atmosphère, celui-ci courbe les rayons sonores vers le haut (gradient de vitesse du son négatif) et favorise ainsi la "montée" de l'énergie acoustique. En haut de l'atmosphère, le phénomène s'inverse. Le gradient positif provoque la redescente de l'énergie acoustique vers le sol.

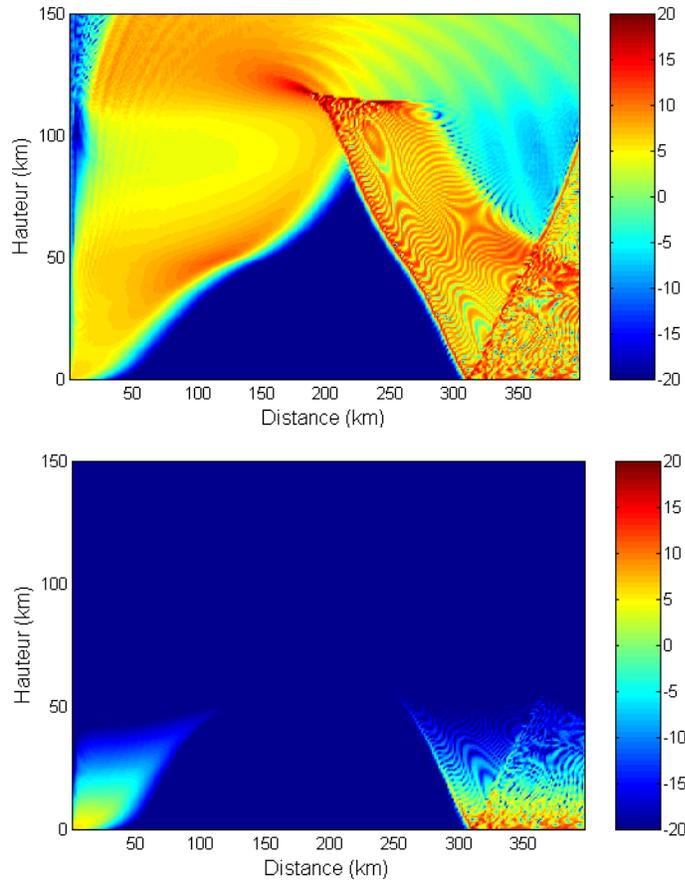


Figure 3-44: Atténuation relative au champ libre à 2 Hz pour une onde de choc propagée sans (en haut) puis avec (en bas) les variations de densité de l'atmosphère. La source est placée sur un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$). Le profil de célérité utilisé est présenté Figure 3-43.

La seconde carte représente la même simulation de propagation, mais avec cette fois-ci la prise en compte des variations de la densité de l'air. Proches du sol, les niveaux sonores sont peu influencés. En revanche, au-delà d'une vingtaine de kilomètres d'altitude, les zones où l'atténuation relative était supérieure à -10 dB, disparaissent. Seules deux zones ne sont pas influencées. La première, comme attendu, est située proche de la source. La seconde n'apparaît qu'à partir de 250 km de la source.

L'expression utilisée pour le calcul de l'atténuation relative ne représente que les variations de pression. Les phénomènes observés sont dus à la décroissance de la densité avec l'altitude qui provoque une atténuation de l'amplitude de l'onde acoustique. Cependant, l'intensité acoustique

I , définie par (Bruneau [22]) :

$$I = \frac{1}{2} \Re \{ \bar{p} \bar{v}^* \} \quad (121)$$

où \bar{p} représente la pression complexe instantanée et \bar{v}^* le conjugué de la vitesse particulaire complexe, n'est pas affectée par les variations de la densité. Ceci signifie que si l'amplitude de la pression \bar{p} diminue, alors l'amplitude de la vitesse \bar{v} des particules augmente.

3.5.2 Prise en compte de l'absorption atmosphérique pour la propagation des infrasons à grande distance

Tant que les distances de propagation ne dépassent pas quelques centaines de mètres, les effets de l'absorption atmosphérique sur la propagation des ondes sont faibles et peuvent donc être négligés. Lorsque les distances augmentent, les effets de l'absorption s'accroissent. Il devient important de les prendre en compte. Pour les fréquences du spectre audible, une bonne évaluation de l'atténuation due à l'absorption atmosphérique est obtenue à l'aide d'un coefficient de pondération déterminé par la Norme ISO 9613-1 [76] en fonction de la fréquence, de la température et de l'humidité. L'étude de la propagation des infrasons nécessitant la prise en compte des couches supérieures de l'atmosphère, une description plus complète des effets de l'absorption doit être entreprise.

3.5.2.1 Principe

Kneser et Knudsen (Delrieux [50]) proposent de caractériser l'absorption atmosphérique totale par une atténuation en amplitude de la pression acoustique par longueur d'onde. Celle-ci dépend de la température, de la vitesse du son et de la fréquence de relaxation liée à la concentration en vapeur d'eau du milieu. Sutherland [122] [123] définit un modèle plus complet où l'atténuation atmosphérique α se décompose en trois formes principales de pertes : les pertes énergétiques dites classiques, les pertes énergétiques par relaxation et les pertes par diffusion. Ces pertes donnent lieu à quatre atténuations distinctes variables selon de nombreux paramètres tels que la viscosité, la température, les phénomènes créés par la présence des différentes molécules des composants de l'atmosphère, la pression, l'altitude. L'atténuation globale s'écrit alors :

$$\alpha = \alpha_{cl} + \alpha_{diff} + \alpha_{vib} + \alpha_{rot} \quad (122)$$

L'atténuation classique α_{cl} est associée au transfert de l'énergie cinétique de l'onde acoustique aux molécules de l'air sous forme de chaleur ou d'énergie cinétique de translation. Elle est, pour les premières couches de l'atmosphère, de l'ordre de $0,16 \text{ dB.km}^{-1}$ à 1 Hz et de 16 dB.km^{-1} à 10 kHz (Delany [48]). L'atténuation par relaxation rotationnelle α_{rot} et l'atténuation par relaxation vibratoire α_{vib} sont créées par la conversion d'une partie de l'énergie cinétique de l'onde en énergie interne ou de translation des molécules. Cette forme d'atténuation est très importante pour les longues distances et les hautes fréquences. Elle est de l'ordre de 5 dB.km^{-1} à 1 kHz mais atteint 100 dB.km^{-1} à 10 kHz (Delany [48]). L'atténuation par diffusion α_{diff} est

générée par les pertes par diffusion massique et thermique. Relativement petite, il est raisonnable d'admettre qu'elle ne représente que 0,3 % de l'atténuation classique α_{cl} .

La composition de l'atmosphère n'étant pas constante, l'importance des différentes absorptions varie en fonction de l'altitude. Ainsi, les pertes par relaxation vibratoire sont prépondérantes proche du sol alors que l'atténuation classique et la relaxation rotationnelle prédominent aux altitudes plus élevées.

Afin de prendre l'absorption atmosphérique en compte dans la GFPE, un terme englobant les effets de l'atténuation en fonction des propriétés de l'atmosphère est additionné au nombre d'onde k (Jensen [78]), porteur des informations météorologiques au sein de la GFPE :

$$k(z) = \frac{\omega}{c(z)} + j\alpha(z) \quad \alpha > 0 \quad (123)$$

où $\alpha(z)$ ($neper.m^{-1}$) est le coefficient d'atténuation obtenu à partir de l'équation Eq.(122), $\omega = 2\pi f$ avec f la fréquence et $c(z)$ la célérité effective des ondes acoustiques.

3.5.2.2 Illustration des effets de l'absorption atmosphérique

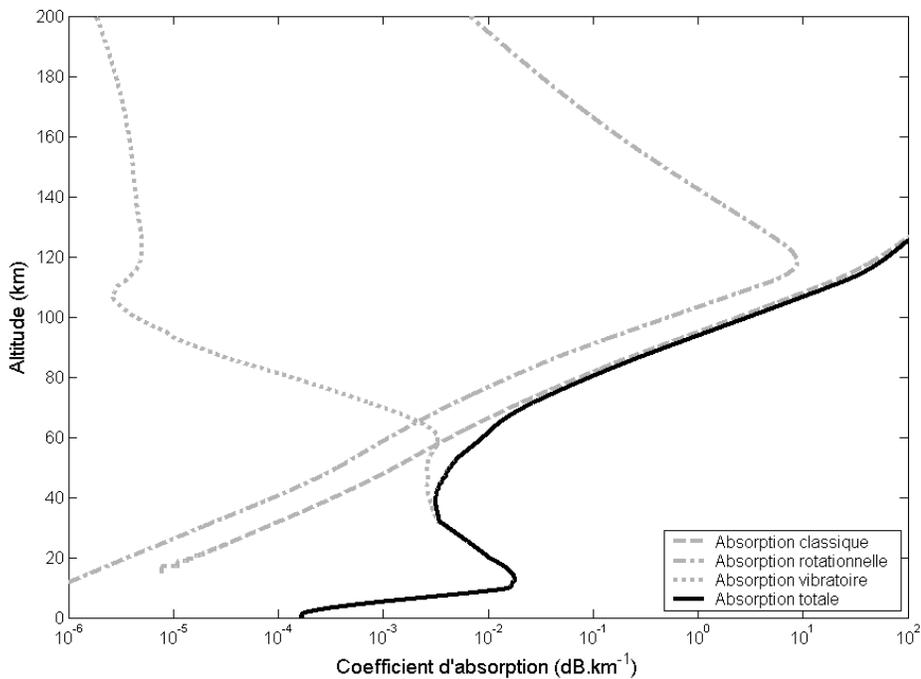


Figure 3-45: Evolution du coefficient des différentes absorptions atmosphériques en fonction de l'altitude pour une fréquence de 2 Hz.

Les résultats présentés Figure 3-45 illustrent l'évolution des différents types d'absorption atmosphérique en fonction de l'altitude. Les calculs ont été effectués à la fréquence 2 Hz en utilisant le modèle de Sutherland [122] [123]. Le coefficient d'absorption sur 1 km est obtenu par la relation (Jensen [78]) :

$$\alpha_i^{1000} = \alpha_i \times 1000 \times 20 \log(e) \quad (124)$$

où l'indice i représente les différents phénomènes d'absorption (Eq.(122)). Dans les soixante premiers kilomètres d'altitude, l'absorption atmosphérique totale est faible. Due principalement à l'absorption vibratoire, elle est de l'ordre de 1.10^{-2} dB par kilomètre. Elle augmente ensuite assez rapidement pour atteindre le 100 dB.km^{-1} d'atténuation au-delà de 120 km d'altitude.

Les deux cartes présentées Figure 3-46 illustrent l'effet de l'absorption atmosphérique. L'atténuation relative au champ libre en fonction de la distance et de l'altitude est représentée avec et sans les effets de l'absorption atmosphérique, pour une source monofréquentielle de 2 Hz placée sur un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$).

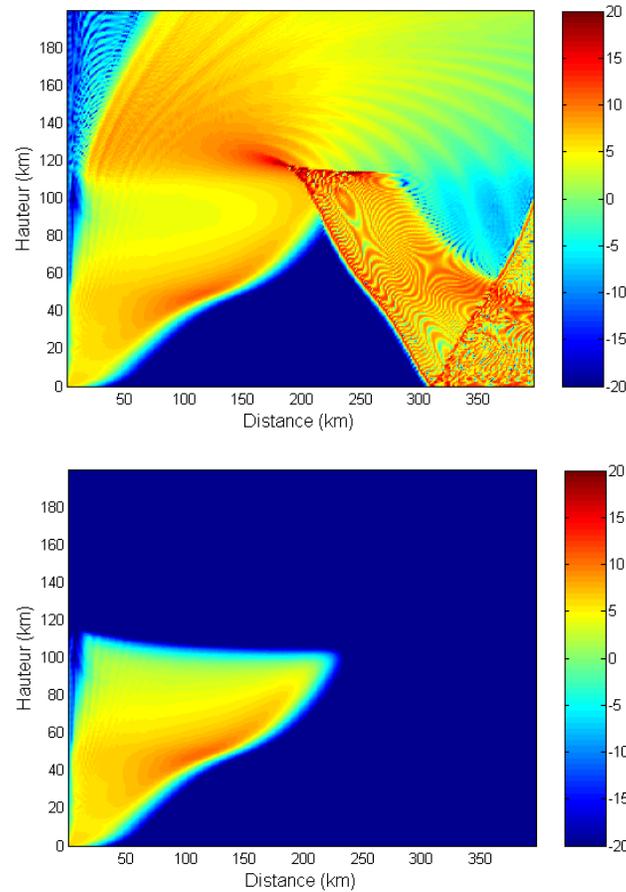


Figure 3-46: Atténuation relative au champ libre à 2 Hz pour une onde de choc propagée sans (en haut) et avec (en bas) la prise en compte de l'absorption atmosphérique. La source est placée sur un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$). Le profil de célérité utilisé est présenté Figure 3-43.

A cette fréquence, les effets de l'absorption atmosphérique se manifestent au-delà de 120 km d'altitude par un accroissement de l'atténuation relative au champ libre. L'énergie acoustique, présente dans le cas où l'absorption est négligée, est dissipée par les couches supérieures de l'atmosphère. Dès lors, très peu d'énergie redescend vers le sol.

3.5.3 La GFPE-Temporelle

L'équation parabolique permet d'obtenir les niveaux de pression en fonction de la fréquence, ou de la distance, pour une position de source et de récepteur donnée. L'objectif de cette partie est de proposer une méthode permettant d'évaluer temporellement la quantité de signal reçue par le récepteur.

3.5.3.1 Principe de la GFPE-Temporelle

Lorsqu'un signal temporel $e_1(t)$, émis par une source, est propagé dans l'air, le signal $s_1(t)$ reçu par le récepteur s'exprime à l'aide du produit de convolution :

$$s_1(t) = e_1(t) \otimes h_1(t) \quad (125)$$

où la fonction de transfert $h_1(t)$ caractérise le milieu de propagation. Dans le domaine fréquentiel, l'équation Eq.(125) devient :

$$S_1(f) = E_1(f) \times H_1(f) \quad (126)$$

avec $S_1(f)$, $E_1(f)$ et $H_1(f)$, les transformées de Fourier respectives de $s_1(t)$, $e_1(t)$ et $h_1(t)$. En utilisant une transformée de Fourier inverse, le signal $s_1(t)$ peut être obtenu par la relation :

$$s_1(t) = TF^{-1} [E_1(f) \times H_1(f)] \quad (127)$$

où TF^{-1} représente la transformée de Fourier inverse.

Cette relation est intéressante puisqu'elle permet d'obtenir la réponse temporelle au niveau du récepteur à partir du signal fréquentiel émis par la source. En d'autres termes, un calcul fréquentiel peut être effectué à l'aide de la GFPE pour chaque fréquence f du spectre de la source discrétisée. La transformée de Fourier inverse du résultat obtenu donne alors la réponse temporelle au niveau du récepteur.

3.5.3.2 Application de la GFPE-Temporelle au cas d'un milieu homogène

La GFPE-Temporelle est appliquée à la propagation d'une onde centrée sur 2 Hz émise par une source de hauteur $h_s = 2000\text{ m}$ et reçue par un récepteur situé à 1500 m au-dessus d'un sol parfaitement rigide ($\sigma = \infty$) et à une distance de 10000 m de la source. (Figure 3-47). La forme

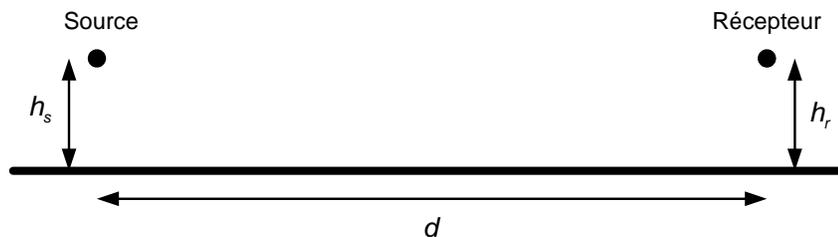


Figure 3-47: Géométrie de la configuration étudiée à l'aide de la GFPE-temporelle. $h_s = 2000\text{ m}$, $h_r = 1500\text{ m}$, $d = 10000\text{ m}$.

de l'onde est donnée par la relation :

$$s_1(t) = \frac{1}{2} \sin(2\pi f_m t) \left(1 - \cos\left(2\pi f_m \frac{t}{2}\right) \right) \quad \text{pour } t \leq \frac{f_m}{2} \quad (128)$$

où f_m représente la fréquence centrale de l'onde.

La fréquence et les distances ont été choisies afin de créer un décalage de trajet important entre l'onde directe et l'onde réfléchi par le sol afin de permettre une bonne visualisation des phénomènes mis en jeu. Les résultats de la GFPE-Temporelle sont comparés à une solution analytique obtenue à l'aide de la fonction de Green en trois dimensions. Pour une fréquence f , la pression acoustique en tout point du domaine dans un milieu homogène semi-infini est donnée par la relation :

$$p(r, z) = P_0 \left(\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} \right) \quad (129)$$

où $R_1 = \sqrt{(h_r - h_s)^2 + d^2}$ et $R_2 = \sqrt{(h_r + h_s)^2 + d^2}$ représentent le trajet direct et le trajet réfléchi et k le nombre d'onde acoustique. La fonction de transfert du milieu de propagation s'écrit alors :

$$H_1(f) = \sum_f \frac{1}{R_1} e^{-j\frac{2\pi f}{c} R_1} + \frac{1}{R_2} e^{-j\frac{2\pi f}{c} R_2} \quad (130)$$

Les courbes de la Figure 3-48 montrent que l'onde directe et l'onde réfléchi sont estimées correctement pour les deux méthodes. Les amplitudes et les temps d'arrivée des différents signaux sont parfaitement identiques. Les deux fronts d'ondes arrivent au récepteur avec un décalage de 2,7 s qui correspond à la différence de distance entre le chemin parcouru par l'onde directe et par l'onde réfléchi par le sol.

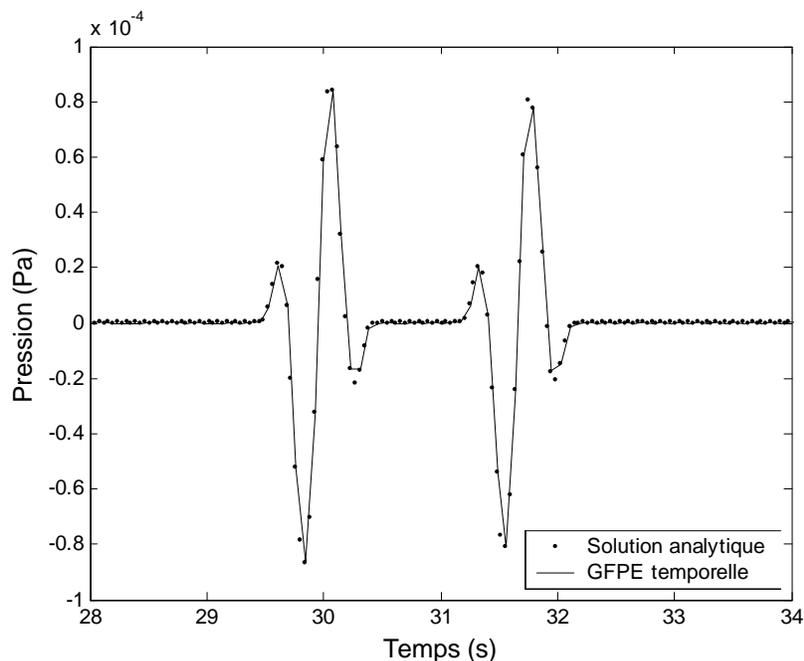


Figure 3-48: Pression acoustique en fonction du temps en milieu homogène pour la configuration décrite Figure 3-47. $f_m = 2 \text{ Hz}$.

3.5.3.3 Application de la GFPE-Temporelle au cas d'un milieu inhomogène

La GFPE-Temporelle est maintenant utilisée pour l'étude de la propagation d'ondes de choc à travers l'atmosphère. Une source est placée sur un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$). Elle génère pendant une dizaine de secondes, une impulsion de $1 Pa$ centrée sur une fréquence de $0,1 Hz$, obtenue à l'aide de l'équation Eq.(128) (Figure 3-49). La pression acoustique est

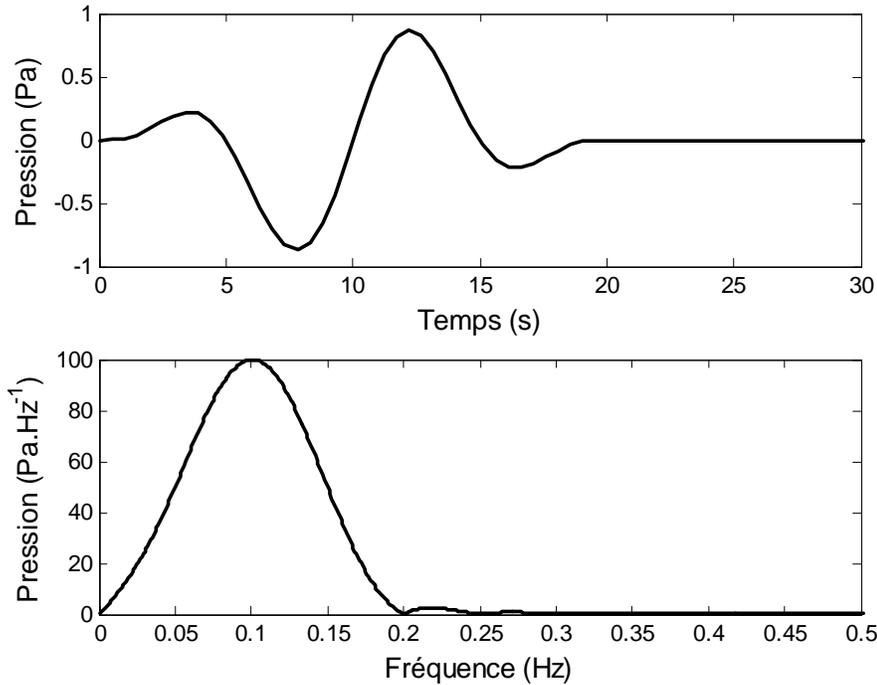


Figure 3-49: Forme temporelle et spectre fréquentiel du signal d'excitation centrée sur $0,1 Hz$.

calculée à l'aide de la GFPE-Temporelle pour différents récepteurs situés à $450 km$ de la source et à $2, 10, 20, 30, 40$ et $50 km$ d'altitude (Figure 3-50) et comparée aux résultats obtenus par les équations d'Euler. Le profil vertical de célérité du son utilisé est identique à celui décrit Figure 3-41, il est supposé constant horizontalement.

Pour cette configuration très longue distance, la GFPE-Temporelle donne des formes d'ondes très similaires aux résultats donnés par les équations d'Euler. Les amplitudes, les durées ainsi que les temps d'arrivée sont très proches. En raison de la complexité du profil de célérité acoustique, l'atmosphère équivaut à une superposition de trois guides d'ondes, dont les gradients de vitesse de propagation des ondes acoustiques diffèrent. C'est pourquoi les récepteurs reçoivent l'arrivée de trois fronts d'ondes, le temps séparant les différents fronts d'onde augmentant avec l'altitude du récepteur.

De légers décalages des temps d'arrivée apparaissent entre les équations d'Euler et la GFPE-Temporelle. Ils sont causés par la limitation angulaire de l'approximation parabolique qui diminue les effets de la propagation aux très hautes altitudes. L'erreur serait probablement réduite par l'utilisation d'une équation parabolique très grand angle. Elle ne dépasse cependant pas les 2% d'erreur ce qui reste très acceptable.

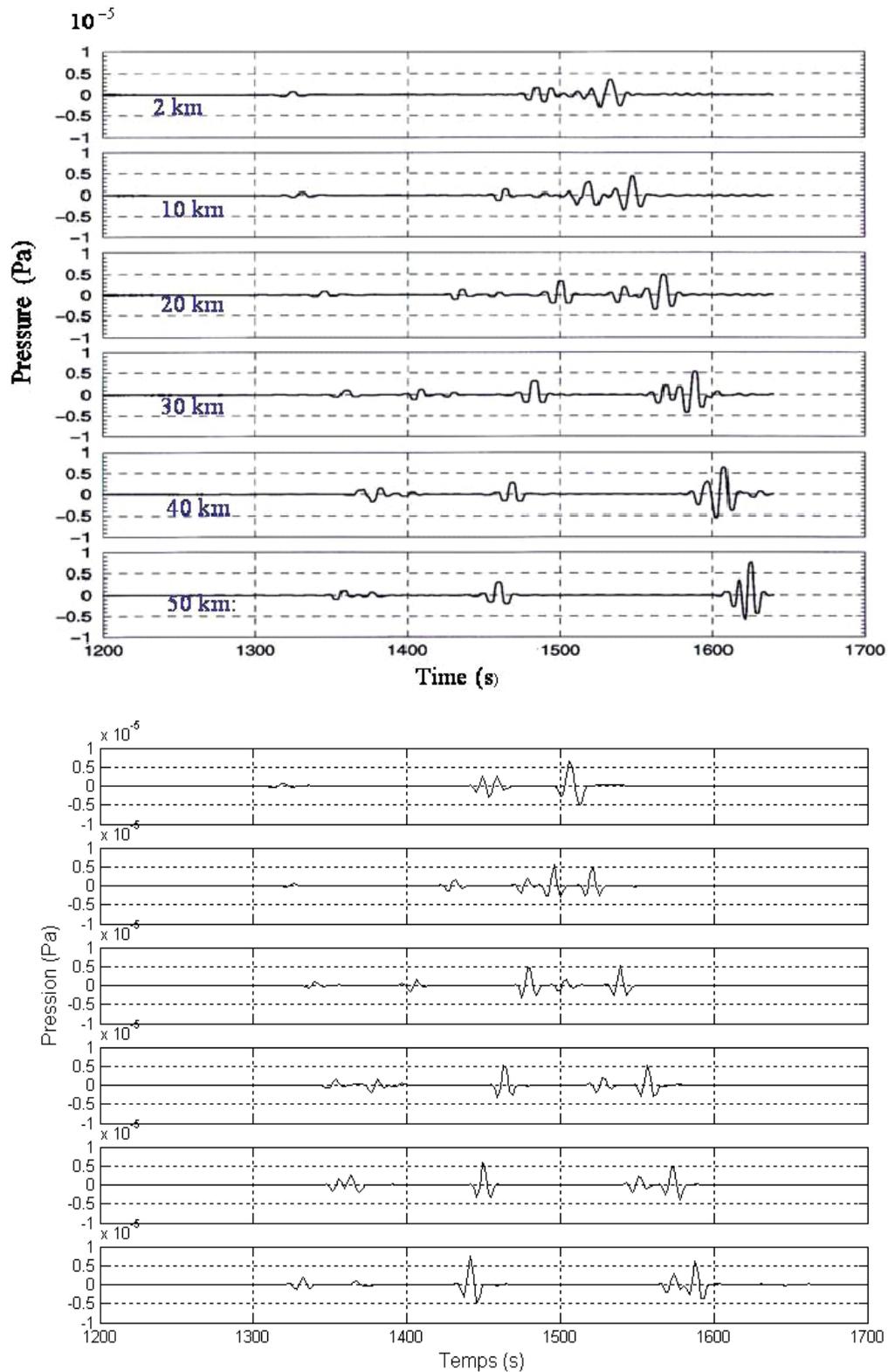


Figure 3-50: Pressions acoustiques en fonction du temps, obtenues à l'aide des équations d'Euler (en haut) [97] et de de la GFPE-Temporelle (en bas) en présence d'effets météorologiques. Une série de récepteurs, situés à 2, 10, 20, 30, 40 et 50 km au dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$), est placée à 450 km d'une source posée sur le sol.

3.5.3.4 Conclusion

La GFPE-Temporelle est présentée ici. Les résultats obtenus pour de très longues distances de propagation et pour des conditions météorologiques complexes ont été validés à l'aide d'une comparaison avec la méthode des équations d'Euler. Les solutions données par les deux modèles concordent. La GFPE-Temporelle permet d'étudier l'évolution temporelle de l'onde acoustique lorsqu'elle est propagée dans un milieu complexe. Cette démarche, illustrée par l'étude de la propagation des infrasons dans l'atmosphère peut être transposée au spectre du bruit routier. Elle permettrait, dans le cadre des études d'impact sonore des infrastructures ferroviaires et des tramways, de déterminer les signatures du passage de rames. Elle pourrait aussi être utilisée pour calculer les signatures temporelles en site extérieur complexe de certains véhicules particuliers, tels que les deux roues à moteur. Il est également envisageable d'utiliser les données temporelles obtenues à l'issue d'un calcul pour effectuer une écoute binaurale du bruit reçu au niveau du récepteur.

3.6 Conclusion du chapitre

La GFPE, qui a été validée sur une série de cas simples dans le chapitre précédent, a été enrichie afin de pouvoir traiter un plus grand nombre de configurations correspondant à des situations réelles. Plusieurs approches ont été présentées ici. Elles concernent notamment la prise en compte des topographies complexes, des obstacles ainsi que l'effet du relief sur les profils de vent. Un travail a également été mené sur la propagation des infrasons à grande distance avec prise en compte de l'absorption atmosphérique et de la variation de la densité de l'air.

Les différentes méthodes ont été validées en milieu homogène et en présence d'effets météorologiques à l'aide de comparaisons avec la méthode des éléments de frontière (BEM). Les résultats obtenus sont encourageants. Il reste à les confronter avec des données expérimentales.

Chapitre 4

Validation expérimentale

De nouvelles approches, présentées dans le chapitre précédent, ont été développées dans le but d'étendre l'utilisation de la GFPE à des situations complexes de propagation acoustique extérieure. Elles ont toutes été programmées au sein d'un code de calcul unique appelé ATMOS (Advanced Theoretical Model for Outdoor Sound propagation). Afin de confronter ce code à des situations réelles, plusieurs campagnes de mesures sur maquettes ont été entreprises. Les résultats expérimentaux sont utilisés, d'une part, pour valider les méthodes de propagation en milieu complexe développées dans le chapitre précédent et, d'autre part, pour mettre en évidence dans des configurations types, les effets couplés de la topographie, de l'impédance du sol et des conditions météorologiques sur la propagation des ondes acoustiques.

Dans l'optique de valider les développements théoriques présentés au chapitre 3, deux campagnes de mesure ont été effectuées sur maquettes. Le choix des modèles réduits permet ainsi un meilleur contrôle des différents paramètres mis en jeu.

La première campagne a été effectuée au centre des maquettes du CSTB de Grenoble. Les mesures ont été réalisées en milieu homogène. Des mesures au-dessus d'une surface courbée ont permis de reproduire les effets d'un gradient constant de célérité réfractant vers le bas. La seconde campagne a été entreprise dans la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes. Des mesures acoustiques et aérodynamiques ont pu être réalisées pour plusieurs configurations en présence de vent.

4.1 Mesures sur sol courbé

Une campagne sur modèles réduits a été effectuée au centre des maquettes du CSTB Grenoble. Les mesures acoustiques en laboratoire diminuent les contraintes liées au milieu inhomogène et en mouvement rencontrées en extérieur. Il est alors plus facile de contrôler un maximum de paramètres, ce qui est en adéquation avec l'objectif de ce chapitre : la validation des développements théoriques présentés au chapitre 3.

L'exécution des mesures au-dessus d'une surface courbe a permis d'introduire des effets d'un gradient constant de célérité du son. Même si ces mesures ne sont pas totalement représentatives d'une propagation extérieure réelle, elles ont l'avantage d'être reproductibles et sans variations temporelles. Elles permettent également de mettre en évidence les effets des conditions météorologiques sur la propagation des ondes acoustiques.

4.1.1 Description du centre des maquettes du CSTB de Grenoble

Les mesures sont effectuées à échelle réduite. La maquette employée permet de travailler à l'échelle 1 : 20^e. Pour ce faire, toutes les dimensions réelles (distances, tailles des obstacles, hauteurs de la source et du récepteur) sont divisées par 20. Le principe de similitude est également appliqué aux fréquences utilisées pour les mesures qui doivent être 20 fois supérieures aux fréquences employées en taille réelle. De même, les matériaux utilisés sur les modèles réduits et en tailles réelles doivent posséder des propriétés absorbantes équivalentes dans leur échelle respective (c'est à dire que l'impédance est identique). Dans ce sens, une feutrine d'épaisseur $e_f = 1,7 \text{ mm}$ et de résistivité $\sigma_f = 3600 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley) est utilisée pour modéliser un sol herbeux ($\sigma_h = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) alors que du polystyrène choc est employé pour reproduire les surfaces rigides ($\sigma \approx \infty$). Les paramètres de ces matériaux ont été déterminés expérimentalement pour plusieurs angles d'incidences à l'aide de comparaisons entre une série de mesures expérimentales et de calculs BEM (Defrance [46]).



Figure 4-1: Vue du sol plan et des deux sols courbes (convexe et concave) du centre des maquettes du CSTB de Grenoble. Les résultats présentés dans ce chapitre correspondent à des mesures effectuées sur le sol plan et sur la première surface courbe (concave).

Les mesures sont exécutées sur deux types de surface. La première, plane, permet l'étude de la propagation en milieu homogène. La seconde, concave, sert à simuler la propagation des ondes acoustiques en présence d'effets météorologiques avec gradient positif de vitesse du son. (Figure 4-1). Il existe en effet une analogie entre une situation de propagation en présence d'un gradient constant de vitesse du son au-dessus d'un sol plan, et une situation de propagation en milieu homogène au-dessus d'une surface cylindrique (Almgren [5]). Le rayon de courbure équivalent de la surface utilisée pour reproduire un gradient constant, est donné par :

$$R_c = \frac{1}{a} \quad (131)$$

où a représente l'indice de réfraction du profil de célérité du son linéaire :

$$c(z) = c_0 (1 + az) \quad (132)$$

avec c_0 la célérité du son de référence.

Berry [12] présente cette approche pour reproduire expérimentalement les phénomènes de zone d'ombre. Il effectue ses mesures sur un sol convexe, c'est à dire sur la surface extérieure d'un cylindre. Gabillet [61] l'utilise pour reproduire un gradient de célérité positif ($a > 0$). Il réalise ses mesures sur la surface intérieure du cylindre.

Dans les cas étudiés, l'indice de réfraction a utilisé est égal à $4,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Il représente un gradient réfractant vers le bas équivalant à l'utilisation d'une surface concave. Volontairement important, il est choisi de manière à amplifier les effets météorologiques.

4.1.2 Principe des mesures acoustiques

Les mesures acoustiques sont réalisées entre 1000 Hz et 20 kHz . L'échelle des maquettes étant de $1 : 20^\circ$, elle reproduit une mesure effectuée entre 50 Hz et 1000 Hz à l'échelle normale. La méthode du sinus glissant est utilisée pour effectuer les mesures. Un sinus, dont la fréquence augmente logarithmiquement des basses vers les hautes fréquences est généré à l'aide d'un tweeter AUDAX *TW010F1* (Figure 4-2). La réponse est enregistrée par un microphone B&K 1/2 pouce 4133 possédant une fréquence de coupure supérieure à 20 kHz . La fonction de transfert du milieu de propagation est finalement déduite par calculs à partir du signal d'excitation et du signal enregistré par le microphone.

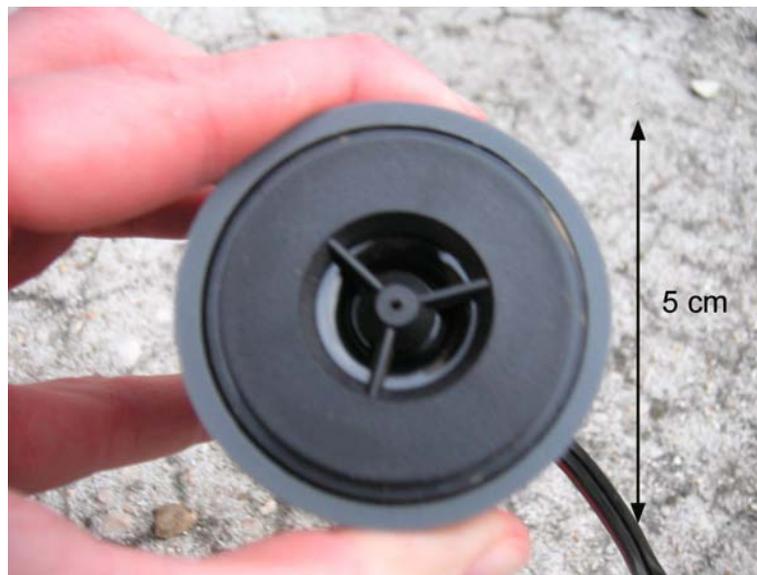


Figure 4-2: Vue du tweeter utilisé lors des mesures acoustiques sur modèles réduits.

La technique du sinus glissant logarithmique a été préférée à la MLS, à l'impulsion et au sinus glissant classique, en raison de ses nombreux avantages (Farina [56], Müller [93], Stan [120]). Cette méthode présente en effet une très bonne immunité aux distorsions, tout en étant rapide et peu coûteuse en temps de calculs. Les mesures expérimentales étant effectuées en laboratoire fermé, les réflexions sur les murs et le plafond viennent perturber les mesures acoustiques. Tant que les trajets de ces réflexions sont supérieurs aux distances des trajets mis en jeu dans la configuration à étudier, celles-ci sont supprimées à l'aide d'un filtrage temporel adapté de la

réponse impulsionnelle. La réponse en fréquence du système est ensuite calculée à l'aide de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle préalablement filtrée.

4.1.3 Comparaisons entre mesures et calculs ATMOS

Trois configurations sont étudiées expérimentalement à l'aide des différentes surfaces du centre des maquettes du CSTB Grenoble. Le relief, mais également la position de la source et des récepteurs, sont choisis afin d'être représentatifs de cas rencontrés proches des infrastructures routières. Les niveaux mesurés sur maquettes sont comparés aux résultats de simulations effectuées en taille réelle à l'aide du logiciel ATMOS.

Les données sont exprimées ici en taille réelle. Elles doivent donc être divisées par le facteur d'échelle ($1 : 20^e$) pour retrouver les dimensions utilisées lors des simulations sur maquettes.

4.1.3.1 Cas d'une autoroute bordée de deux écrans acoustiques

Le premier cas étudié représente une autoroute de 14 m (2×2 voies) encadrée par deux écrans acoustiques droits (Figure 4-3). La source, symbolisant la circulation routière, est placée au centre de la chaussée (sol parfaitement réfléchissant : $\sigma_1 = \infty$). La source est positionnée le plus proche possible du sol. Le diamètre du tweeter impose que sa hauteur soit de $0,5\text{ m}$ au-dessus du sol. Deux écrans acoustiques rigides ($\sigma_e = \infty$) de 3 m de haut sont positionnés de part et d'autre de la route. Les niveaux acoustiques sont alors mesurés pour deux récepteurs situés à 82 m de la source au-dessus d'un sol herbeux ($\sigma_2 = 180\text{ kPa.s.m}^{-2}$ modèle de Delany et Bazley). La hauteur du premier ($h_{r1} = 1,5\text{ m}$) représente la hauteur moyenne de l'oreille humaine. Le second est placé afin de respecter la hauteur préconisée par la Directive Européenne relative à l'évaluation et à la gestion du bruit dans l'environnement [55] ($h_{r2} = 4\text{ m}$).

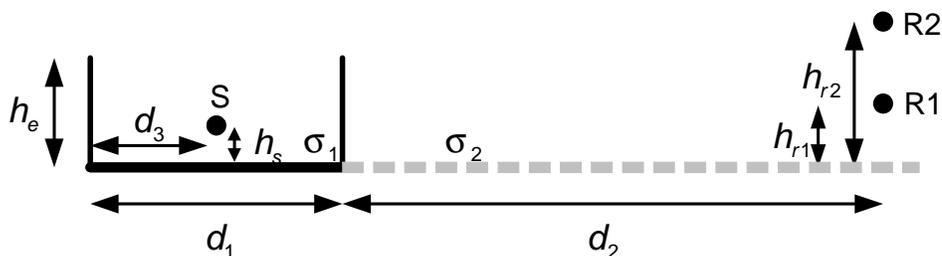


Figure 4-3: Géométrie de la route encadrée par deux écrans acoustiques parallèles. $h_s = 0,5\text{ m}$, $h_{r1} = 1,5\text{ m}$, $h_{r2} = 4\text{ m}$, $h_e = 3\text{ m}$, $d_1 = 14\text{ m}$, $d_2 = 75\text{ m}$, $d_3 = 7\text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_e = \infty$, $\sigma_2 = 180\text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany et Bazley).

Le calcul est effectué jusqu'à l'ordre 6 en appliquant le principe de la GFPE-Kirchhoff (section 3.1) étendu au cas de deux écrans droits parallèles.

Les atténuations relatives au champ libre mesurées pour chacun des microphones sont présentées Figure 4-6 en milieu homogène (mesures sur sol plan (Figure 4-4)) et Figure 4-7 en présence du profil de célérité linéaire du son (mesures sur la surface concave) défini par l'équation Eq.(132). Pour les deux conditions météorologiques testées, les résultats mesurés sont en bon accord avec les valeurs d'atténuations relatives au champ libre calculées avec ATMOS.

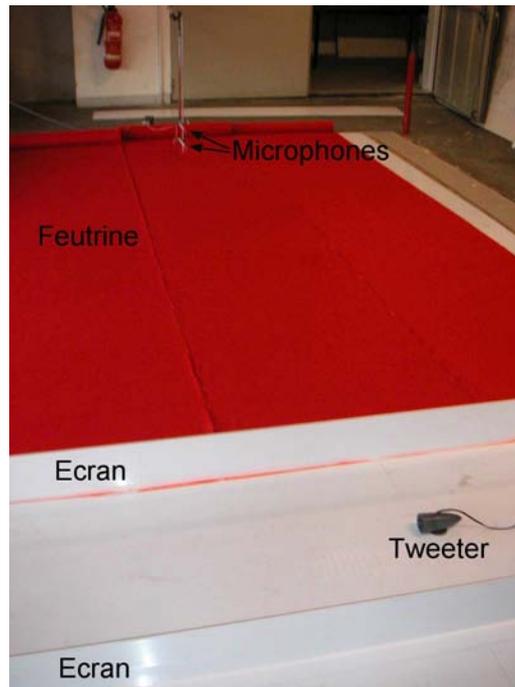


Figure 4-4: Vue de la surface plane (cas homogène) lors de l'étude des deux écrans droits parallèles. La feutrine (en rouge) représente un sol absorbant.

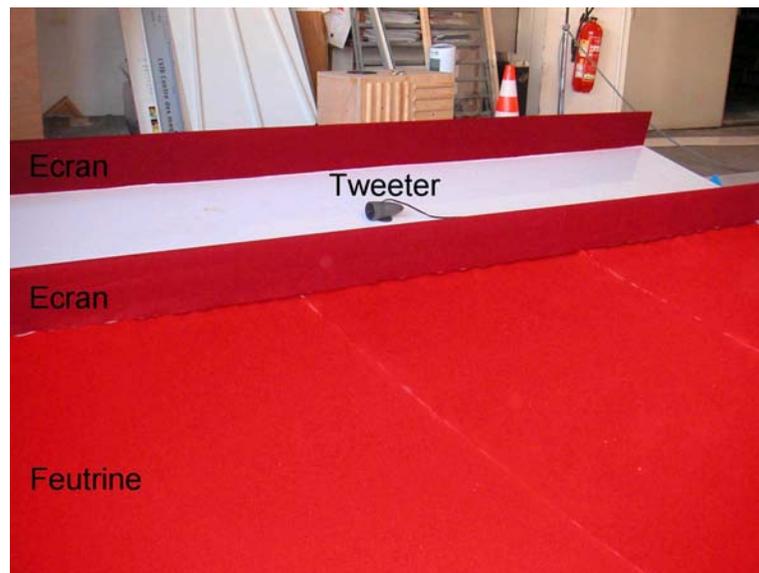


Figure 4-5: Vue de la surface concave (cas inhomogène) lors de l'étude de deux écrans droits absorbants. La feutrine (en rouge) représente le matériau absorbant.

Les Figure 4-6 et Figure 4-7 montrent un nombre important d'interférences qui apparaissent périodiquement tous les 24 Hz (en milieu homogène). Celles-ci sont créées par la présence des deux écrans parallèles, la fréquence de 24 Hz séparant les interférences étant liée à la distance entre les deux écrans ($c_0/d_1 = 24 \text{ Hz}$).

Pour le récepteur le plus haut, l'atténuation relative au champ libre globale, calculée pour un spectre de bruit routier à l'émission, est d'environ $9,7 \text{ dB (A)}$ pour des conditions atmosphériques

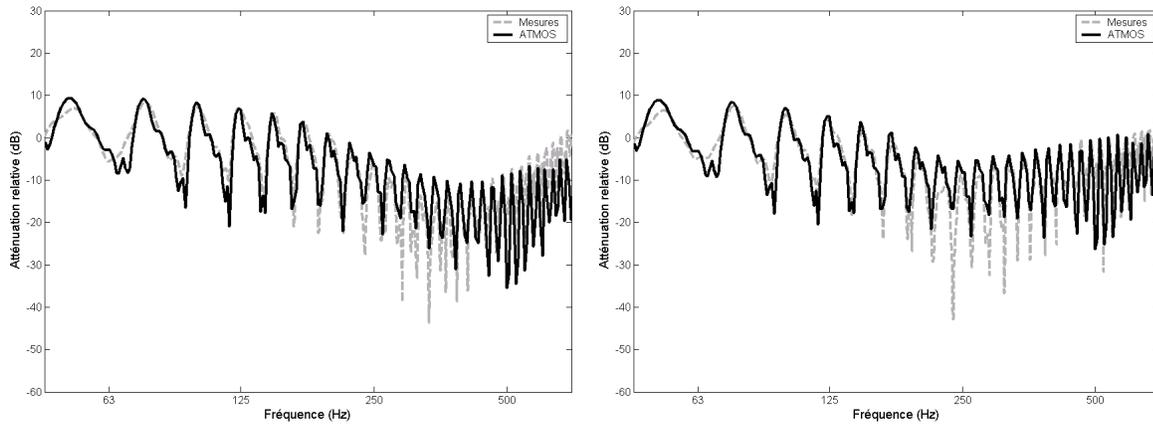


Figure 4-6: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en milieu homogène reçue par deux récepteurs situés à 82 m d'une source encadrée par deux écrans droits (Figure 4-3). Les récepteurs sont positionnés à 1,5 m (à gauche) et 4 m (à droite) au-dessus du sol.

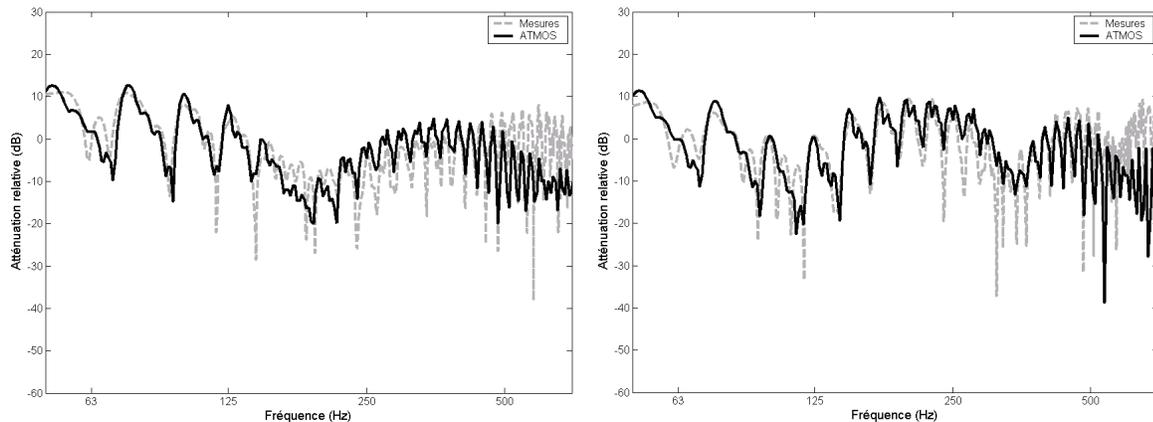


Figure 4-7: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence d'effets météorologiques reçue par deux récepteurs situés à 82 m d'une source encadrée par deux écrans droits (Figure 4-3). Les récepteurs sont positionnés à 1,5 m (à gauche) et 4 m (à droite) au-dessus du sol. $c(z) = c_0(1 + az)$ où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

homogènes. Il n'est plus que de 0,3 dB (A) lorsque le milieu de propagation est réfractant vers le bas. Même si le fort gradient utilisé amplifie le phénomène, il est intéressant de constater que l'écran devient pratiquement inefficace en condition de propagation favorable. Cet exemple illustre parfaitement l'intérêt de prendre en compte les effets météorologiques dans l'évaluation de protections anti-bruit.

4.1.3.2 Cas d'une route en remblai.

On s'intéressera ici à la propagation des ondes acoustiques issues d'une route en remblai en présence d'effets météorologiques (Figure 4-8). Le bruit dû à la circulation routière est modélisé à l'aide d'une source omnidirectionnelle. Celle-ci est située à 0,5 m au-dessus du sol et à 7 m de l'extrémité supérieure d'un remblai mesurant 6 m de long pour 4 m de hauteur. Deux récepteurs,

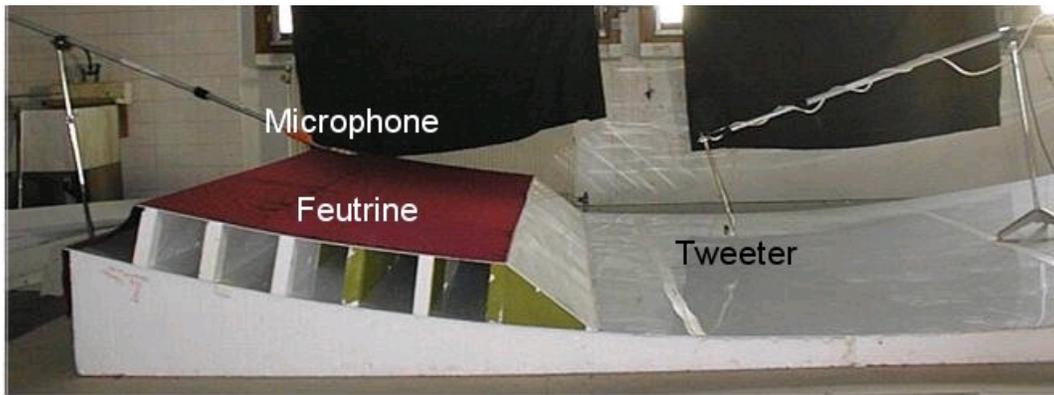


Figure 4-8: Vue de la surface concave (cas inhomogène) lors de l'étude du remblai. La feutrine (rouge) représente le matériau absorbant.

dont les hauteurs correspondent à la hauteur moyenne de l'oreille humaine et à la hauteur conseillée par la Directive Européenne relative à l'évaluation et à la gestion du bruit dans l'environnement [55], sont placés à 1,5 m et 4 m au-dessus du sol (Figure 4-9).

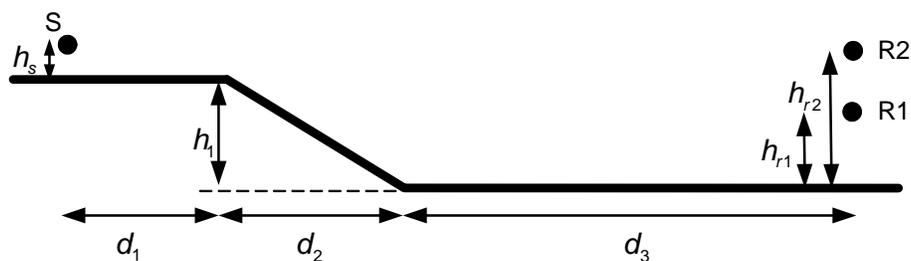


Figure 4-9: Géométrie de la route en remblai étudiée sur sol courbé. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_{r1} = 1,5 \text{ m}$, $h_{r2} = 4 \text{ m}$, $h_1 = 4 \text{ m}$, $d_1 = 7 \text{ m}$, $d_2 = 6 \text{ m}$, $d_3 = 58,4 \text{ m}$, le sol est rigide ($\sigma = \infty$).

Le principe de la GFPE-Topo (section 3.2) est utilisé pour effectuer les calculs numériques à l'aide d'ATMOS. La configuration est donc décomposée en trois domaines successifs correspondant aux changements de pente du terrain. Les effets météorologiques sont introduits dans le calcul par le biais du profil linéaire de célérité du son présenté équation Eq.(132).

La Figure 4-10 représente l'atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence. Les simulations d'ATMOS sont en accord avec les niveaux mesurés sur maquettes. Les courbes concordent de manière satisfaisante. Les amplitudes et la position des interférences sont respectées pour les deux hauteurs de sources. Comme attendu, l'atténuation relative au champ libre est, en terme général, plus faible pour le récepteur le plus bas. En effet, ce dernier a été placé de telle sorte qu'il lui est impossible de voir directement la source. En d'autres termes, le champ acoustique reçu est dû à la diffraction par le bord supérieur du remblai. Le décalage de niveau, constaté aux basses fréquences pour le récepteur situé à 4 m, est causé par la troncature du champ acoustique lors du calcul des starters intermédiaires (section 3.2). Il peut être donc être réduit en augmentant la hauteur et le nombre de points de calculs GFPE à effectuer sur les frontières entre les différents domaines.

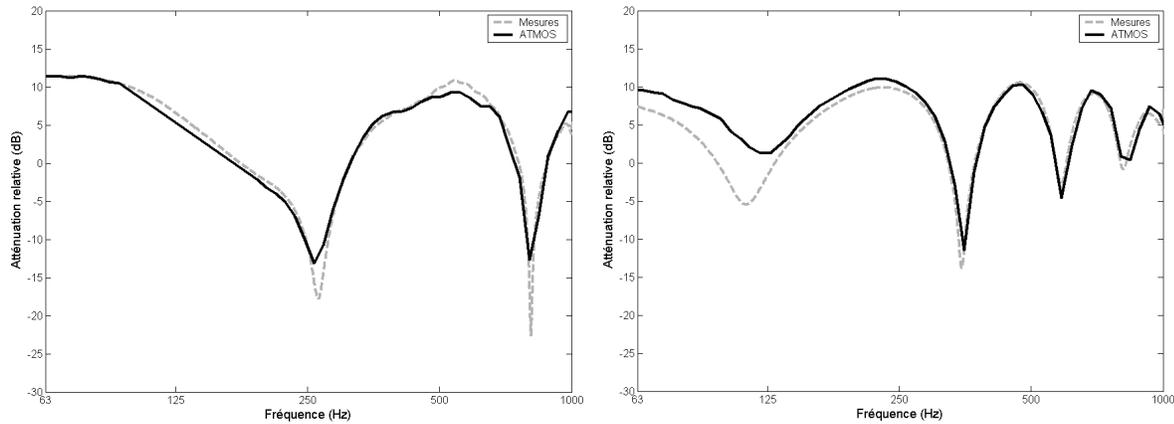


Figure 4-10: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence en présence d'effets météorologiques pour deux récepteurs situés en contre-bas d'un remblai (Figure 4-9). Les récepteurs sont placés à 1,5 m (à gauche) et 4 m (à droite) au dessus du sol. $c(z) = c_0(1 + az)$ où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

4.1.3.3 Cas d'un écran en T

La troisième configuration testée représente une route séparée des récepteurs par un écran en T de 3 m de hauteur (Figure 4-11). La circulation routière est symbolisée à l'aide d'une source située à 0,5 m au-dessus d'une chaussée parfaitement rigide ($\sigma_1 = \infty$). Deux récepteurs sont positionnés à 82 m de la source. Placés à 1,5 m et 4 m au-dessus d'un sol herbeux ($\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ modèle de Delany et Bazley), les effets météorologiques sont introduits en utilisant le profil linéaire de célérité des ondes acoustiques donné par l'équation Eq.(132).

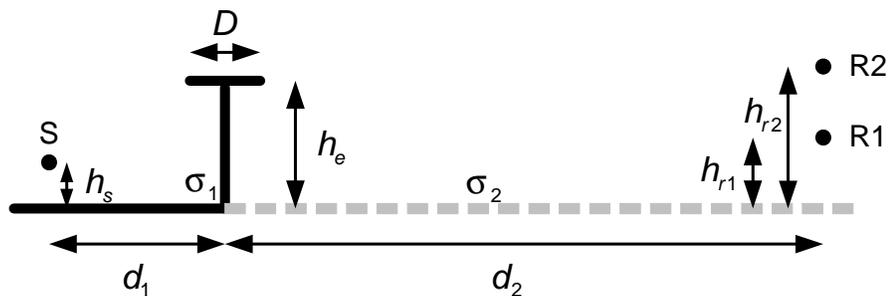


Figure 4-11: Géométrie de route bordée d'un écran en T étudiée sur sol courbé. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_{r1} = 1,5 \text{ m}$, $h_{r2} = 4 \text{ m}$, $h_e = 3 \text{ m}$, $d_1 = 7 \text{ m}$, $d_2 = 75 \text{ m}$, $D = 1,2 \text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley)

Les simulations numériques effectuées à l'aide d'ATMOS utilisent le principe de la GFPE-BEM (section 3.3). La propagation des ondes acoustiques sur les 17 premiers mètres est calculée avec la BEM. Les résultats obtenus sont ensuite utilisés par ATMOS pour la propagation longue distance jusqu'aux deux récepteurs.

La Figure 4-12 montre que les courbes données par la GFPE-BEM en présence d'un gradient de célérité linéaire suivent les mêmes tendances que les mesures expérimentales effectuées sur le sol courbé des maquettes, l'écart entre les résultats restant inférieur à quelques décibels.

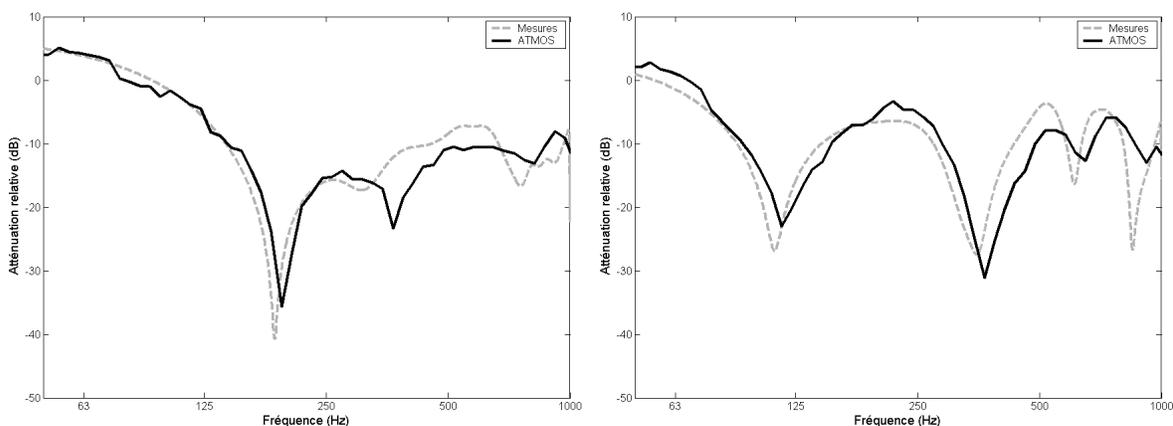


Figure 4-12: Atténuation relative par rapport au champ libre en fonction de la fréquence perçue en présence d'effets météorologiques par deux récepteurs séparés de la source par un écran en T (Figure 4-11). Les récepteurs sont positionnés à 1,5 m (à gauche) et 4 m (à droite) au dessus du sol. $c(z) = c_0(1 + az)$ où $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 4,9.10^{-3} \text{ m}^{-1}$.

Le léger décalage des interférences en fonction de la fréquence est probablement créé par la précision apportée au positionnement des différents éléments de la configuration. Notamment, on a considéré que le point source et le point de réception coïncidaient avec le centre de la membrane du tweeter et le centre de la membrane du microphone, ce qui n'est qu'une approximation. De plus, les mesures étant effectuées à l'échelle 1 : 20^e, les erreurs de positionnement et de distance sont multipliées par 20 entre l'approche maquette et le cas simulé à l'échelle réelle.

4.2 Mesures en soufflerie atmosphérique

Une deuxième campagne de mesures a été effectuée en soufflerie atmosphérique au CSTB de Nantes. Ces essais en soufflerie présentent de nombreux avantages comparés à des mesures en extérieur puisqu'ils permettent un contrôle précis des paramètres intervenant au cours de la propagation (température, force du vent). Les conditions météorologiques reproduites sont bien plus complexes et plus réalistes que celles simulées sur les surfaces courbées du centre des maquettes du CSTB de Grenoble.

Un profil de vitesse de vent souhaité est créé grâce aux pales variables des hélices du ventilateur. La disposition d'obstacles en entrée de la zone d'essai permet de reproduire la rugosité du sol. Le vent ainsi généré est stable et reproductible. Il est utilisé pour étudier la propagation des ondes acoustiques au-dessus d'un sol impédant en présence d'obstacles et de conditions météorologiques.

L'objectif de ces expérimentations est d'étudier les effets couplés de la topographie et des effets météorologiques. C'est pourquoi des simulations et des mesures aérodynamiques ont été entreprises en parallèle de l'étude acoustique. Les résultats sont utilisés par ATMOS pour évaluer les profils de célérité du son à utiliser pendant les calculs des atténuations relatives au champ libre.

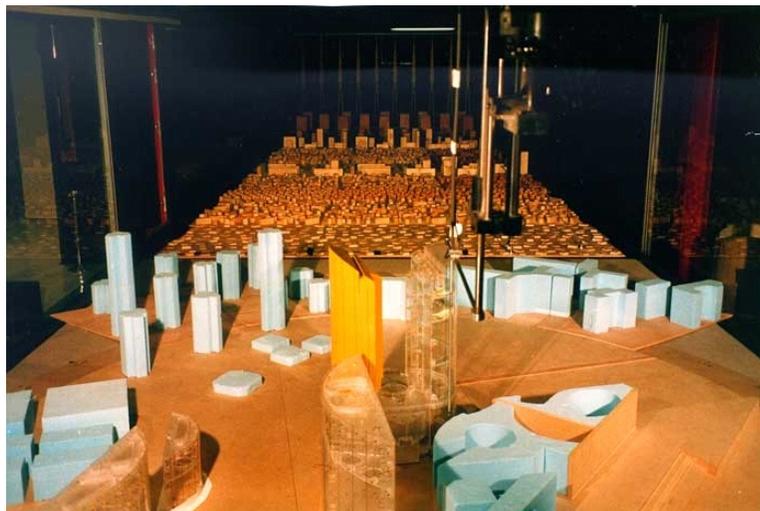


Figure 4-13: Vue de la veine d'essai de la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes. Les morceaux de bois positionnés en amont de l'écoulement permettent de reproduire la rugosité du sol.

4.2.1 Description de la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes

Les expérimentations en soufflerie ont été effectuées à l'échelle réduite 1 : 20^e. La reproduction de situations réelles dans la veine d'expérimentation demande, comme pour les mesures réalisées au centre des maquettes du CSTB de Grenoble, une adaptation des grandeurs géométriques et physiques des matériaux disposés sur le sol. La vitesse du vent est par contre conservée, ce qui signifie que les vitesses de vent utilisées dans la soufflerie (échelle 1 : 20^e) sont identiques aux vitesses du vent à l'échelle réelle. Cependant, les gradients simulés dans la soufflerie doivent être multipliés par le facteur d'échelle pour reproduire les gradients en taille réelle.

4.2.1.1 Fonctionnement de la soufflerie atmosphérique

Cette soufflerie reproduit à échelle réduite les profils de vitesse du vent rencontrés en extérieur. Son fonctionnement en circuit fermé (Figure 4-14) permet un bon contrôle des caractéristiques de température, si bien que la précision est généralement de $\pm 0.5^{\circ}C$ durant les essais.

Le vent est généré par un propulseur axial de douze pales. Sa fréquence de rotation est de six cents tours par minute, et sa puissance maximale de 200 kW. En variant l'inclinaison des pales, il devient possible de régler la vitesse du vent en continu. A pleine puissance, la vitesse maximale dans la veine d'essai atteint 30 m.s⁻¹.

La surface d'expérimentation est de $4 \times 20 \text{ m}^2$ avec une hauteur variable de 1,50 m à 2,50 m. Pour les essais acoustiques, la hauteur maximale de 2,50 m a été utilisée. Pour obtenir un sol plan, le plancher de la soufflerie a été recouvert de polystyrène choc posé sur des planches de contreplaqué. Ce revêtement est considéré comme réfléchissant dans la gamme de fréquences de 1000 Hz à 10000 Hz. Une feutrine d'épaisseur $e_f = 1,7 \text{ mm}$, présentant une résistivité au flux d'air σ de 36000 kPa.s.m⁻², est utilisée pour reproduire un sol herbeux de résistivité $\sigma = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

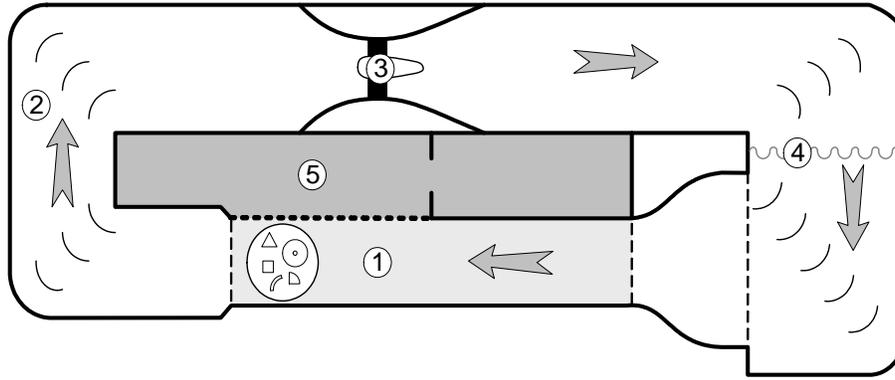


Figure 4-14: Schéma de la soufflerie atmosphérique : (1) Veine principale : longueur = 20 m, largeur = 4 m, hauteur ajustable entre 1,5 et 2,5 m, vitesse de l'écoulement entre 0 et 30 $m.s^{-1}$, reproduction du vent à échelle réduite. (2) écoulement de retour. (3) Propulseur avec hélice à pas variable. (4) Echangeur chaud ou froid (contrôle de la température). (5) Caisson de mesure.

4.2.1.2 Modélisation du vent

Les vents présents dans la basse atmosphère sont caractérisés par un profil vertical de leur vitesse et par leur turbulence. La vitesse est généralement nulle à proximité du sol et augmente avec l'altitude. La description de l'évolution des profils de vitesse de vent dans la basse atmosphère fait généralement appel à des lois logarithmiques où la composante horizontale de vitesse de vent v_x est donnée par :

$$v_x(z) = \frac{v_*}{K_a} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (133)$$

où $K_a = 0,4$ représente la constante de Karmann, z_0 la longueur de rugosité du sol et v_* la vitesse de frottement. Cette dernière dépend du type et de la hauteur des rugosités du sol.

Dans la soufflerie, la hauteur z est réduite par le facteur d'échelle. Il est donc nécessaire de réduire la longueur de rugosité par le même facteur pour modéliser un vent à l'aide de l'équation Eq.(133). Pour une modélisation réaliste, il est également important de veiller à ce que la structure de turbulence soit en relation avec l'échelle de turbulence utilisée. Pour ces raisons, des obstacles ont été positionnés dans la soufflerie en amont de l'écoulement afin de modifier la rugosité.

La soufflerie atmosphérique de Nantes est donc capable de reproduire un grand nombre de situations, notamment en ce qui concerne les caractéristiques des vents. Elle offre la possibilité de reconstruire à échelle réduite des vents de vitesses, formes du profil et intensités de turbulence différents.

Dans le cadre de notre campagne de mesures, un vent logarithmique d'environ 14 $m.s^{-1}$ à 10 m d'altitude est généré dans la soufflerie. Il est défini par :

$$v(z) = a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right) \quad (134)$$

où l'indice de réfraction $a' = 1,12 m.s^{-1}$ et la longueur de rugosité $z_0 = 2,91.10^{-5} m$. Le profil de célérité du son est obtenu à l'aide de l'équation Eq.(6) :

$$c(z) = c_0 + \vec{v} \cdot \vec{r} = c_0 + v(z) \quad (135)$$

où la célérité du son de référence $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, \vec{v} le vecteur vent en trois dimensions et \vec{r} le vecteur unitaire horizontal. Le taux de turbulence étant très faible, cette dernière est négligée lors des calculs acoustiques.

4.2.2 Description des mesures

La campagne de mesures entreprise dans la soufflerie atmosphérique a pour objectif d'étudier la propagation acoustique en présence de vent. C'est pourquoi, deux types de mesures ont été entreprises pour chaque configuration. La première série de mesures a permis de déterminer l'évolution du flux d'air dans la soufflerie. Les données obtenues ont ensuite été comparées aux profils de vitesse de vent déterminés numériquement à l'aide de FLUENT et utilisés pour calculer les profils de célérité du son à prendre en compte lors des calculs acoustiques. La seconde série a consisté à mesurer la pression acoustique pour plusieurs récepteurs placés à différentes hauteurs au-dessus du sol et à différentes distances de la source. Les données obtenues ont permis d'effectuer des comparaisons avec les niveaux sonores simulés par ATMOS.

4.2.2.1 Principe des mesures acoustiques

La réalisation de mesures acoustiques en soufflerie présente un certain nombre de contraintes. L'échelle de similitude utilisée pour les maquettes doit être compatible du point de vue acoustique mais également aérodynamique. Ensuite, les conditions de champ libre doivent pouvoir être recrées malgré la petite taille du local de mesure. En d'autres termes, les réflexions tardives sur les murs et le plafond ne doivent pas venir interférer avec la mesure. D'autre part, les microphones, la source et tous les autres appareils de mesure ne doivent pas venir modifier l'écoulement du flux. C'est pourquoi le haut-parleur situé en amont de l'écoulement a été caréné à l'aide d'une ogive. S'ajoute à cela l'obligation de pouvoir effectuer la mesure acoustique sans être perturbé par le bruit de fond important généré par la rotation du ventilateur (environ 100 dB pour un vent de 5 m.s^{-1}).

C'est pour ces raisons que, comme dans le cas des mesures sur modèles réduits courbés en atmosphère homogène (section 4.1.2), la méthode du sinus glissant logarithmique a été choisie. Cette technique permet en effet de supprimer par filtrage les réflexions non désirées occasionnées par les parois de la soufflerie (section 4.1.2) ainsi les conditions de champ libre sont obtenues en effectuant une mesure au milieu de la veine d'essai. Son immunité aux variations temporelles lui permet d'autre part d'être utilisée pour effectuer des mesures en présence de vent et de turbulence.

Le spectre du bruit de fond de la soufflerie est présentée Figure 4-16. Créé dans la veine d'essai par la rotation de la turbine, il est principalement chargé de basses fréquences. La fréquence de passage des pales du ventilateur aux alentours d'une centaine de hertz est clairement visible dans le spectre en bande de tiers d'octave. Elle se manifeste par un apport d'énergie important dans la bande de 125 Hz .

Comme il est montré par la suite, ce bruit de fond perturbe parfois les mesures acoustiques, notamment aux basses fréquences ($f < 125 \text{ Hz}$ à l'échelle réelle) dans le cas où source et récepteur ne sont pas en vue directe et sont éloignés l'un de l'autre.

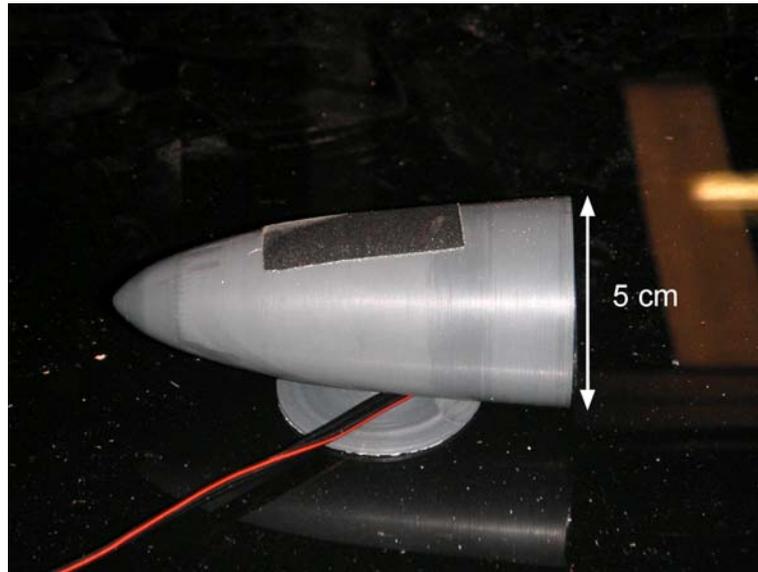


Figure 4-15: Vue du tweeter caréné à l'aide d'une ogive.

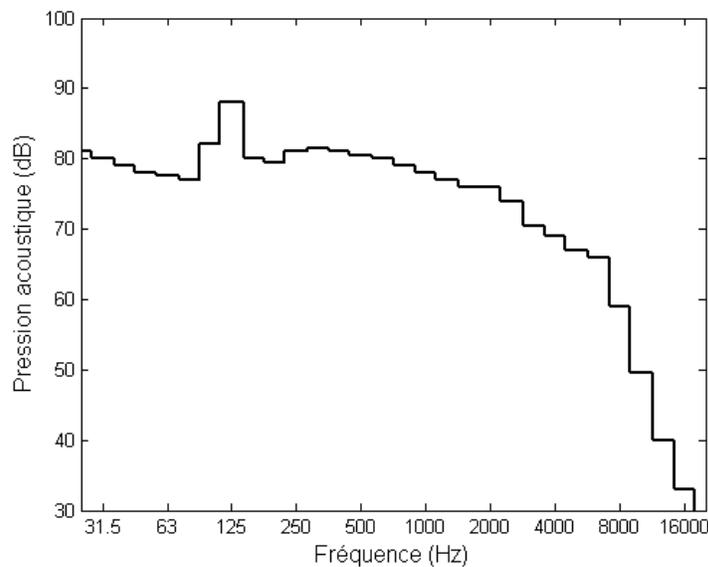


Figure 4-16: Spectre en tiers d'octave du bruit de fond de la soufflerie en état de marche délivrant un vent de 14 m.s^{-1} à mi-hauteur dans le veine d'essai.

4.2.2.2 Principe des mesures aérodynamiques

En parallèle des tests acoustiques, des mesures de l'écoulement sont effectuées à l'intérieur de la veine d'essai. Deux méthodes ont été utilisées. Dans un premier temps, la mesure des profils de vitesse de vent a été réalisée à l'aide d'une sonde à fil chaud (tube de Pitot). Une moyenne temporelle sur trente secondes permet de mesurer la vitesse moyenne et l'écart-type de l'écoulement. Un profil de vitesse de vent moyen et l'intensité de turbulence sont mesurés de la sorte en différents points de la soufflerie.

Dans un deuxième temps, une mesure plus précise de l'écoulement est effectuée à proximité des obstacles à l'aide de la PIV. La PIV (Particule Image Velocimetry) permet d'obtenir l'évolution du flux d'air à l'intérieur de la veine d'essai en utilisant la technique de vélocimétrie par image des particules. Non intrusive, elle fournit des cartes de vitesses instantanées dans le plan de l'écoulement. Elle donne alors accès à des informations quantitatives qui sont recalées à l'aide des mesures par sonde à fil chaud.

La PIV n'a pu être utilisée que sur une zone de dimension 30 (hauteur) \times 170 (longueur) cm ($6 \times 24 m$ à l'échelle réelle). Afin d'obtenir les données aérodynamiques pour la totalité du domaine d'étude, des simulations à l'aide de FLUENT ont été effectuées dans la veine d'essai en modélisant les phénomènes acoustiques présents durant les mesures. La comparaison de ces simulations avec les résultats PIV et les mesures réalisées avec les fils chauds ont permis de valider les calculs FLUENT (Figure 4-17). Ceux-ci ont finalement été utilisés pour calculer les profils de célérité du son employés lors de simulations réalisées avec ATMOS (section 3.4.2).

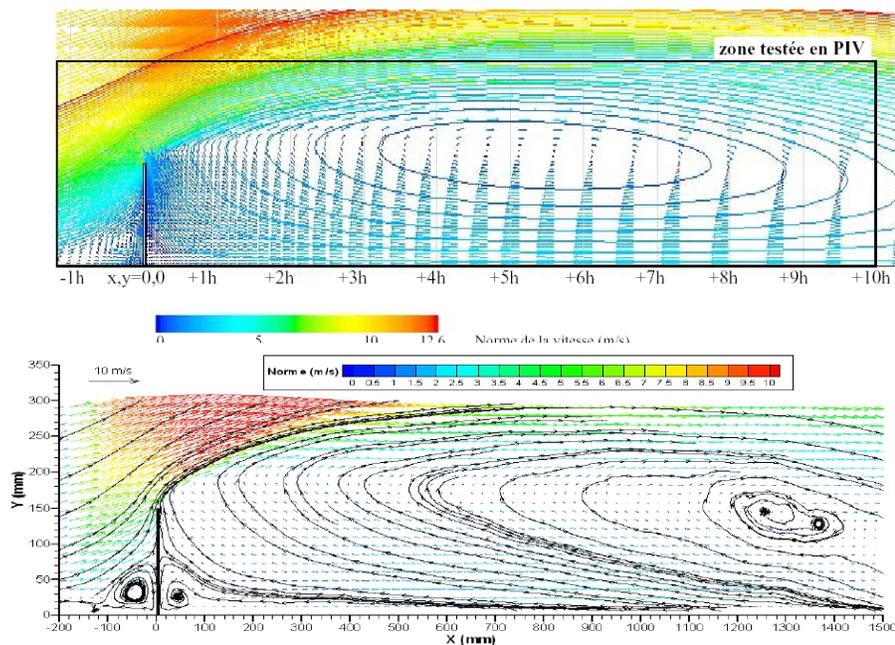


Figure 4-17: Exemple de résultats obtenus à l'aide d'une simulation FLUENT (en haut) et de mesures PIV (en bas) en présence d'un écran droit.

4.2.3 Comparaisons entre mesures et calculs ATMOS

Les données mesurées sur maquettes en soufflerie sont comparées aux niveaux sonores simulés par ATMOS. Trois configurations sont étudiées : une route à proximité d'un sol herbeux plan, une route bordée d'un écran et une route en bas d'un remblai. Elles ont été choisies afin de représenter des cas typiques rencontrés proches des infrastructures routières.

Les données sont exprimées ici à l'échelle. Elles doivent donc être divisées par le facteur d'échelle ($1 : 20^e$) pour obtenir les dimensions utilisées lors des simulations sur maquettes.

4.2.3.1 Mesures sur sol plan

Une première série de mesures est effectuée sur sol plan. Elle a pour objectif de valider la correspondance entre les paramètres utilisés lors des mesures sur maquettes et les paramètres employés pour les simulations numériques. Quatre cas sont étudiés. A chaque fois, un paramètre est modifié. La mesure sur sol parfaitement rigide est utilisée comme référence. Les trois autres configurations servent à tester les modèles d'impédance du sol et les profils de vitesse de vent utilisés dans la soufflerie (Figure 4-18).

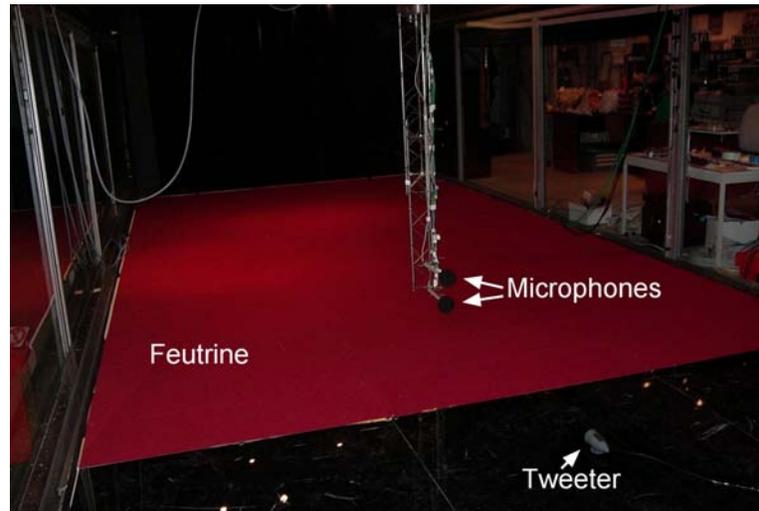


Figure 4-18: Photographie de la soufflerie atmosphérique lors de l'étude d'une rupture d'impédance sur sol plan. La feutrine (en rouge) est utilisée pour modéliser l'absorbant.

Une source, symbolisant le bruit généré par une route, est placée à $0,5\text{ m}$ au-dessus d'un sol parfaitement rigide ($\sigma_1 = \infty$). Deux séries de récepteurs sont positionnées à 15 m , 30 m , 60 m , 120 m de la source. L'une est située à 2 m et l'autre à 5 m au-dessus du sol. Leurs positions correspondent aux hauteurs utilisées habituellement pour l'évaluation des niveaux sonores au premier et au second étage d'une habitation (Figure 4-19).

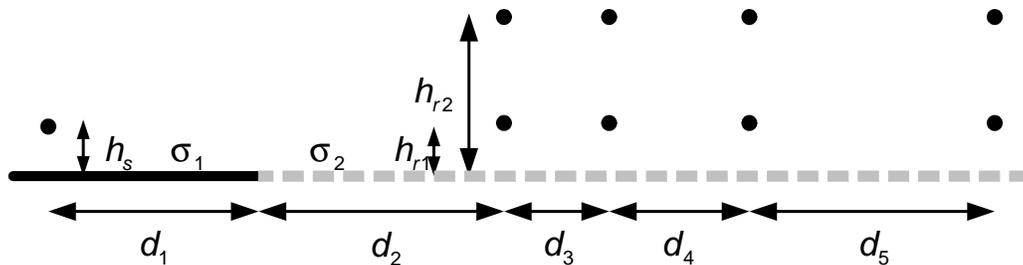


Figure 4-19: Géométrie de sol plan testée dans la soufflerie. $h_s = 0,5\text{ m}$, $h_{r1} = 2\text{ m}$, $h_{r2} = 5\text{ m}$, $d_1 = 10\text{ m}$, $d_2 = 5\text{ m}$, $d_3 = 15\text{ m}$, $d_4 = 30\text{ m}$, $d_5 = 60\text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 180\text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

4.2.3.1.1 Cas d'un sol plan réfléchissant

Les résultats sur sol parfaitement réfléchissant ($\sigma_1 = \sigma_2 = \infty$) sont présentés Figure 4-20. Pour tous les récepteurs, les solutions des simulations numériques données par ATMOS concordent avec les mesures. Le sol de la soufflerie est donc bien parfaitement réfléchissant pour les fréquences étudiées. L'apparition d'une interférence pour les récepteurs les plus proches situés à 4 m est créée par la différence de chemin entre l'onde directe et l'onde réfléchi. Lorsque les distances augmentent, le rapport entre la différence de chemin et la longueur du trajet direct diminue : l'interface se déplace vers les hautes fréquences et n'est plus visible sur les spectres d'atténuation. L'atténuation relative au champ libre au niveau du récepteur prend alors une valeur constante de + 6 dB.

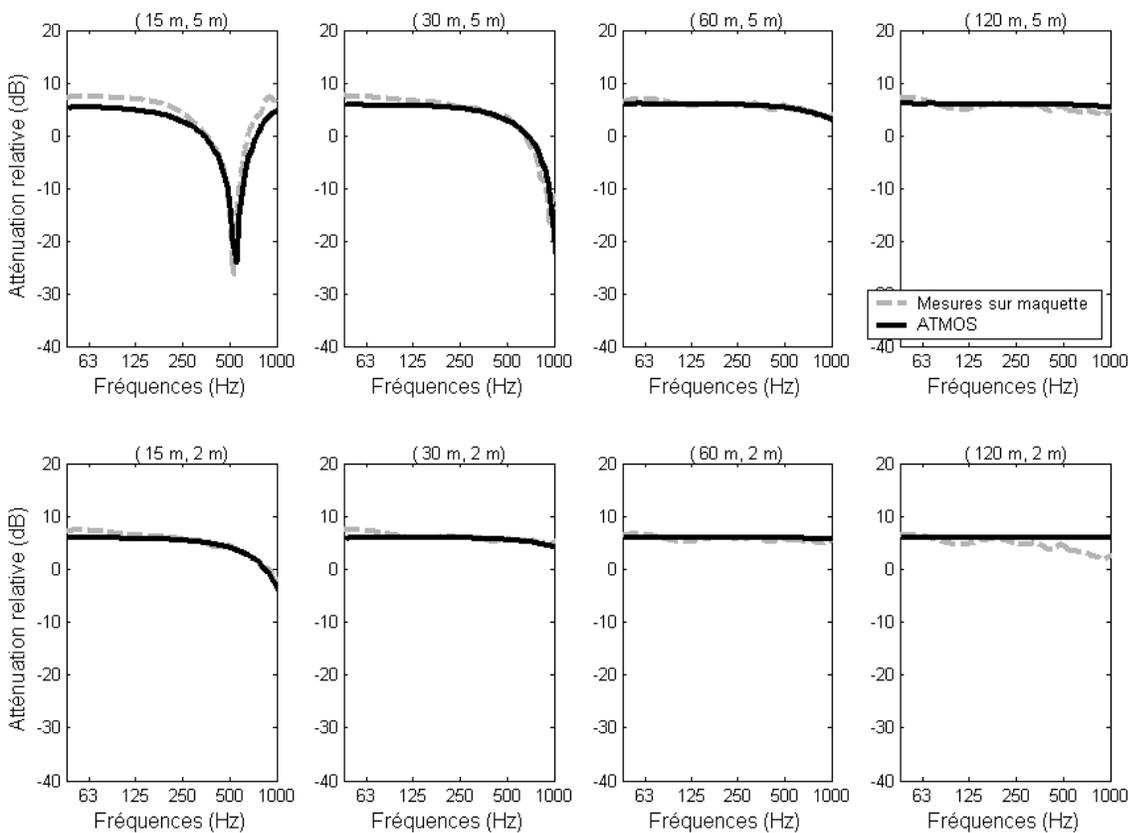


Figure 4-20: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour une série de 8 récepteurs. La source est située à 0,5 m au dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$). Les coordonnées (x_r, z_r) des récepteurs sont données en légende haute de chaque graphique.

4.2.3.1.2 Cas d'un sol plan possédant une rupture d'impédance

Une mesure identique est effectuée en présence d'une rupture d'impédance. Un sol réfléchissant ($\sigma_1 = \infty$) est conservé sous la source pour les dix premiers mètres de propagation. Au-delà, le sol est recouvert de feutrine d'épaisseur $e_f = 1,7 \text{ mm}$, qui reproduit bien l'absorption d'un sol herbeux de résistivité $\sigma = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany et Bazley).

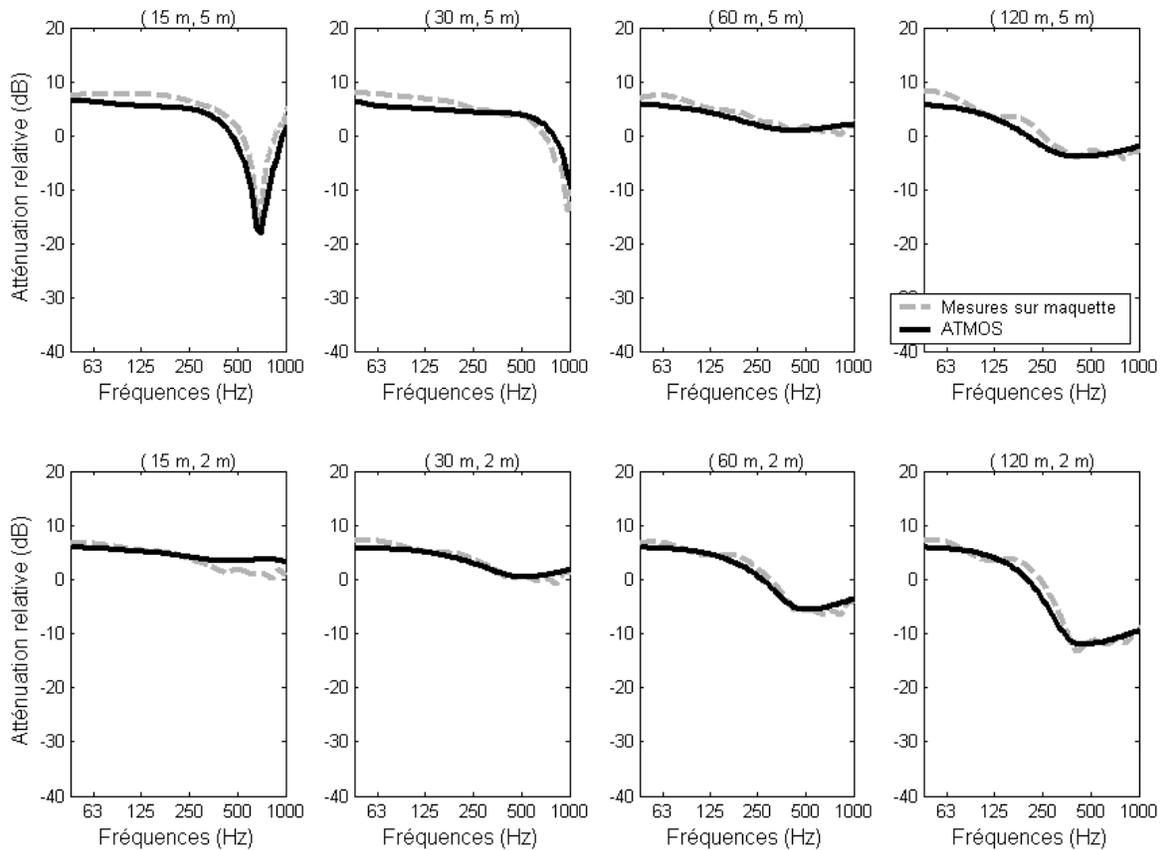


Figure 4-21: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour une série de 8 récepteurs. Les dix premiers mètres situés sous la source sont parfaitement réfléchissants ($\sigma = \infty$). Le reste du terrain est recouvert d'un absorbant de résistivité $\sigma = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley). Les coordonnées (x_r, z_r) des récepteurs sont données en légende haute de chaque graphique.

Les résultats des mesures et des simulations numériques sont donnés Figure 4-21. Pour chaque récepteur les atténuations relatives au champ libre théoriques et expérimentales sont en adéquation. Comme dans le cas d'un sol parfaitement rigide (Figure 4-20), une interférence, dont la profondeur est atténuée par la présence de l'absorbant, apparaît dans la réponse en fréquence des deux récepteurs situés à 5 m et les plus proches de la source. Celle-ci est créée par la différence de phase engendrée par les chemins différents suivis par l'onde directe et l'onde réfléchi. Lorsque le récepteur s'éloigne de la source, l'effet de sol causé par l'absorbant augmente, provoquant une diminution de l'atténuation relative au champ libre pour les hautes fréquences. Ce phénomène est accentué pour les récepteurs proches du sol en raison des trajets plus rasants de l'onde acoustique. Pour les basses fréquences, les longueurs d'ondes mises en jeu étant supérieures aux grandeurs caractéristiques du matériau, les niveaux acoustiques sont équivalents à ceux obtenus en présence d'un sol complètement rigide.

4.2.3.1.3 Cas d'un sol plan réfléchissant en présence d'un vent

La propagation au-dessus d'un sol rigide est étudiée en présence d'un vent logarithmique calculé à l'aide de l'équation Eq.(134). Les données météorologiques nécessaires à ATMOS ont été simulées à l'aide de FLUENT. La configuration ne présentant aucun obstacle, la Figure 4-22 montre que le profil de célérité du son est constant au cours de la propagation.

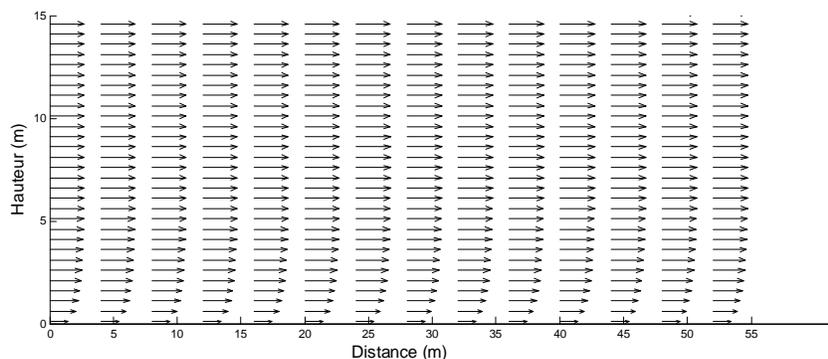


Figure 4-22: Champ de vecteurs de vitesse du vent dans la soufflerie au-dessus d'un sol plan simulés à l'aide de FLUENT.

Le vent simulé est supposé non turbulent. L'écoulement évolue cependant au cours du temps provoquant des variations entre les résultats de deux mesures successives. C'est pourquoi 50 mesures ont été effectuées puis moyennées afin d'obtenir une atténuation relative au champ libre représentative (Figure 4-23).

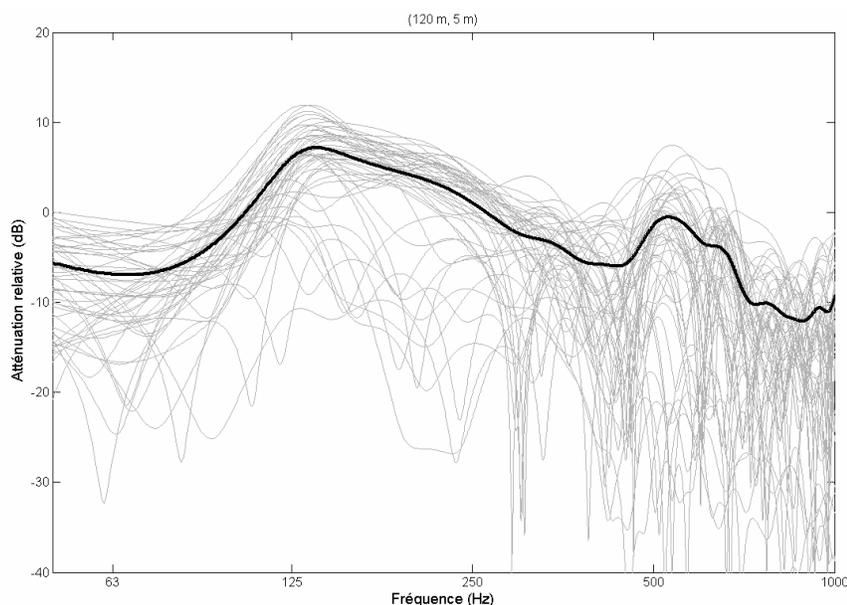


Figure 4-23: Dispersion et valeur moyenne de l'atténuation relative au champ libre pour 50 mesures. La position du récepteur est donnée en légende haute.

Les résultats des simulations sont en corrélation avec les données mesurées (Figure 4-24). La présence du profil de célérité du son est très peu ressentie pour les faibles distances de propagation.

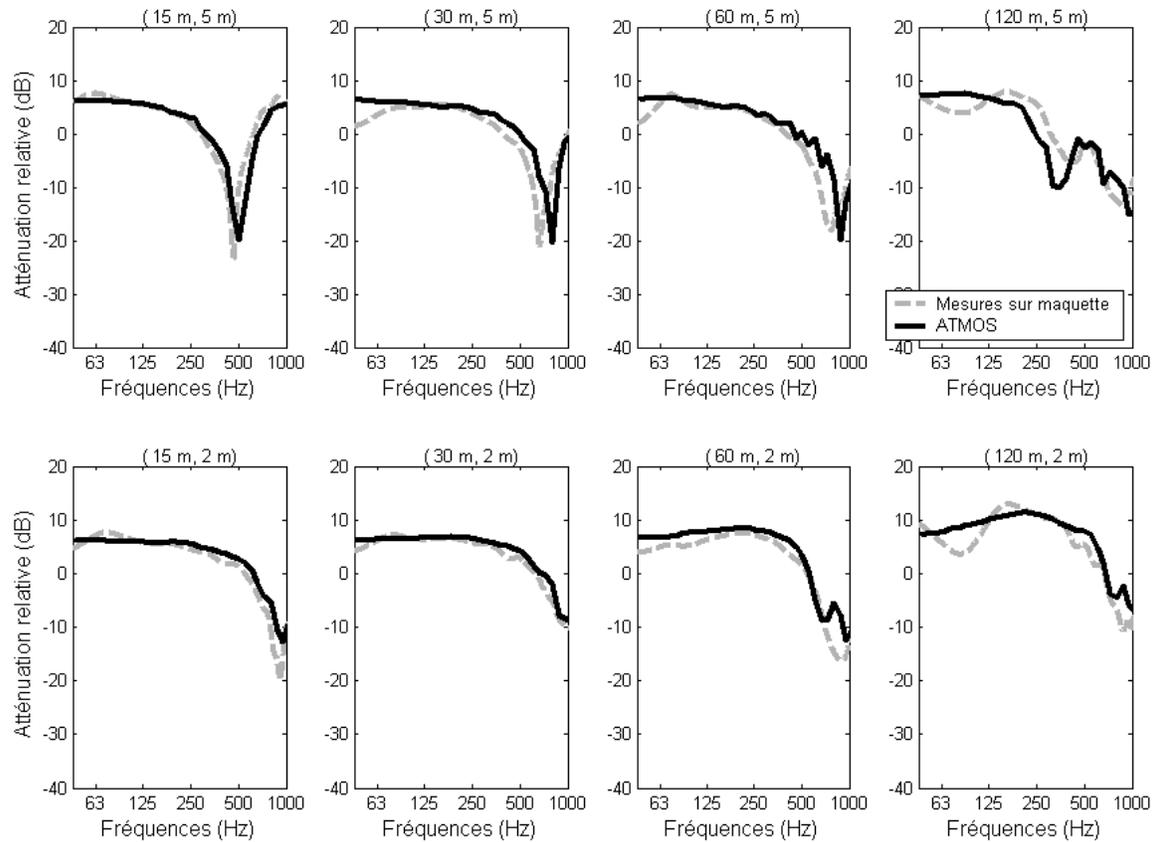


Figure 4-24: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour une série de 8 récepteurs. La source est située à 0,5 m au dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma = \infty$). $c(z) = c_0 + a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right)$ avec $c_0 = 343 \text{ m.s}^{-1}$, $a' = 1,12 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 2,91 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. Les coordonnées (x_r, z_r) des récepteurs sont données en légende haute de chaque graphique.

Lorsque la distance augmente, de nouvelles interférences apparaissent en hautes fréquences dues à la présence d'un gradient de vent, qui courbe les rayons acoustiques vers le bas. On observe alors que plus le récepteur situé à 2 m au-dessus du sol est éloigné de la source, plus les atténuations relatives au champ libre sont élevées.

Pour les récepteurs les plus éloignés de la source, l'accord entre les niveaux obtenus expérimentalement et ceux calculés à l'aide d'ATMOS est moins bon pour les fréquences inférieures à 125 Hz (2500 Hz taille maquette). A cette fréquence, le bruit de fond de la soufflerie est d'environ 80 dB (Figure 4-16). Le signal sonore à enregistrer par un microphone ne doit donc pas être inférieur à cette valeur. La source émettant à 104 dB, la divergence géométrique impose une distance maximale d'environ 7 m entre la source et le récepteur pour que l'atténuation en diffraction ne dépasse pas les 24 dB. Cette condition est bien sûr respectée lors des mesures. Cependant, une étude de la réponse du haut-parleur montre que sa fréquence de coupure basse se situe environ à 3000 Hz. En-dessous de cette fréquence, le niveau généré par le haut-parleur décroît alors d'environ 15 dB par octave. En d'autres termes, en raison de la réponse du haut-parleur, le signal sonore enregistré en-dessous de 125 Hz est malheureusement

légèrement perturbé par le bruit de fond de la soufflerie et cause l'erreur observée sur les courbes présentées Figure 4-24.

4.2.3.2 Mesures en présence d'écran droit

Une seconde série de mesures est effectuée en présence d'un écran droit rigide (Figure 4-26). La configuration testée est décrite Figure 4-25. Une route, modélisée par une source à $0,5\text{ m}$ au-dessus d'un sol rigide ($\sigma_1 = \infty$), est placée à 10 m d'un écran droit de 3 m . La pression acoustique est mesurée pour une série de récepteurs, distants de la source de $15, 30, 60,$ et 120 m , positionnés à 2 m et 5 m au-dessus d'un sol herbeux ($\sigma_2 = 180\text{ kPa.s.m}^{-2}$, modèle de Delany et Bazley) pour deux conditions météorologiques différentes.

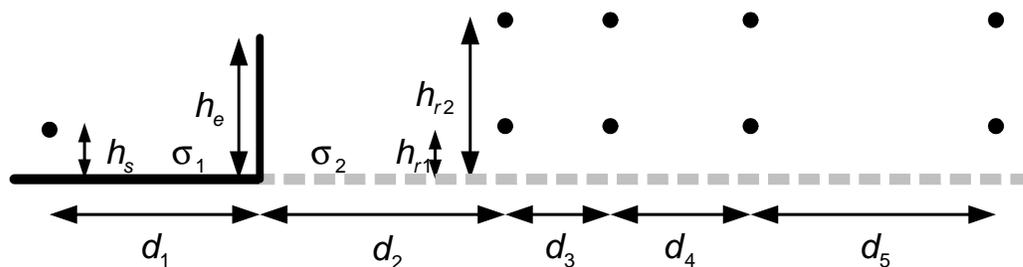


Figure 4-25: Géométrie de la configuration avec écran droit testée dans la soufflerie. $h_s = 0,5\text{ m}$, $h_{r1} = 2\text{ m}$, $h_{r2} = 5\text{ m}$, $h_e = 3\text{ m}$, $d_1 = 10\text{ m}$, $d_2 = 5\text{ m}$, $d_3 = 15\text{ m}$, $d_4 = 30\text{ m}$, $d_5 = 60\text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 180\text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

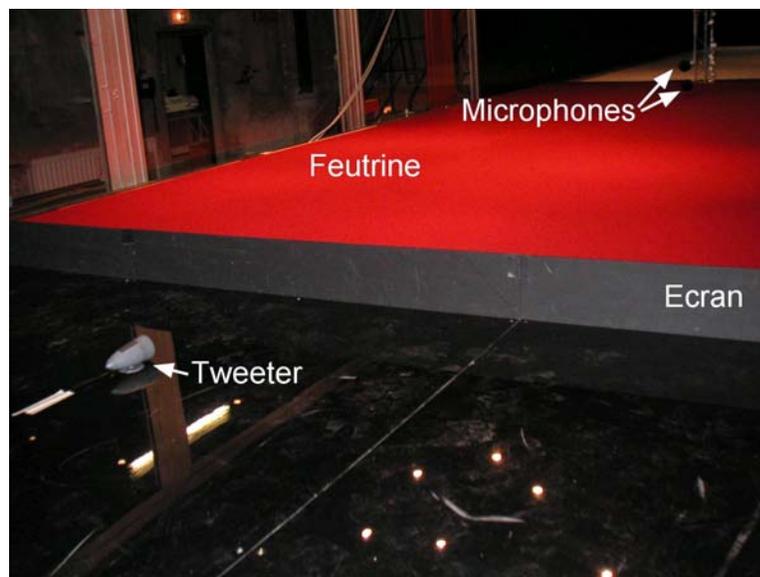


Figure 4-26: Vue de la soufflerie lors de l'étude d'un écran droit et d'une rupture d'impédance. La feutrine (en rouge) est utilisée pour modéliser l'absorbant.

4.2.3.2.1 Cas d'un écran droit en milieu homogène

Dans un premier temps, l'écran droit est étudié en milieu homogène. Les résultats obtenus avec ATMOS sont en adéquation avec les mesures effectuées sur les maquettes (Figure 4-27). Le récepteur situé à 15 m de la source et à 5 m au-dessus du sol, a été placé de telle sorte que le trajet direct de l'onde acoustique lui parvienne sans diffraction préalable par l'écran. De ce fait, comme cela était prévisible, les atténuations relatives au champ libre qu'il enregistre sont nettement supérieures à celles des autres récepteurs positionnés à la même hauteur. L'effet inverse se produit sur le récepteur situé à 15 m de la source et à 2 m au-dessus du sol. Placé proche de l'écran, la diffraction sur l'arête supérieure de l'obstacle lui apporte moins d'énergie acoustique que pour ses homologues positionnés à 30, 60 et 120 m. Les atténuations relatives au champ libre obtenues sont alors moins importantes.

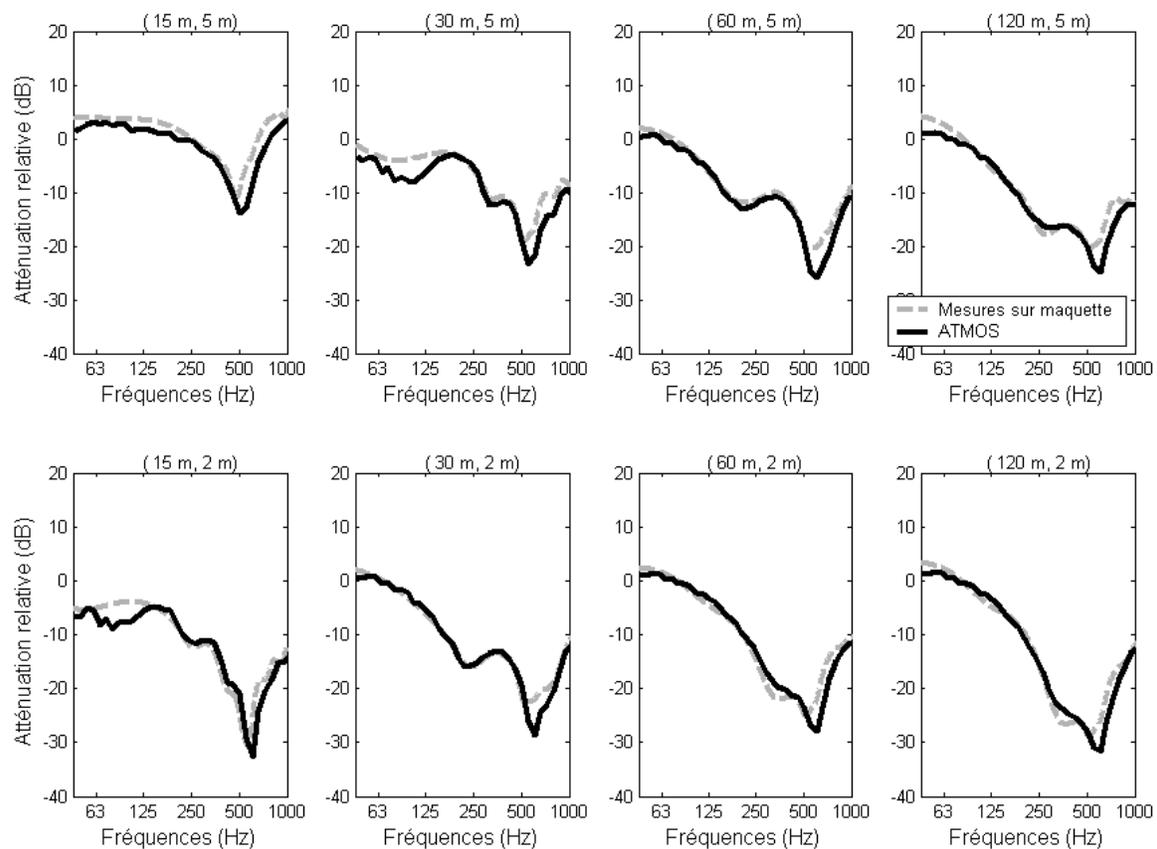


Figure 4-27: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour une série de 8 récepteurs en présence d'un écran droit de 3 m. La source est située à 0,5 m au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma_1 = \infty$) et les récepteurs sont positionnés au dessus d'un sol absorbant ($\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ modèle de Delany & Bazley). Les coordonnées (x_r, z_r) des récepteurs sont données en légende haute de chaque graphique.

4.2.3.2.2 Cas d'un sol plan avec écran droit en présence d'un gradient de célérité

L'écran présenté Figure 4-25 est maintenant étudié en présence du vent logarithmique calculé à l'aide de l'équation Eq.(134). Afin d'obtenir les données météorologiques à utiliser lors des calculs acoustiques, la configuration est préalablement étudiée à l'aide de FLUENT. Les données de profils de vitesse de vent sont ensuite projetées sur la direction de propagation afin d'être utilisées par ATMOS pour calculer le profil de célérité des ondes acoustiques (Figure 4-28).

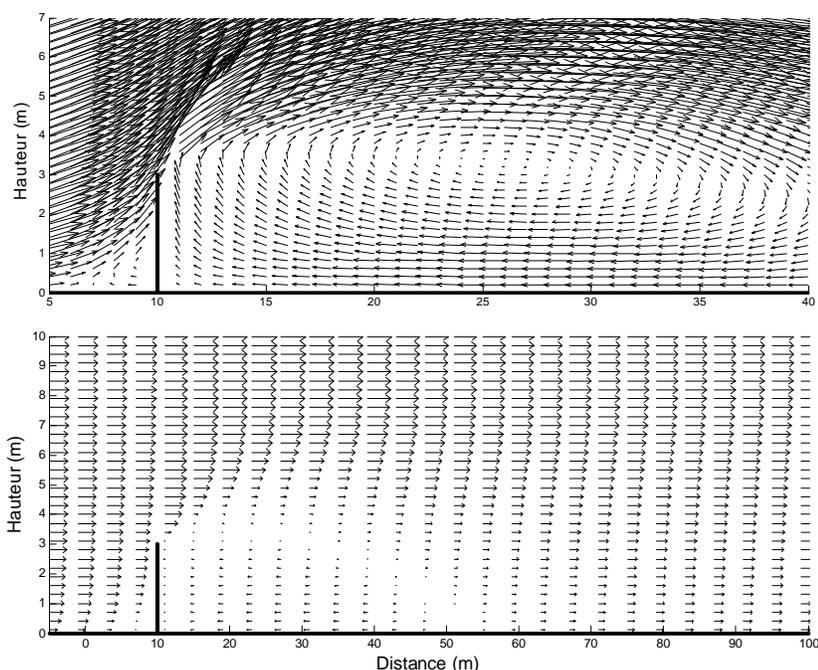


Figure 4-28: Champs de vecteurs de vitesse du vent dans la soufflerie en présence de l'écran droit simulés à l'aide de FLUENT (en haut) et champs de vecteurs vitesse du vent utilisés par ATMOS (en bas).

Les résultats d'ATMOS comparés à ceux issus de l'expérimentation, sont présentés Figure 4-29. Les tendances observées sur les mesures se retrouvent dans les calculs. Les interférences sont cependant plus marquées pour les résultats des simulations que pour la mesure. Pour les basses fréquences, comme cela a déjà été évoqué pour les configurations précédentes, la pression acoustique mesurée se retrouve noyée dans le bruit de fond de la soufflerie, provoquant une mauvaise estimation des creux d'interférences pour les fréquences inférieures à 125 Hz .

Les interférences moins marquées obtenues pour les données expérimentales sont en partie dues au moyennage des 50 mesures réalisées pour obtenir les atténuations relatives au champ libre présentées ici. D'autre part, les simulations FLUENT sont comparées aux données de vitesse de vent mesurées à l'aide des fils chauds et de la PIV. La Figure 4-30 permet de constater que les résultats de FLUENT sont globalement proches des profils de vitesse de vent mesurés dans la soufflerie. Cependant, les profils de vitesse de vent simulés derrière l'écran pour les zones proches du sol ($< 50\text{ cm}$) et au-delà de 4 m au-dessus du sol, semblent être surestimés. Ce décalage s'explique en partie par le fait que, contrairement à la PIV, le calcul FLUENT ne prend pas en

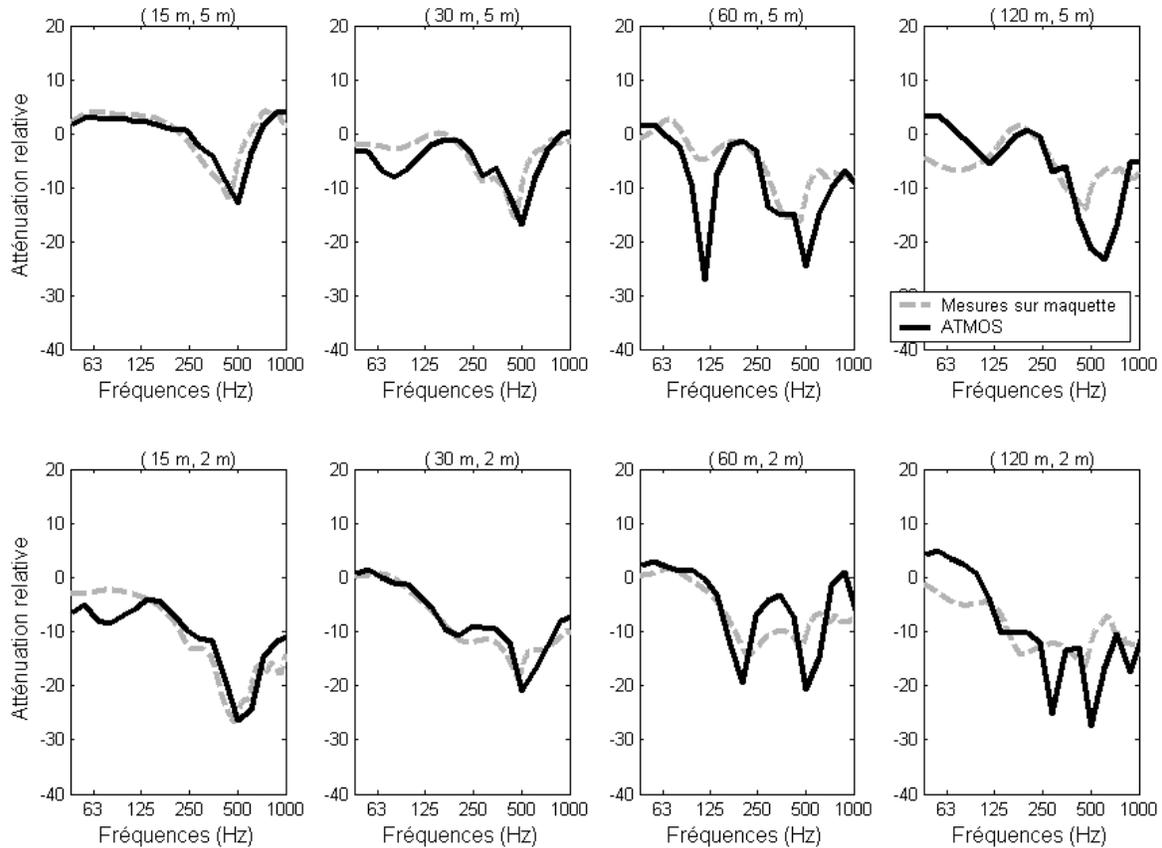


Figure 4-29: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour une série de 8 récepteurs en présence d'un écran droit de 3 m lorsque le milieu de propagation est réfractant : $c(z) = c_0 + a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right)$ avec $c_0 = 343 \text{ m.s}^{-1}$, $a' = 1,12 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 2,91 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. La source est située à 0,5 m au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma_1 = \infty$) et les récepteurs sont positionnés au dessus d'un sol absorbant ($\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ modèle de Delany & Bazley). Les coordonnées (x_r, z_r) des récepteurs sont données en légende haute de chaque graphique.

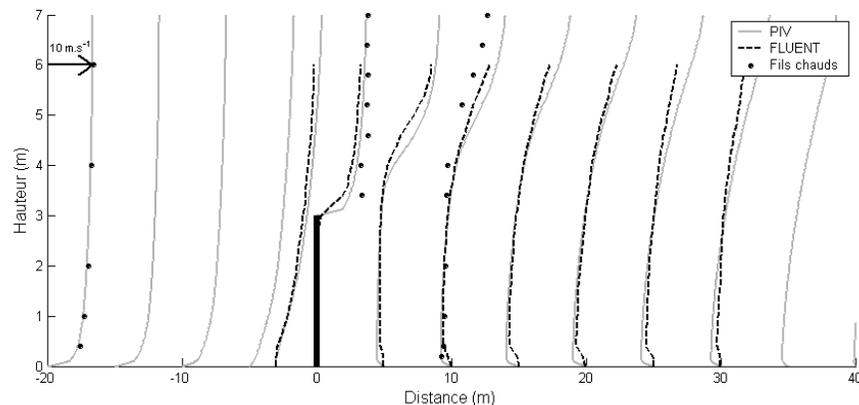


Figure 4-30: Comparaison des profils de vitesse du vent simulés par FLUENT avec les données mesurées par la méthode des fils chauds et la PIV, pour le cas d'un écran de 3 m au-dessus d'un sol plan avec rupture d'impédance.

compte les phénomènes de turbulence générés dans la soufflerie par la présence de l'écran. Une prise en compte de la turbulence lors des simulations des profils de vent ainsi que lors des calculs acoustiques à l'aide d'ATMOS permettrait très vraisemblablement d'améliorer la convergence entre les résultats expérimentaux et théoriques.

4.2.3.3 Mesure en présence d'un remblai

Un remblai de 5 m de haut pour 7 m de long est placé dans la soufflerie (Figure 4-31). Le haut-parleur, représentant la source routière, est positionné à 10 m du bord inférieur du remblai et à 0,5 m au-dessus d'un sol parfaitement rigide ($\sigma_1 = \infty$). La pression acoustique est mesurée pour huit récepteurs répartis sur deux hauteurs au-dessus d'un sol herbeux simulé par une feutrine des Ardennes d'épaisseur $e_f = 1,7 \text{ mm}$ ($\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$) et à 22,4 m, 30 m, 60 m et 120 m de la source. Les deux hauteurs sont représentatives des positions généralement utilisées pour évaluer les niveaux sonores au rez-de-chaussée (2 m) et au premier étage (5 m) d'une habitation (Figure 4-32).

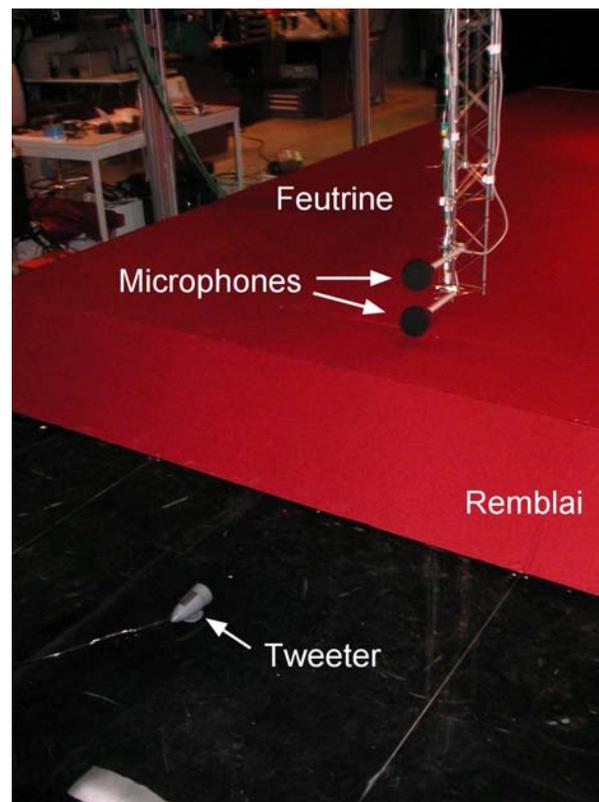


Figure 4-31: Vue de la soufflerie lors de l'étude du remblai en présence d'une rupture d'impédance. La feutrine (en rouge) est utilisée pour modéliser l'absorbant.

4.2.3.3.1 Cas d'un remblai en milieu homogène

Le cas d'un remblai est d'abord étudié en milieu homogène. La Figure 4-33 montre la comparaison entre les résultats de calcul d'ATMOS et les résultats expérimentaux obtenus lorsque la soufflerie est à l'arrêt. Les atténuations relatives au champ libre sont en accord avec les solutions

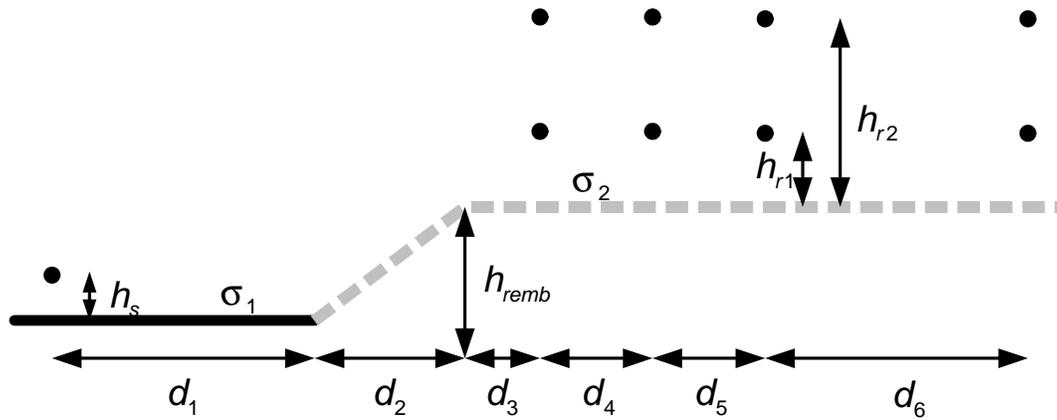


Figure 4-32: Géométrie du remblai testé dans la soufflerie. $h_s = 0,5 \text{ m}$, $h_{r1} = 2 \text{ m}$, $h_{r2} = 5 \text{ m}$, $h_{remb} = 5 \text{ m}$, $d_1 = 10 \text{ m}$, $d_2 = 7,5 \text{ m}$, $d_3 = 4,9 \text{ m}$, $d_4 = 7,6 \text{ m}$, $d_5 = 30 \text{ m}$, $d_6 = 60 \text{ m}$, $\sigma_1 = \infty$, $\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ (modèle de Delany & Bazley).

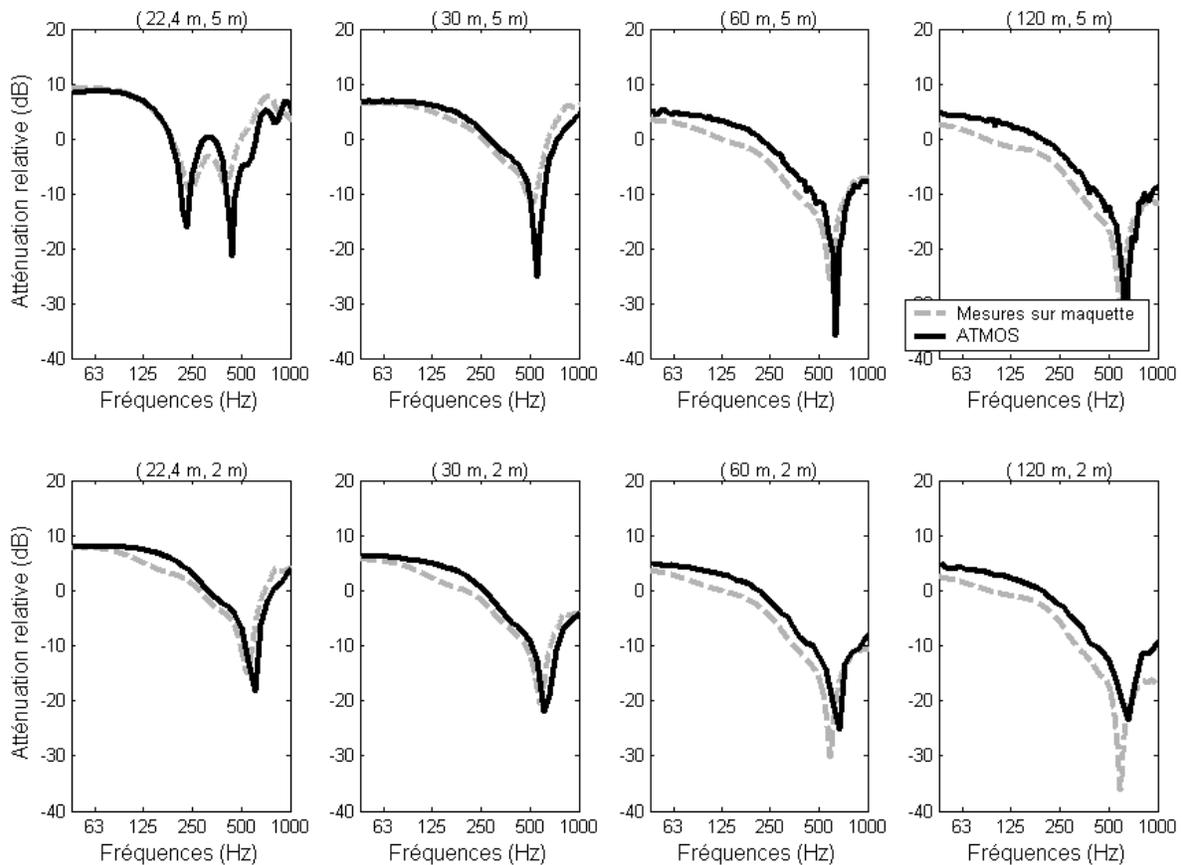


Figure 4-33: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour une série de 8 récepteurs en présence d'un remblai de 7,5 m de long pour 5 m de haut. La source est située à 0,5 m au-dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma_1 = \infty$) et les récepteurs sont positionnés au-dessus d'un sol absorbant ($\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ modèle de Delany & Bazley). Les coordonnées (x_r, z_r) des récepteurs sont données en légende haute de chaque graphique.

des simulations acoustiques. L'écart maximal entre les résultats ne dépasse pas trois décibels. Cette différence semble venir du nombre de points et de la hauteur, trop faible, utilisée par ATMOS pour décrire les starters de chaque domaine.

A l'exception des deux récepteurs situés proches de la source, l'énergie acoustique enregistrée par le microphone est préalablement diffractée par le remblai. Il est intéressant de remarquer, qu'en raison de sa position, le récepteur positionné à 22,4 m de la source et à 5 m au-dessus du remblai reçoit trois trajets de propagation différents (un trajet direct, un trajet réfléchi par la route et un trajet réfléchi par la pente du remblai) créant une interférence supplémentaire visible dans la représentation de son atténuation relative au champ libre.

4.2.3.3.2 Cas d'un remblai en présence d'effets météorologiques

Après ces résultats en atmosphère homogène, la configuration Figure 4-32 a été étudiée en présence du son du vent (équation Eq.(133)). Comme lors de l'étude de l'écran droit en présence d'un gradient de célérité du son, les paramètres du profil de célérité utilisé pour les calculs acoustiques sont déterminés à partir d'une simulation FLUENT. La Figure 4-34 représente les vecteurs vent. Elle met en évidence une accélération du flux d'air au passage du remblai. Au sommet de l'obstacle le vent devient alors plus fort proche du sol qu'en altitude. Au-delà d'une vingtaine de mètres, le profil de vitesse de vent retrouve progressivement sa forme logarithmique initiale, mais l'intensité des vecteurs vent reste, pour une hauteur donnée au dessus du sol, plus importante qu'en amont du remblai.

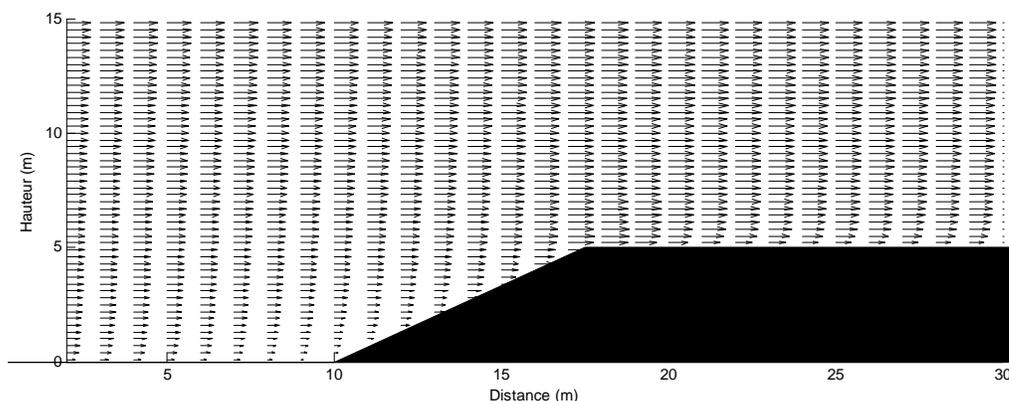


Figure 4-34: Champ de vecteurs du vent dans la soufflerie en présence du remblai. Simulation réalisée à l'aide de FLUENT.

Trois domaines successifs étant utilisés par ATMOS pour prendre en compte une telle géométrie, les données météorologiques FLUENT doivent être adaptées pour chacun d'entre eux. Ainsi, pour chaque étape, les vecteurs vent sont projetés selon la direction de propagation (Figure 4-35).

La Figure 4-36 présente les spectres comparés des mesures et du calcul ATMOS. Les tendances des mesures se retrouvent dans le calcul, même si les résultats sont moins bons que dans le cas homogène (Figure 4-33). Les différences entre la mesure et le calcul s'expliquent en partie par la

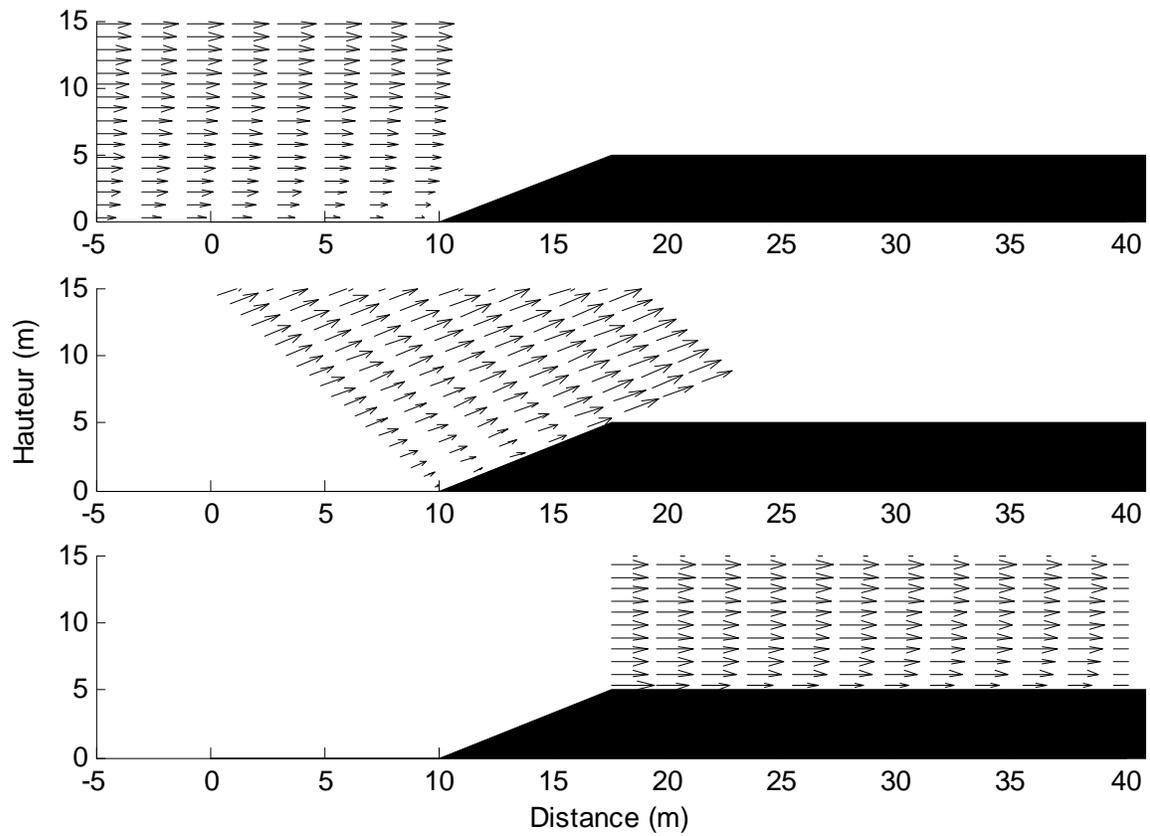


Figure 4-35: Représentation des vecteurs vent projetés selon la direction de propagation pour les trois domaines utilisés pour décomposer la géométrie dans ATMOS.

non prise en compte des phénomènes turbulents dans les calculs. Pour les fréquences en-dessous de 125 Hz, les mêmes remarques que celles déjà formulées pour les autres configurations en présence de vent s'appliquent.

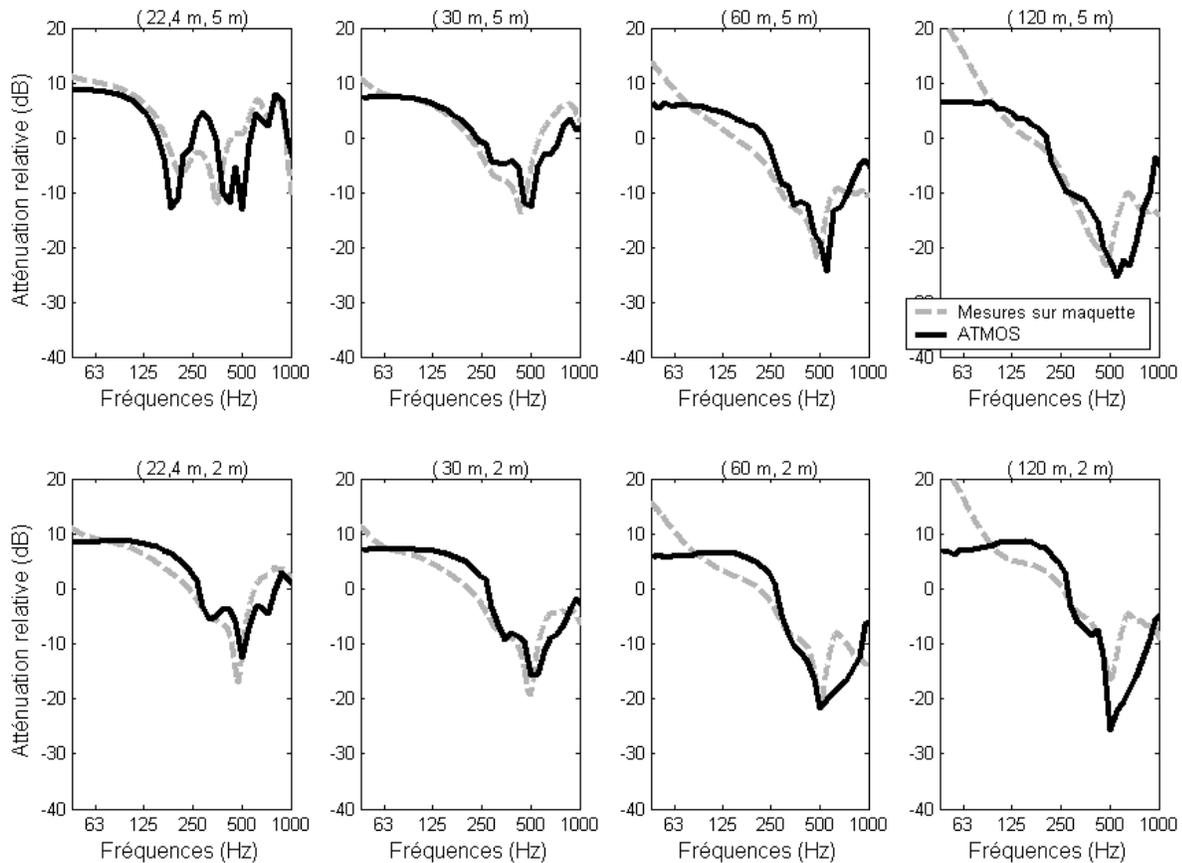


Figure 4-36: Atténuation relative au champ libre en fonction de la fréquence pour une série de 8 récepteurs en présence d'un remblai de 7,5 m de long pour 5 m de haut lorsque le milieu de propagation est réfractant : $c(z) = c_0 + a' \ln \left(1 + \frac{z}{z_0} \right)$ avec $c_0 = 343 \text{ m.s}^{-1}$, $a' = 1,12 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 2,91 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. La source est située à 0,5 m au dessus d'un sol parfaitement réfléchissant ($\sigma_1 = \infty$) et les récepteurs sont positionnés au dessus d'un sol absorbant ($\sigma_2 = 180 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ modèle de Delany & Bazley). Les coordonnées (x_r, z_r) des récepteurs sont données en légende haute de chaque graphique.

4.3 Conclusion

Le but de ce chapitre était de tester le code de calcul ATMOS et de le confronter à des résultats expérimentaux. Pour mieux contrôler les paramètres intervenant dans la mesure, le choix a été fait de réaliser les mesures sur modèles réduits.

Dans ce sens, une première campagne a été menée au centre des maquettes du CSTB de Grenoble, en milieu homogène, au-dessus de surfaces courbées reproduisant un gradient de célérité constant stable. Les mesures ont été exécutées sur trois configurations routières caractéristiques, à chaque fois, d'un problème précis : la prise en compte des effets de rétro-propagation et de multi-réflexion (écrans droits parallèles), d'une topographie complexe (route sur un remblai)

et d'une protection anti-bruit sophistiquée (écran en T). Les comparaisons entre les résultats issus des calculs d'ATMOS et les résultats de mesures sont très satisfaisantes. Elles ont montré l'importance de la précision des dimensions des obstacles et des distances séparant les récepteurs de la source, puisqu'une erreur de dimensionnement à l'échelle maquette est multipliée par 20 lors des simulations à l'échelle réelle.

La deuxième campagne de mesures a été effectuée dans la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes. Le possibilité de reproduire le profil de vitesse d'un vent portant a permis d'étudier des configurations typiques d'infrastructures de transports terrestres (sol plan rigide, rupture d'impédance, écran, remblai) dans des conditions atmosphériques contrôlées proches de cas réels rencontrés en milieu extérieur. Ces mesures ont permis de mettre en évidence l'influence du relief et des obstacles sur le profil de vitesse de vent. Elles ont montré l'importance de résoudre le problème acoustique en prenant en compte de façon couplée les effets météorologiques et la topographie complexe du terrain (reliefs et obstacles).

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de ce travail était de développer un code de calcul capable d'intégrer simultanément les effets couplés du relief et des obstacles et des variations météorologiques mis en jeu au cours de la propagation des ondes acoustiques. L'étude bibliographique, présentée dans le premier chapitre, souligne la complexité du problème lié aux nombreux paramètres rencontrés. La propagation des ondes est en effet influencée par la topographie du terrain, les obstacles, la nature des sols, et les propriétés du milieu de propagation. Une description précise de ces phénomènes est primordiale, en particulier lorsque les distances considérées sont importantes.

Dans ce contexte, une étude des modèles existants (équations d'Euler linéarisées, méthodes des rayons, faisceaux gaussiens, Fast Field Program, modes normaux et série des résidus, méthodes des éléments de frontière et de l'équation parabolique) a été réalisée dans le Chapitre 1. L'équation parabolique, et plus précisément la GFPE (Green's Function Parabolique Equation) s'est révélée être la plus prometteuse pour résoudre notre problématique. Possédant un modèle de résolution rapide, la GFPE autorise la réalisation de calculs sur de grandes distances de propagation avec prise en compte des sols d'impédances variées, d'un nombre très limité d'obstacles simples (écrans droits fins, obstacles parallélépipédiques, marches d'escalier) et d'effets météorologiques complexes.

Une première version du code a, dans un premier temps, été programmée (Chapitre 2). Celle-ci est ensuite validée numériquement sur un grand nombre de configurations typiques telles que les ruptures d'impédance, la diffraction par un écran droit réfléchissant et des variations des profils de vitesse. Elle a été comparée avec différents codes de calculs développés au sein de plusieurs laboratoires de recherche européens. Les très bons résultats obtenus ont permis d'envisager un certain nombre de nouveaux développements afin d'étudier des situations de propagation plus complexes et plus représentatives des configurations réelles rencontrées en milieu extérieur, et plus particulièrement proche des infrastructures routières et ferroviaires. Ces améliorations concernent notamment la prise en compte de topographies complexes (buttes, remblais, déblais), de protections anti-bruit avec effet de rétropropagation (écran impédant, multi-réflexion, couronnement) ainsi que les effets du relief et des obstacles sur les profils de vent.

Plusieurs approches ont alors été présentées dans le Chapitre 3, chacune étant destinée à résoudre un problème particulier :

La GFPE-Kirchhoff permet de prendre en compte la rétro-propagation créée par la présence d'obstacles verticaux. Elle a été présentée et validée en milieu homogène et en présence d'effets météorologiques pour le cas d'un écran rigide, puis impédant, placé derrière la source, avant d'être étendue à la multi-propagation causée par deux écrans droits parallèles positionnés de part et d'autre de la source. Les résultats ont montré une sous-estimation des niveaux sonores lorsque la rétro-propagation n'est pas modélisée dans les calculs.

La GFPE-Topo, dédiée à l'étude des configurations présentant des ruptures de pentes, consiste à décomposer le relief en une succession de domaines plans. Les résultats obtenus dans un domaine sont utilisés, après une rotation du repère, pour initialiser le calcul du domaine plan suivant. Testée sur des ruptures de pentes positives et négatives, la méthode s'est avérée prometteuse aussi bien en milieu homogène qu'en milieu réfractant.

La GFPE-BEM, associant les avantages de l'équation parabolique et de la méthode des éléments de frontière, a été développée afin de permettre l'étude des obstacles de formes complexes en milieu réfractant. Son principe est basé sur l'utilisation de la BEM sur de courtes distances autour des obstacles puis de la GFPE sur sol plan et les longues distances en présence d'effets météorologiques. Cette méthode est par exemple avantageuse lors de l'étude combinée d'un écran complexe et d'une rupture d'impédance en milieu homogène : elle permet, dans ce cas, de diviser par vingt le temps de calcul nécessaire à la BEM pour résoudre seule le problème.

Deux méthodes ont ensuite été développées dans le but de prendre en compte les interactions du relief sur les effets météorologiques. La première approche consiste à décomposer la géométrie en une succession de domaines ayant chacun son propre profil de célérité. Les données utilisées lors du calcul acoustique sont alors déterminées à l'aide d'interpolations entre les différents profils. La seconde technique est plus précise puisqu'elle repose sur un couplage entre un logiciel de mécanique des fluides (FLUENT) et la GFPE. FLUENT sert, dans un premier temps, à effectuer une étude aérodynamique de la configuration. Les données obtenues sont ensuite utilisées pour évaluer les profils de célérité à employer lors du calcul acoustique. L'utilisation d'un profil évolutif a été illustrée par l'étude d'un écran droit fin. La modification du profil au voisinage de l'écran crée un fort gradient au sommet de l'obstacle par effet venturi. Celui-ci provoque une augmentation des niveaux sonores obtenus par rapport au même calcul en présence d'un profil constant.

Un travail particulier a également été mené afin d'étudier la propagation des infrasons dans l'atmosphère. Il conduit à considérer des distances de propagation et des hauteurs de plusieurs centaines de kilomètres, obligeant la prise en compte des variations de densité de l'air et de l'absorption atmosphérique. Dans ce cadre, la GFPE-Temporelle permettant de calculer au récepteur la signature temporelle a été développée. Elle est appliquée à la propagation des infrasons dans l'atmosphère, qui se comporte comme une superposition de guides d'ondes.

Deux campagnes de mesures sur modèles réduits, présentées dans le chapitre 4, ont été entreprises afin de valider les approches proposées dans le chapitre 3 et incorporées dans un code de calcul unique appelé ATMOS.

La première campagne s'est déroulée, au centre des maquettes du CSTB de Grenoble. Les mesures ont été réalisées en milieu homogène au-dessus d'une surface courbée afin de reproduire un gradient de célérité linéaire réfractant vers le bas. Ces conditions d'expérimentation permettent une très bonne maîtrise des différents paramètres intervenant dans la propagation. Les mesures sont alors reproductibles puisque le milieu ne présente pas de variations temporelles.

La seconde campagne a été effectuée en présence d'un vent portant dans la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes en vue de simuler des conditions météorologiques proches de la réalité.

Un grand nombre de configurations, typiques d'infrastructures routières, ont été testées : sol plan, sol plan avec rupture d'impédance, écran droit, remblai, déblai, écran en T. D'une manière générale, la concordance entre les mesures et les calculs est très bonne. ATMOS évalue donc correctement les différents phénomènes mis en avant lors des mesures.

Les outils numériques développés au cours de cette étude ont été partiellement validés expérimentalement à l'aide de mesures sur modèles réduits. ATMOS constitue un outil puissant adapté à l'étude d'un grand nombre de configurations de transports terrestres.

Comme suite de ce travail, plusieurs perspectives peuvent être envisagées pour compléter le modèle :

- Les mesures en soufflerie ont montré l'importance jouée par la turbulence. Une étude approfondie de son comportement permettrait une meilleure estimation des niveaux sonores en présence d'obstacles. Elle réduirait notamment l'importance des interférences estimées par ATMOS lorsqu'un écran est étudié en présence de vent.
- La GFPE-BEM repose, comme son nom l'indique, sur un couplage entre la méthode de l'équation parabolique et la méthode des éléments de frontière. Il serait possible d'étendre ce couplage à d'autres modèles de propagation (méthode des rayons, équations d'Euler). Il serait également envisageable d'utiliser un résultat GFPE comme condition initiale du calcul BEM, notamment dans le cas où l'obstacle de forme complexe se trouve proche du récepteur et non plus de la source. Ceci permettrait d'employer les deux méthodes successivement, et non plus uniquement la GFPE après un calcul BEM.
- Sur cette même idée de couplage, il serait intéressant d'associer entre elles différentes équations paraboliques. En effet, l'importance des pas de calcul de la GFPE limite son utilisation à l'étude des reliefs possédant des dimensions conséquentes. L'emploi, par exemple, de la CNPE (Crank-Nicholson Parabolic Equation) lorsqu'une précision supérieure est nécessaire, augmenterait la qualité des résultats.
- Une étude pourrait être menée dans le but d'appliquer simultanément les approches GFPE-Kirchhoff et GFPE-Topo. L'utilisation combinée des ces deux méthodes permettrait alors l'étude de la rétropropagation provoquée par des obstacles inclinés.

Références

- [1] **ABALLEA, F.** et **DEFRANCE, J.**, “Simple and multi-reflections using the PE method with a complementary Kirchhoff approximation”, 7ème Congrès Français d’Acoustique, Strasbourg, France, (2004).
- [2] **ABALLEA, F.** et **DEFRANCE, J.**, “Sound propagation over irregular terrain with complex meteorological effects using the parabolic equation model”, Inter-noise, Prague, République Tchèque, (2004).
- [3] **ABALLEA, F.**, **PRIOUR, M.**, **DEFRANCE, J.**, et **PREMAT, E.**, “Une approche hybride pour la propagation du son en milieu extérieur complexe”, Mécanique et Industrie, vol. 4, pp. 411–413, (2003).
- [4] **ALLARD, J. F.**, “Propagation of sound in porous media”. London : Elsevier Applied Science, (1993).
- [5] **ALMGREN, M.**, “Simulation by using a curved ground scale model of outdoor sound propagation under the influence of a constant sound speed gradient”, Journal of Sound and Vibration, vol. 118, no. 2, pp. 353–370, (1987).
- [6] **ATTENBOROUGH, K.**, “Acoustical impedance models for outdoor ground surfaces”, Journal of Sound and Vibration, vol. 99, no. 4, pp. 51–244, (1985).
- [7] **ATTENBOROUGH, K.**, “Ground parameter information for propagation modelling”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 92, no. 1, pp. 418–427, (1992).
- [8] **ATTENBOROUGH, K.**, **TAHERZADEH, S.**, **BASS, H. E.**, **RASPET, R.**, **BECKER, G. R.**, **GUDESEN, A.**, **CHRESTMAN, A.**, **DAIGLE, G. A.**, **L’ESPERANCE, A.**, **GABILLET, Y.**, **GABILLET, Y.**, **LI, Y. L.**, **WHITE, M. J.**, **NAZ, P.**, **NOBLE, J. M.**, et **VAN HOOFF, H. A. J. M.**, “Benchmark cases for outdoor sound propagation models”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 97, no. 1, pp. 173–191, (1995).
- [9] **BARRIERE, N.**, “Etude théorique et expérimentale de la propagation du bruit de trafic en forêt”. Thèse, Ecole Centrale de Lyon, (1999).
- [10] **BARRIERE, N.** et **GABILLET, Y.**, “Sound propagation over a barrier with realistic wind gradients. Comparison on wind tunnel experiment with GFPE computation”, ACUSTICA - acta acustica, vol. 85, pp. 325–334, (1999).

- [11] **BERENGIER, M. C., STINSON, M. R., DAIGLE, G. A., et HAMET, J. F.**, “*Porous road pavements : Acoustical characterization and propagation effects*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 101, no. 1, pp. 155–162, (1997).
- [12] **BERRY, A. et DAIGLE, G. A.**, “*Controlled experiments of the diffraction of sound by a curved surface*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 83, no. 6, pp. 2047–2058, (1988).
- [13] **BLAIRON, N.**, “*Effets de la topographie sur la propagation des ondes acoustiques dans l’atmosphère : Modélisation avec l’équation parabolique et validation sur un site extérieur*”. Thèse, Ecole centrale de Lyon, 2002-35, (2002).
- [14] **BLAIRON, N. et BLANC-BENON, P.**, “*Propagation d’une onde acoustique au-dessus d’un sol non plan : utilisation de l’équation parabolique*”, Congrès Français de Mécanique, pp. 1–6, (2001).
- [15] **BLAIRON, N., BLANC-BENON, P., BERENGIER, M. C., et JUVE, D.**, “*Outdoor sound propagation in complex environments : Experimental validation of a PE approach*”, 10th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Grenoble, France, (2002).
- [16] **BLANC-BENON, P., DALLOIS, L., et JUVE, D.**, “*Long Range Sound Propagation in a Turbulent Atmosphere Within the Parabolic Approximation*”, ACUSTICA - acta acustica, vol. 87, pp. 659–669, (2001).
- [17] **BLANC-BENON, P., JUVE, D., KARWEIT, M., et COMTE-BELLOT, G.**, “*Simulation numérique de la propagation des ondes acoustiques à travers une turbulence cinématique*”, Journal d’acoustique, vol. 3, no. 1, pp. 1–8, (1990).
- [18] **BLANC-BENON, P., LIPKENS, B., DALLOIS, L., HAMILTON, M. F., et BLACKSTOCK, D. T.**, “*Propagation of finite amplitude sound through turbulence : Modelling with geometrical acoustics and the parabolic approximation*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 111, no. 1, pp. 487–498, (2002).
- [19] **BLUMRICH, R. et HEIMANN, D.**, “*A linearized Eulerian sound propagation model for studies of complex meteorological effects*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 112, no. 2, pp. 446–455, (2002).
- [20] **BLUMRICH, R. et HEIMANN, D.**, “*Numerical estimation of atmospheric approximation effects in outdoor sound propagation modelling*”, Acta acustica, vol. 90, pp. 24–37, (2004).
- [21] **BROWN, E. H. et CLIFFORD, S. F.**, “*On the attenuation of sound by turbulence*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 60, no. 4, pp. 788–794, (1976).
- [22] **BRUNEAU, M.**, “*Manuel d’acoustique fondamentale*”. Paris : Hermes, (1998).
- [23] **BURET, M. et LI, K. M.**, “*Diffraction of sound from a dipole source near to a barrier or an impedance discontinuity*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 113, no. 5, pp. 2480–2494, (2003).
- [24] **CERVENY, V., POPOV, M., et PSENCIK, I.**, “*Computation of wave fields in homogeneous media. Gaussian beam approach*”, Geophys. J. R. Astr. Soc., vol. 70, pp. 109–128, (1982).

- [25] **CHESSEL, C. I.**, “*Propagation of noise along a finite impedance boundary*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 62, no. 4, pp. 825–834, (1977).
- [26] **CHEVRET, P.**, “*Simulation numérique des effets de la turbulence sur la propagation du son dans l’atmosphère*”. Thèse, Ecole Centrale de Lyon, 94-18, (1994).
- [27] **CHEVRET, P., BLANC-BENON, P.**, et **JUVE, D.**, “*A numerical model for sound propagation through a turbulent atmosphere near the ground*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 100, no. 6, pp. 3587–3599, (1996).
- [28] **CHIEN, C. F.** et **SOROKA, W. W.**, “*Sound propagation along an impedance plane*”, Journal of Sound and Vibration, vol. 43, no. 1, pp. 9–20, (1975).
- [29] **CHIEN, C. F.** et **SOROKA, W. W.**, “*A note on the calculation of sound propagation along an impedance surface*”, Journal of Sound and Vibration, vol. 69, no. 2, pp. 340–343, (1980).
- [30] **CISKOWSKI, R.** et **BREBBIA, C.**, “*Boundary Element Methods in Acoustics*”. London : Elsevier Applied Science, (1991).
- [31] **CLAERBOUT, J. F.**, “*Fundamentals of Geophysical Data Processing*”. New-York : Mc-Graw-Hill, mc-graw-hill ed., (1976).
- [32] **COLLINS, M. D.**, “*Applications and time-domain solution of higher-order parabolic equations in underwater acoustics*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 86, no. 3, pp. 1097–1102, (1989).
- [33] **COLLINS, M. D.**, “*Benchmark calculations for higher-order parabolic equations*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 87, no. 4, pp. 1535–1538, (1990).
- [34] **COLLINS, M. D.**, “*The rotated parabolic equation and sloping ocean bottom*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 87, no. 3, pp. 1035–1037, (1990).
- [35] **COLLINS, M. D.**, “*A split-step Padé approximation solution for the parabolic equation method*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 93, no. 4, pp. 1736–1742, (1993).
- [36] **COLLINS, M. D.**, “*A two-way parabolic equation for elastic media*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 93, no. 4, pp. 1815–1825, (1993).
- [37] **COLLINS, M. D.** et **EVANS, R. B.**, “*A two-way parabolic equation for acoustic backscattering in the ocean*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 91, no. 3, pp. 1357–1368, (1992).
- [38] **COMTE-BELLOT, G., BAILLY, C.**, et **BLANC-BENON, P.**, “*Modelling tools for flow noise and sound propagation through turbulence*”. Les éditions de physique, METTAIS O. and FERZIGE J., Springer, (1997).
- [39] **CRADDOCK, J. N.** et **WHITE, M. J.**, “*Sound propagation over a surface with varying impedance : A parabolic equation approach*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 91, no. 6, pp. 3184–3191, (1992).

- [40] **CROCKER, M. J.**, *“Handbook of acoustics”*. A Wiley-Interscience Publication, John Wiley et Sons, (1998).
- [41] **DAIGLE, G. A.**, *“Effects of atmospheric turbulence on the intererence of sound waves above a finite impedance boundary”*, J. Acoust. Soc. Am, vol. 65, no. 1, pp. 45–49, (1979).
- [42] **DAIGLE, G. A., PIERCY, J. E., et EMBLETON, T. F. W.**, *“Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves near a hard boundary”*, J. Acoust. Soc. Am, vol. 64, no. 2, pp. 622–630, (1978).
- [43] **DALLOIS, L.**, *“Propagation des ondes acoustiques dans les milieux en mouvement : extension grand angle de l’approximation parabolique”*. Thèse, Ecole Centrale de Lyon, 2000-37, (2000).
- [44] **DALLOIS, L., BLANC-BENON, P., et JUVÉ, D.**, *“A wide-angle parabolic equation for acoustic waves in inhomogeneous moving media : applications to atmospheric sound propagation”*, J. Compt. Acoust., vol. 9, no. 2, pp. 477–494, (2001).
- [45] **DE JONG, B. A., MOERKERKEN, A., et VAN DER TOORN, J. D.**, *“Propagation of sound over grassland and over an earth barrier”*, Journal of Sound and Vibration, vol. 86, no. 1, pp. 23–46, (1983).
- [46] **DEFRANCE, J.**, *“Méthode analytique pour le calcul de propagation de bruit extérieur”*. Thèse, Université du Maine, (1996).
- [47] **DEFRANCE, J. et GABILLET, Y.**, *“A new analytical method for the calculation of outdoor noise propagation”*, Applied acoustics, vol. 57, no. 2, pp. 109–127, (1999).
- [48] **DELANY, M. E.**, *“Sound propagation in the Atmosphere : A historical Review”*, Acustica, vol. 38, pp. 201–223, (1977).
- [49] **DELANY, M. E. et BAZLEY, E. N.**, *“Acoustical properties of fibrous absorbent materials”*, Applied acoustics, vol. 3, pp. 105–116, (1970).
- [50] **DELRIEUX, Y.**, *“Analyse de la propagation acoustique à basse altitude par l’équation parabolique tridimensionnelle”*. Thèse, Ecole Centrale de Lyon, 91-20, (1991).
- [51] **DeSANTO, J. A.**, *“Connections between the connections of Helmholtz and parabolic equations for sound propagation”*. Bachmann W. and Williams R. B., (1975).
- [52] **DI, X. et GILBERT, K. E.**, *“Application of a fast Green’s function method to long range sound propagation in the atmosphere”*, 5th International Symposium on Long Range Sound Propagation, pp. 128–139, (1992).
- [53] **DI, X. et GILBERT, K. E.**, *“The effect of turbulence and irregular terrain on outdoor sound propagation”*, 6th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Ottawa, Canada, pp. 315–333, (1994).

- [54] **DINAPOLI, F. R.** et **DEAVENPORT, R. L.**, “*Theoretical and numerical Green's function field solution in a plane multilayered medium*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 97, no. 1, pp. 92–105, (1980).
- [55] **Directive**, “*2002/49/CE relative à l'évolution et à la gestion du bruit dans l'environnement*”, Journal officiel L189/12, 18 juillet 2002.
- [56] **FARINA, A.**, “*Simultaneous measurement of impulse response and distortion with a swept-sine technique*”, AES 108th convention, Paris, France, (2000).
- [57] **FILIPPI, P. J. T.**, “*Etude théorique et numérique de la diffraction par un écran mince*”, Acustica, vol. 21, pp. 343–350, (1969).
- [58] **FILIPPI, P. J. T.**, “*Layer potentials and acoustic diffraction*”, Journal of Sound and Vibration, vol. 54, no. 4, pp. 473–500, (1977).
- [59] **FILIPPI, P. J. T.**, **LEFEBVRE, J. P.**, **HABAULT, D.**, **BERGASSOLI, A.**, **GUYADER, J. L.**, et **LESUEUR, C.**, “*Acoustique générale*”. SFA, les éditions de physique ed., (1994).
- [60] **FRANKE, S. J.** et **SWENSON, G. W.**, “*A brief tutorial on the fast field program (FFP) as applied to sound propagation in the air*”, Applied acoustics, vol. 27, no. 3, pp. 203–215, (1989).
- [61] **GABILLET, Y.**, **SCHROEDER, H.**, **DAIGLE, G. A.**, et **L'ESPERANCE, A.**, “*Application of the Gaussian beam approach to sound propagation in the atmosphere : Theory and experiments*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 93, no. 6, pp. 3105–3116, (1993).
- [62] **GALINDO ARRANZ, M.**, “*The parabolic equation method for outdoor propagation*”. Thèse, Technical University of Denmark, (1996).
- [63] **GAUVREAU, B.**, “*Influence des conditions micrométéorologique sur l'efficacité des écrans acoustiques*”. Thèse, Université du Maine, (1999).
- [64] **GILBERT, K. E.** et **DI, X.**, “*A fast Green's function method for one-way sound propagation in the atmosphere*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 94, no. 4, pp. 2343–2352, (1993).
- [65] **GILBERT, K. E.**, **RASPET, R.**, et **DI, X.**, “*Calculation of turbulence effects in an upward-refracting atmosphere*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 87, no. 6, pp. 2428–2437, (1990).
- [66] **GILBERT, K. E.** et **WHITE, M. J.**, “*Application of the parabolic equation to sound propagation in refracting atmosphere*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 85, no. 2, pp. 630–637, (1989).
- [67] **GREENE, R. R.**, “*The rational approximation to the acoustic wave equation with bottom interaction*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 76, no. 6, pp. 1764–1773, (1984).
- [68] **HADDEN, W. J.**, “*Sound diffraction around screens and wedges for arbitrary point source location*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 69, no. 5, pp. 1266–1276, (1981).
- [69] **HAMET, J. F.** et **BERENGIER, M. C.**, “*Acoustical characteristics of porous pavements : a new phenomenological model*”, Inter-Noise, Leuven, Belgium, pp. 641–646, (1993).

- [70] **HARMONOISE**, “European project IST 2000-18419 - Reference Model - Task 2.2 - State of the art of modeling”, Rapport, WP2-Team, 20-02-2002 2002.
- [71] **HARMONOISE**, “European project IST 2000-18419 - Reference Model - Task 2.3 - Benchmark calculations and modeling approximations”, Rapport, WP2-Team, 22-10-2002 2002.
- [72] **HEDIN, A. E., FLEMING, E. L., MANSON, A. H., SCHMIDLIN, F. J., AVERY, S. K., CLARK, R. R., FRANKE, S. J., FRASER, G. J., TSUDA, T., VIAL, F., et VINCENT, R. A.**, “Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere”, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, vol. 58, no. 13, pp. 1421–1447, (1996).
- [73] **HEIMANN, D.**, “Numerical simulation of wind and sound propagation through an idealised stand of trees”, Acta acustica, vol. 89, pp. 779–788, (2003).
- [74] **HEIMANN, D. et BLUMRICH, R.**, “Time-domain simulations of sound propagation through screen-induced turbulence”, Applied acoustics, vol. 65, no. 6, pp. 561–582, (2004).
- [75] **International Civil Aviation Organisation**, “Manual of the ICAO Standard Atmosphere”, Doc. 7488/2, (1964).
- [76] **International Organization for Standards**, “Acoustics-Attenuation of sound during propagation outdoors, Part I : Method of atmospheric absorption”, ISO 9613-1, (1993).
- [77] **JEAN, P.**, “A variational approach for the study of outdoor sound propagation and application to railway noise”, Journal of Sound and Vibration, vol. 212, no. 2, pp. 275–294, (1998).
- [78] **JENSEN, F. B., KUPERMAN, W. A., PORTER, M. B., et SCHMIDT, H.**, “Computational ocean acoustics”. New-york : Springer-Verlag, aip press ed., (2000).
- [79] **JOLY, P. et TUOMELA, J.**, “A New Theoretical Approach to Absorbing Layers”, SIAM Journal on Numerical Analysis, vol. 34, no. 2, pp. 671–698, (1997).
- [80] **JUVE, D., BLANC-BENON, P., et CHEVRET, P.**, “Sound propagation through a turbulent atmosphere : influence of the turbulent model”, 6th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Ottawa, Canada, pp. 270–282, (1994).
- [81] **KARWEIT, M., BLANC-BENON, P., JUVE, D., et COMTE-BELLOT, G.**, “Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field : a study of phase variance”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 89, no. 1, pp. 52–62, (1991).
- [82] **KELLER, J. B.**, “Geometrical Theory of Diffraction”, J. Opt . Soc. of America, vol. 52, no. 2, pp. 116–130, (1962).
- [83] **KOERS, P.**, “Diffraction by an absorbing barrier or by an impedance transition”, Inter-noise, pp. 311–314, (1983).
- [84] **LAM, Y. W.**, “A boundary element method for the calculation of noise barrier insertion loss in the presence of atmospheric turbulence”, Applied acoustics, vol. 65, no. 6, pp. 583–603, (2004).

- [85] **LANDSBERG, H. E.**, *"The urban climate"*, vol. 28. New York : Academic Press, (1981).
- [86] **LEE, S. W., BONG, N., RICHARDS, W. F., et RASPET, R.**, *"Impedance formulation of the fast field program for acoustic wave propagation in the atmosphere"*, J. Acoust. Soc. Am, vol. 79, no. 3, pp. 628–634, (1986).
- [87] **LI, K. M. et WANG, Q.**, *"A BEM approach to assess the acoustic performance of noise barriers in a refracting atmosphere"*, Journal of Sound and Vibration, vol. 211, no. 4, pp. 663–681, (1998).
- [88] **LI, Y. L., WHITE, M. J., et FRANKE, S. J.**, *"Numerical implementation of an adaptive fast-field program for sound propagation in layered media using the chirp z transform"*, J. Acoust. Soc. Am, vol. 89, no. 5, pp. 2068–2075, (1991).
- [89] **MALBEQUI, P.**, *"Atmospheric sound propagation using the wide-angle parabolic-equation"*, 7th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Ecully, France, pp. 257–269, (1996).
- [90] **McBRIDE, W. E., BASS, H. E., RASPET, R., et GILBERT, K. E.**, *"Scattering of sound by atmospheric turbulence : Predictions in a refractive shadow zone"*, J. Acoust. Soc. Am, vol. 91, no. 3, pp. 1336–1340, (1992).
- [91] **McDONALD, H. M.**, *"Diffraction at a straight edge"*, Proceed. London Math. Soc., vol. 2, pp. 103–105, (1915).
- [92] **Ministère de l'Équipement, du Logement, des Transports et du Tourisme, CERTU, SETRA, LCPC, et CSTB**, *"Bruit des infrastructures routières - méthode de calcul incluant les effets météorologiques"*, Rapport, CSTB, SETRA, LCPC, LRPC, janvier 1997.
- [93] **MULLER, S. et MASSARANI, P.**, *"Transfert-function measurement with sweeps"*, J. Audio Eng. Soc., vol. 49, no. 9, pp. 443–471, (2001).
- [94] **NAZ, P. et PARMENTIER, G.**, *"Some results of sound propagation experiments"*, 7th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Lyon, France, pp. 35–48, (1996).
- [95] **OKE, T. R.**, *"The heat island of the urban boundary layer : characteristics, causes and effects"*. Dordrecht : Kluwer Academic, (1995).
- [96] **OSTASHEV, V. E.**, *"Acoustics in moving inhomogeneous media"*. E and FN Spon, (1997).
- [97] **PISERCHIA, P.-F., ROCHE, R., ABALLEA, F., et DEFRANCE, J.**, *"Numerical modeling of infrasound propagation at very long distance"*, 11th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Fairlee, VT, USA, (2004).
- [98] **PORTER, M. B. et BUCKER, H. P.**, *"Gaussian beam tracing for computing ocean acoustic fields"*, J. Acoust. Soc. Am, vol. 82, no. 4, pp. 1349–1359, (1987).
- [99] **PREMAT, E.**, *"Prise en compte d'effets météorologiques dans une méthode d'éléments finis de frontière"*. Thèse, INSA, Lyon, (2000).

- [100] **PREMAT, E., DEFRANCE, J., ABALLEA, F., et PRIOUR, M.**, “*A hybrid GFPE-BEM approach for complex outdoor sound propagation*”, 10th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Grenoble, France, (2002).
- [101] **PREMAT, E., DEFRANCE, J., PRIOUR, M., et ABALLEA, F.**, “*Coupling BEM and GFPE for complex outdoor sound propagation*”, Euronoise, Naples, Italia, pp. 1–6, (2003).
- [102] **PREMAT, E. et GABILLET, Y.**, “*A new boundary-element method for predicting outdoor sound propagation and application to the case of a sound barrier in the presence of downward refraction*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 108, no. 9, pp. 2775–2783, (2000).
- [103] **PRIOUR, M., PREMAT, E., et BLANC-BENON, P.**, “*Calculations with BEM in a refracting atmosphere*”, 7ème Congrès Français d’Acoustique, Strasbourg, France, (2004).
- [104] **PRIOUR, M., PREMAT, E., et BLANC-BENON, P.**, “*Meteorological effects and Boundary Element Methods for outdoor sound propagation prediction*”, Inter-noise, Prague, République Tchèque, (2004).
- [105] **RASMUSSEN, K. B.**, “*Sound propagation from a point source over a two-impedance surface*”, Acta acustica, vol. 2, pp. 173–177, (1994).
- [106] **RASPET, R., GORDON, B., et WENLIANG, W.**, “*The relationship between upward refraction above a complex impedance plane and the spherical wave evaluation for a homogeneous atmosphere*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 89, no. 1, pp. 107–114, (1991).
- [107] **RASPET, R., GORDON, B., et WENLIANG, W.**, “*Normal mode solution for low-frequency sound propagation in a downward refracting atmosphere above a complex impedance plane*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 91, no. 3, p. 13411352, (1992).
- [108] **RASPET, R., LEE, S. W., KUESTER, E., CHANG, D. C., RICHARDS, W. F., GILBERT, R., et BONG, N.**, “*A fast-field program for sound propagation in a layered atmosphere above an impedance ground*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 77, no. 2, pp. 345–352, (1985).
- [109] **ROBERTSON, J. S., SCHLATTER, P. J., et SIEGMANN, W. A.**, “*Sound propagation over impedance discontinuities with the parabolic approximation*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 99, no. 2, pp. 761–767, (1996).
- [110] **ROSS, C. D.**, “*Outdoor sound propagation in the US Civil War*”, Applied acoustics, vol. 59, pp. 137–147, (2000).
- [111] **SACK, R. A. et WEST, M.**, “*A parabolic equation for sound propagation in two dimensions over any smooth terrain profile : the generalised terrain parabolic equation (GT-PE)*”, Applied acoustics, vol. 45, no. 2, pp. 113–129, (1995).
- [112] **SACRE, C.**, “*Connaissances de base*”, vol. 1, *Traité de physique du bâtiment*. Paris : CSTB, (1995).

- [113] **SALOMONS, E. M.**, “*Diffraction by a screen in downwind sound propagation : A parabolic-equation approach*”, *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 95, no. 6, pp. 3109–3117, (1994).
- [114] **SALOMONS, E. M.**, “*Sound propagation over a barrier computed with the parabolic equation method*”, *Inter-noise*, vol. 2, Liverpool, England, pp. 813–818, (1996).
- [115] **SALOMONS, E. M.**, “*Improve Green’s function parabolic equation method for atmospheric sound propagation*”, *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 104, no. 1, pp. 100–111, (1998).
- [116] **SALOMONS, E. M.**, “*Wide-angle analytical starting function for GFPE method*”, 9th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Amsterdam, The Netherlands, pp. 210–220, (2000).
- [117] **SALOMONS, E. M.**, “*Computational atmospheric acoustics*”. Kluwer Academic, (2001).
- [118] **SALOMONS, E. M.**, **BLUMRICH, R.**, et **HEIMANN, D.**, “*Eulerian Time-domain model for sound propagation over a finite-impedance ground surface. Comparison with Frequency-domain models*”, *Acta acustica*, vol. 88, pp. 483–492, (2002).
- [119] **SALOMONS, E. M.** et **RASMUSSEN, K. B.**, “*Numerical computation of sound propagation over a noise screen based on an analytic approximation of the wind speed field*”, *Applied acoustics*, vol. 60, pp. 327–341, (2000).
- [120] **STAN, G.-B.**, **EMBRECHTS, J.-J.**, et **ARCHAMBEAU, D.**, “*Comparison of different impulse response measurement techniques*”, *J. Audio Eng. Soc.*, vol. 50, no. 4, pp. 249–263, (2001).
- [121] **STULL, R. B.**, “*An introduction to boundary layer meteorology*”. Dordrecht : Kluwer Academic, (1991).
- [122] **SUTHERLAND, L. C.** et **BASS, H. E.**, “*Atmospheric absorption in the atmosphere at high altitude*”, 7th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Ecully, France, pp. 1–15, (1996).
- [123] **SUTHERLAND, L. C.** et **BASS, H. E.**, “*Atmospheric absorption in the atmosphere up to 160 km*”, *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 115, no. 3, pp. 1012–1032, (2004).
- [124] **TAPPERT, F. D.**, “*The parabolic approximation method in "Wave propagation and underwater acoustics"*”, vol. 70. Edité par **KELLER, J. B.** and **PAPADAKIS, J. S.**, New York : Springer, (1977).
- [125] **TAPPERT, F. D.** et **HARDIN, R. H.**, “*Computer simulation of long-range ocean acoustic propagation using parabolic method*”, 8th ICA, London, (1974).
- [126] **THOMSON, D. J.** et **CHAPMAN, N. R.**, “*A wide-angle split-step algorithm for the parabolic equations*”, *J. Acoust. Soc. Am*, vol. 74, no. 6, pp. 1848–1854, (1983).
- [127] **VAN RENTERGHEM, T.**, “*The finite-difference time-domain method for simulation of sound propagation in a moving medium*”. Thèse, Gent, (2003).

- [128] **WERT, K., BLANC-BENON, P., et JUVE, D.**, “*Effect of turbulence scale resolution on numerical simulation of atmospheric sound propagation*”, 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, pp. 246–256, (1998).
- [129] **WEST, M., GILBERT, K. E., et SACK, R. A.**, “*A tutorial on the parabolic equation (PE) model used for long range sound propagation in the atmosphere*”, Applied acoustics, vol. 37, pp. 31–49, (1992).
- [130] **WEST, M. et LAM, Y.**, “*A two-way vertical interface parabolic equation (tv-pe) model for atmospheric propagation in the presence of severe terrain features*”, 9th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Amsterdam, Netherlands, pp. 167–176, (2000).
- [131] **WEST, M. et SACK, R. A.**, “*Development of an algorithm for prediction of the sound field from a spherical acoustic source using the parabolic approximation*”, 5th International Symposium on Long Range Sound Propagation, (1992).
- [132] **WILSON, D. K., BRASSEUR, J. G., et GILBERT, K. E.**, “*Acoustic scattering and the spectrum of atmospheric turbulence*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 105, no. 1, pp. 30–34, (1999).
- [133] **WILSON, D. K. et NOBLE, J.**, “*Putting meteorology into outdoor sound propagation calculations*”, Inter-Noise, Nice, France, (2000).
- [134] **WILSON, D. K., WYNGAARD, J. C., et HAVELOCK, D. I.**, “*The effect of turbulence intermittency on scattering into an acoustic shadow zone*”, J. Acoust. Soc. Am, vol. 99, no. 6, pp. 3393–3400, (1996).

Références Personnelles

JOURNAUX SCIENTIFIQUES

Aballéa F, Priour M., Defrance J, Premat E, *"Une approche hybride pour la propagation du son en milieu extérieur complexe"*, Mécanique et Industrie 4, 411-414 (2003)

CONGRÈS SCIENTIFIQUES INTERNATIONAUX

Aballéa F, Defrance J, *"Sound propagation over an irregular terrain with complex meteorological effects using the parabolic equation model"*, InterNoise'2004, Prague, Czech Republic, (23-25 Aug. 2004)

Defrance J, Aballéa F, Priour M., Premat E, Blanc-Benon P., *"Sound propagation over non-flat terrain with realistic meteorological effects using the Parabolic Equation : New theoretical developments and comparisons with wind tunnel experiments"*, 11th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Fairlee, VT, USA, (2-3 June 2004)

Piserchia PF, Roche R, Aballéa F, Defrance J, *"Numerical modeling of infrasound propagation at very long distance"*, 11th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Fairlee, VT, USA, (2-3 June 2004)

Priour M, Aballéa F, Baulac M, Defrance J, *"Wind tunnel experiments for the validation of numerical models for outdoor sound propagation"*, InterNoise'2004, Prague, Czech Republic, (23-25 Aug. 2004)

Premat E, Defrance J, Priour M, Aballéa F, *"Coupling BEM and GFPE for complex outdoor sound propagation"*, EuroNoise, Napoli, Italy (19-21 May 2003) and Acta Acustica, 89, Suppl.1, S71 (2003)

Premat E, Defrance J, Aballéa F, Priour M, *"A hybrid GFPE-BEM approach for complex outdoor sound propagation"*, 10th International Symposium on Long Range Sound Propagation, Grenoble, France (12-13 Sep. 2002)

CONGRÈS SCIENTIFIQUES FRANÇAIS

Aballéa F, Defrance J, *"Simple and multi-reflections using the PE method with a complementary Kirchhoff approximation"*, CFA-DAGA'04 Congress, Strasbourg, France, (22-25 March 2004)

Aballéa F, Priour M, Defrance J, Premat E, *"Une approche hybride pour la propagation du son en milieu extérieur complexe"*, 16e Congrès Français de Mécanique, Nice, France (1-5 sept. 2003)

MAGAZINES TECHNIQUES

Defrance J, Aballéa F, *"Effets couplés de la météorologie et de la topographie sur la propagation du bruit en milieu extérieur"*, Revue Générale des Routes, (Oct. 2004)

Aballéa F, Defrance J, *"ATMOS : Un outil puissant de prévision du bruit en milieu extérieur complexe"*, Environnement Magazine, (Nov 2004)

Defrance J, Aballéa F, *"Acoustique environnementale : Quand la météo se mêle du bruit"*, CSTB Recherche, Lettre d'information, (Jui. 2004)

Annexe A:

Complément sur les méthodes de résolution de l'équation d'onde

A.1 Fast Fied Programm

La FFP est construite à partir de l'équation d'Helmholtz en deux dimensions exprimée en coordonnées cylindriques :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = -\frac{2}{r} \delta(r) \delta(z - z_s) \quad (136)$$

où la source est localisée en $r = 0$ et $z = z_s$. L'utilisation d'une transformation intégrale de Hankel permet de réduire le problème à une dimension et d'exprimer Eq.(136) en fonction de la hauteur z :

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + [k^2(z) - K^2] P = -2\delta(z - z_s) \quad (137)$$

où

$$P(K, z) = \int_0^\infty p(r, z) J_0(Kr) \quad (138)$$

avec J_0 la fonction de Bessel du premier ordre et K la composante horizontale du nombre d'onde. En parallèle, l'atmosphère est divisée en une succession de couches homogènes horizontales dont le nombre et la largeur dépendent de la fréquence et de la forme du profil vertical de célérité étudié : plus le nombre d'onde $k(z)$ varie rapidement et plus les couches seront fines. Eq.(137) est résolue pour chaque couche i de l'atmosphère. Les solutions $P_i(K, z)$ s'expriment en fonction d'une solution particulière $P_i^*(K, z)$ et de deux solutions indépendantes $P_i^+(K, z)$ et $P_i^-(K, z)$ de l'équation homogène correspondante :

$$P_i(K, z) = P_i^*(K, z) + A_i^-(K) P_i^-(K, z) + A_i^+(K) P_i^+(K, z) \quad (139)$$

Les deux inconnues A_i^- et A_i^+ dépendent de la condition limite supérieure et inférieure de la couche étudiée. Elles sont déterminées en respectant les lois de continuité de la pression et de la vitesse entre les différentes couches du domaine étudié (Figure A-1). Une fois toutes les inconnues déterminées, le champ acoustique total $p(r, z)$ est reconstruit en utilisant la transformée de Hankel inverse :

$$p(r, z) = \int_0^\infty P(K, z) J_0(Kr) K dK \quad (140)$$

De nombreux modèles de résolution (Raspet [108], LI [88], LEE [86], FRANKE [60]) ont été proposés afin de calculer l'intégrale de l'équation Eq.(140). Ils se distinguent principalement les uns des autres par une caractérisation différente du profil de célérité et de l'impédance du sol. La dernière étape de la résolution de la FFP est cependant commune. Elle consiste en un développement asymptotique de la fonction de Bessel $J_0(Kr)$ et sur l'approximation de champ

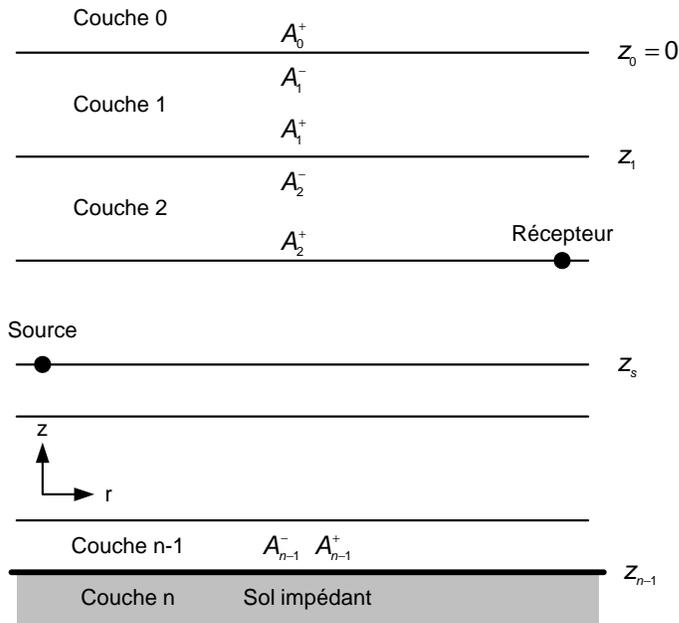


Figure A-1: Schéma de principe de la méthode FFP en atmosphère stratifiée

lointain ($k_0 r \gg 1$). L'équation Eq.(140) est écrite :

$$p(r, z) = \sqrt{\frac{1}{2\pi r}} e^{j\frac{\pi}{4}} \int_0^\infty P(K, z) e^{-jkr} \sqrt{K} dK \quad (141)$$

L'intégrale est ensuite remplacée par une somme finie en utilisant la transformée de Fourier discrète :

$$p(r_m, z) = (1 - j) \sqrt{\frac{1}{2\pi r_m}} \Delta K \sum_{n=0}^{N-1} P(K_n) \sqrt{K} e^{j\frac{2\pi mn}{N}} \quad (142)$$

avec $K_n = n\Delta K$, $r_m = m\Delta r$ (ou $r_m = r_0 + m\Delta r$), $\Delta K = \frac{K_{\max}}{N-1}$ et $\Delta r = \frac{2\pi}{N\Delta K}$.

Dans la pratique, il est généralement difficile d'effectuer la troncature de l'intégrale infinie en une somme finie. En effet, il n'est souvent pas possible de spécifier le nombre de points, indépendant de la taille du pas, utilisé pour les nombres d'onde horizontaux K . La pression acoustique au récepteur est finalement obtenue en évaluant l'équation Eq.(142) à l'aide des algorithmes classiques de la transformée de Fourier rapide (FFT).

A.2 Modes normaux et série des résidus

A.2.1 Modes normaux

La méthode n'est valable que pour un milieu où la vitesse des ondes acoustiques augmente avec l'altitude :

$$c(z) = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \frac{2z}{R_c}}} \approx c_0 \left(1 + \frac{1}{R_c} z \right) = c_0 (1 + az) \quad (143)$$

où R_c correspond au rayon de courbure du trajet de l'onde acoustique sous l'influence du profil de célérité. La solution $p(r, z)$ de l'équation de Helmholtz Eq.(137), satisfaisant les conditions d'impédance au niveau du sol, de continuité des vitesses et des pressions, est donnée par :

$$p(r, z) = - \int_0^\infty P(K, z) H_0^1(Kr) K dK \quad (144)$$

avec H_0^1 la fonction de Hankel. $P(r, K)$ est alors exprimée à l'aide des fonctions de Airy Ai et de leurs dérivées Ai' :

$$P(r, K) = -2\pi e^{i\frac{\pi}{6}} l Ai\left(\tau + \frac{z_{>}}{l}\right) - \left[Ai\left(\left(\tau + \frac{z_{<}}{l}\right) e^{i\frac{2\pi}{3}}\right) - \frac{Ai'\left(\tau e^{i\frac{2\pi}{3}}\right) + qAi\left(\tau e^{i\frac{2\pi}{3}}\right)}{Ai'(\tau) + qAi(\tau)} Ai\left(\tau + \frac{z_{<}}{l}\right) \right] \quad (145)$$

avec $\tau = (k^2 - k_0^2) l^2$ où $l = \sqrt[3]{\frac{R_c}{2k_0^2}}$, $k_0 = \frac{2\pi f}{c_0}$ et c_0 est la célérité au niveau du sol, $z_{<} = \max(z_s, z_r)$ et $z_{>} = \min(z_s, z_r)$, z_s et z_r représentant la hauteur de la source et du récepteur, $q = ik_0 l \frac{\rho c_0}{Z_g}$ où Z_g est l'impédance du sol et ρ la densité de l'air.

L'équation Eq.(145) est ensuite reportée dans l'intégrale de l'équation Eq.(144). En utilisant la méthode des résidus pour chaque pôle de l'intégrale, on obtient une expression de la pression acoustique $p(r, z)$:

$$p(r, z) \approx i\frac{\pi}{l} \sum_n \frac{H_0^1(k_n r) Ai\left(\tau_n + \frac{z_s}{l}\right) Ai\left(\tau_n + \frac{z_r}{l}\right)}{\tau_n Ai(\tau_n)^2 - Ai'(\tau_n)^2} \quad (146)$$

avec $\tau_n = \frac{k_n^2 - k_0^2}{l^2}$, les zéros de $Ai'(\tau) + qAi(\tau) = 0$.

L'expression Eq.(146) ne converge pas rapidement puisque la majorité des pôles est située proche de l'axe des réels. Le nombre de modes nécessaires pour évaluer le champ de pression avec une précision suffisante est donné par Raspert [107] :

$$n_{\max} = \frac{2}{3} \left(\frac{f}{\left| \frac{dc}{dt} \right|_0} \right) \quad (147)$$

où f est la fréquence. Il est donc proportionnel à la fréquence et à l'inverse de gradient de célérité de l'onde acoustique. Très efficace en basses fréquences où peu de modes sont requis, la méthode est donc coûteuse en temps de calcul lorsque la fréquence augmente.

A.2.2 La série des résidus

La méthode n'est valable que dans un milieu où la vitesse des ondes acoustiques diminue avec l'altitude :

$$c(z) = \frac{c_0}{\sqrt{1 + \frac{2z}{R_c}}} \approx c_0 \left(1 - \frac{1}{R_c} z \right) = c_0 (1 - az) \quad (148)$$

avec R_c qui correspond au rayon de courbure suivi par le rayon sous l'influence du profil de célérité.

La solution $P(r, K)$ est exprimée à l'aide des fonctions de Airy Ai et de leurs dérivées Ai' (Rasper [106]) en adoptant les mêmes notations que celles utilisées pour l'équation Eq.(145) :

$$P(r, K) = -2\pi e^{i\frac{\pi}{6}} l Ai\left(\left(\tau - \frac{z_{>}}{l}\right) e^{i\frac{2\pi}{3}}\right) \left[Ai\left(\tau - \frac{z_{<}}{l}\right) - \frac{Ai'(\tau) - qAi(\tau)}{Ai'(\tau e^{i\frac{2\pi}{3}}) - qAi(\tau e^{i\frac{2\pi}{3}})} Ai\left(\left(\tau + \frac{z_{<}}{l}\right) e^{i\frac{2\pi}{3}}\right) \right] \quad (149)$$

L'expression Eq.(149) est ensuite reportée dans l'intégrale de l'expression Eq.(144). En utilisant la méthode des résidus pour chaque pôle de l'intégrale, on obtient une expression de la pression acoustique $p(r, z)$:

$$p(r, z) \approx i \frac{\pi e^{i\frac{\pi}{6}}}{l} \sum_n \frac{H_0^1(k_n r) Ai\left(\left(\tau_n - \frac{z_s}{l}\right) e^{i\frac{2\pi}{3}}\right) Ai\left(\left(\tau_n - \frac{z_r}{l}\right) e^{i\frac{2\pi}{3}}\right)}{Ai'\left(\tau_n e^{i\frac{2\pi}{3}}\right)^2 - \tau_n e^{i\frac{2\pi}{3}} Ai\left(\tau_n e^{i\frac{2\pi}{3}}\right)^2} \quad (150)$$

avec $\tau_n = \frac{k_n^2 - k_0^2}{l^2}$, les zéros de $Ai'(\tau) + qe^{i\frac{\pi}{3}} Ai(\tau) = 0$.

Contrairement aux modes normaux, la solution converge très vite du fait de l'augmentation rapide de l'absorption pour les pôles d'ordre élevé. De plus, lorsque le récepteur est suffisamment éloigné de la limite de la zone d'ombre, Eq.(150) est simplifiée en utilisant les valeurs asymptotiques des fonctions Airy et de Hankel (Berry [12]) ce qui permet de diminuer de façon significative les temps de calculs.

A.3 Équations d'Euler linéarisées (LE)

Les équations d'Euler linéarisées sont construites à partir de l'équation du mouvement Eq.(151), de l'équation de continuité Eq.(152) et de la première loi de la thermo dynamique Eq.(153) :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (151)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \vec{u} \quad (152)$$

$$\frac{c_p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{c_v}{p} \frac{dp}{dt} \quad (153)$$

\vec{u} représente le vecteur vitesse en trois dimensions, t le temps, ρ la densité et p la pression. Les chaleurs spécifiques de l'air à température et volume constants sont notées respectivement c_p et c_v .

En exprimant la variable de densité ρ de l'équation Eq.(152) à l'aide de l'équation Eq.(151), la pression p est réécrite à partir de l'équation Eq.(153) :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p = -\kappa p \nabla \cdot \vec{u} \quad (154)$$

où $\kappa = c_p/c_v$.

Chacune des variables \vec{u} , p , ρ est ensuite exprimée en fonction de sa valeur moyenne \vec{u}_{av} , p_{av} , ρ_{av} et de sa fluctuation acoustique \vec{u}' , p' , et ρ' :

$$\vec{u} = \vec{u}_{av} + \vec{u}', \quad p = p_{av} + p', \quad \rho = \rho_{av} + \rho' \quad (155)$$

Lorsque l'atmosphère est dans un état stationnaire non turbulent, les composantes acoustiques non-linéaires sont négligées. Les équations Eq.(151) et Eq.(154) deviennent :

$$\frac{\partial \vec{u}'}{\partial t} + (\vec{u}_{av} \cdot \nabla) \vec{u}' + (\vec{u}' \cdot \nabla) \vec{u}_{av} = -\alpha_{av} \nabla p' - \alpha' \nabla p_{av} - \nu \nabla^2 \vec{u}' \quad (156)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \vec{u}_{av} \cdot \nabla p' + \vec{u}' \cdot \nabla p_{av} = -\gamma p' \nabla \cdot \vec{u}_{av} - \gamma p_{av} \nabla \cdot \vec{u}' \quad (157)$$

où $\alpha = \alpha_{av} + \alpha' = 1/\rho$ est un volume spécifique, avec $\alpha' = -\rho'/\rho_{av}^2$. α' est ensuite exprimé à l'aide de la relation de pression $p' = \frac{\rho' \gamma p_{av}}{\rho_{av}}$:

$$\alpha' = -\frac{p'}{\gamma p_{av} \rho_{av}} \quad (158)$$

Un terme de diffusion $-\nu \nabla^2 \vec{u}'$ est ajouté à l'équation Eq.(156) afin de prendre en compte les effets de l'absorption atmosphérique (Blumrich [19]). Il représente une viscosité artificielle englobant aussi bien l'absorption classique que l'absorption moléculaire. ν est le coefficient de diffusion. Il est déterminé empiriquement en fonction de la température et de l'humidité relative.

La méthode des équations d'Euler linéarisées ne prend en compte ni la turbulence ni l'absorption atmosphérique. Toutefois, diverses techniques qui reposent pour la plupart sur un moyennage de plusieurs réalisations représentatives des variations de l'atmosphère (Heimann [74]), permettent de modéliser la turbulence. Elle sont cependant rapidement gourmandes en temps de calcul.

L'impédance est modélisée de façon différente en fonction de la nature des sols. En effet, les sols parfaitement rigides sont modélisés en assignant la valeur zéro aux composantes verticales de la célérité au niveau du sol.

L'impédance des sols poreux est exprimée en modifiant les équations Eq.(156) et Eq.(157) d'Euler (Salomons [118]) :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\frac{\Omega}{c_s} \bar{\alpha} \nabla p' - \sigma \frac{\Omega}{c_s} \bar{\alpha} \vec{u}' \quad (159)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = -\kappa \frac{\bar{p}}{\Omega} \nabla \cdot \vec{u}' \quad (160)$$

où σ représente la résistivité, Ω la porosité et c_s une constante de structure. Toutefois lorsque la surface est parfaitement rigide, son impédance est modélisée en annulant les composantes verticales de la célérité des ondes au niveau du sol. Pour les sols totalement absorbants on applique la condition :

$$|\vec{u}'| = \frac{p'}{Z_{air}} \quad (161)$$

avec $Z_{air} = \bar{\rho}c$ l'impédance de l'air avec c la célérité acoustique. Cette même condition d'impédance est également appliquée aux frontières du domaine afin d'éviter les réflexions numériques indésirables.

Annexe B: Caractéristiques du tweeter et des microphones utilisés lors des mesures sur modèles réduits

Cette annexe présente les caractéristiques constructeur du tweeter AUDAX *TW010F1* et des microphones B&K 1/2 puce 4133 employés lors de la réalisation des mesures sur les modèles réduits du CSTB de Grenoble ainsi que lors des mesures dans la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes. Ces caractéristiques sont données sous la forme d'une photographie fournissant les dimensions du tweeter (Figure B-1) ainsi que deux courbes représentant les réponses en fréquence du tweeter (Figure B-2) et des microphones (Figure B-3).

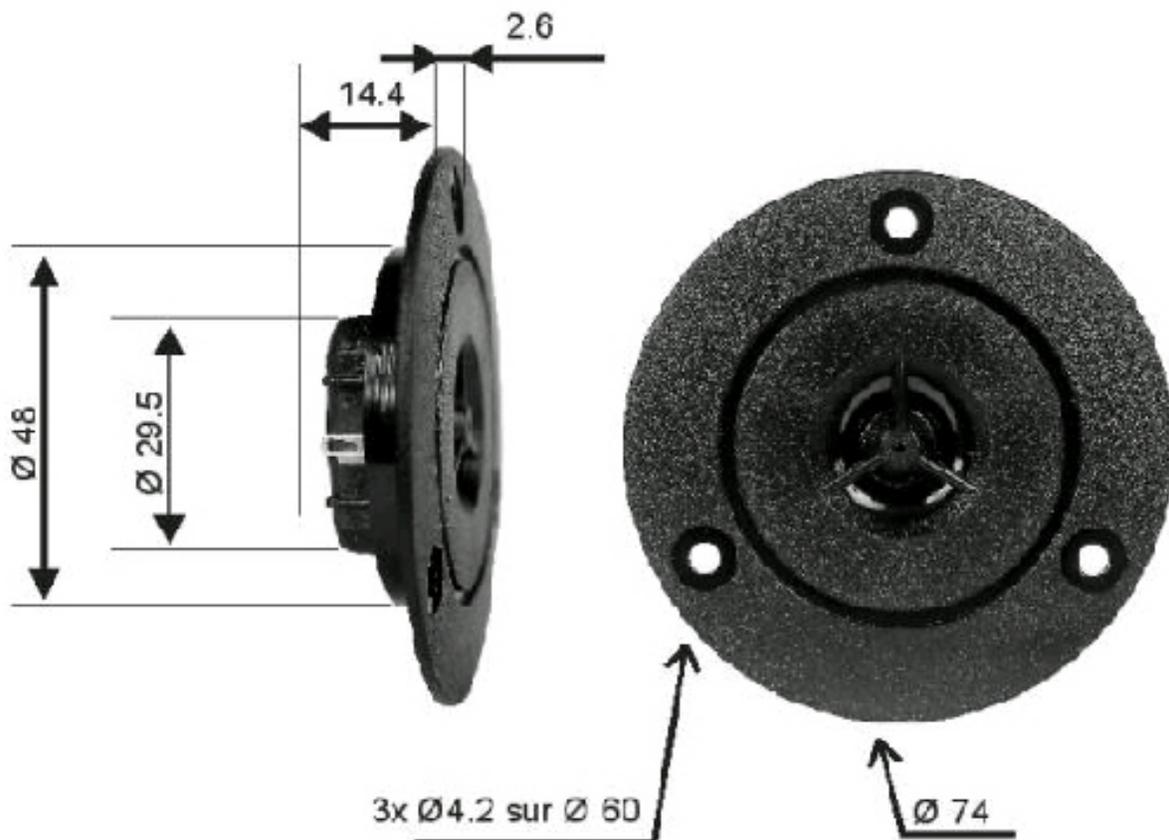


Figure B-1: Dimension du tweeter. La colerette extérieure ($\text{Ø} > 48 \text{ mm}$) a été retirée du tweeter lors de la réalisation des mesures afin de positionner la source plus proche du sol. Son influence sur la réponse du haut-parleur est négligeable.

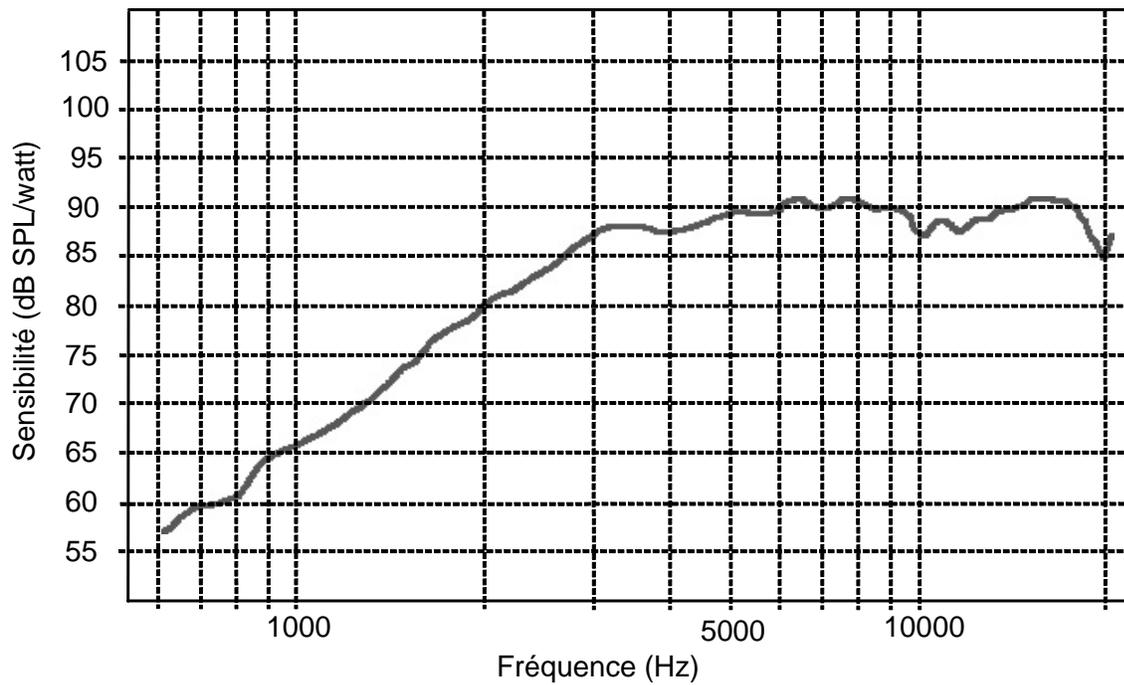


Figure B-2: Réponse en fréquence dans l'axe du tweeter Audax TW010F1 utilisé lors des mesures sur maquettes. Sa réponse est plate entre 3000 Hz et 16 kHz.

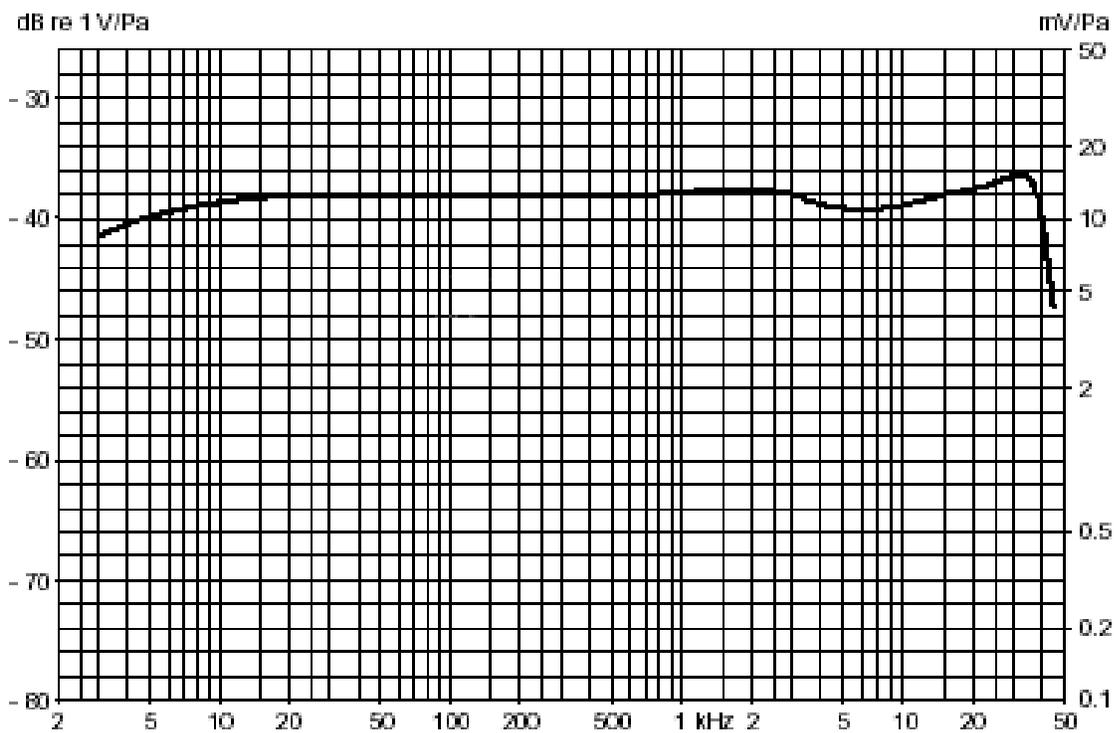


Figure B-3: Réponse en fréquence dans l'axe des microphones B&K 4133 utilisés lors des mesures sur maquettes. Sa fréquence de coupure haute est située au-delà de 20 kHz.

Annexe C: Photographies de la campagne de mesures en soufflerie

Cette annexe présente quelques photographies prises pendant la campagne de mesures sur modèles réduits qui s'est déroulée en février 2004 dans la soufflerie atmosphérique du CSTB de Nantes.



Figure C-1: Photographie de la console permettant le contrôle de la turbine de la soufflerie. Elle est utilisée pour faire varier la direction et la vitesse du vent.



Figure C-2: Photographie de la turbine de la soufflerie. Les douzes pales à inclinaison variable permettent de régler la vitesse et le sens du vent.



Figure C-3: Photographie du caisson de mesure.



Figure C-4: Photographie du poste d'acquisition des signaux acoustique. Ceux-ci sont enregistrés sur un ordinateur portable PC à l'aide du logiciel IREstimate (Logiciel CSTB) par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition VXPocket.



Figure C-5: Photographie prise lors de la mise en place des capteurs de température. Ceux-ci permettent de vérifier la stabilité de la température au cours de la semaine de mesures.

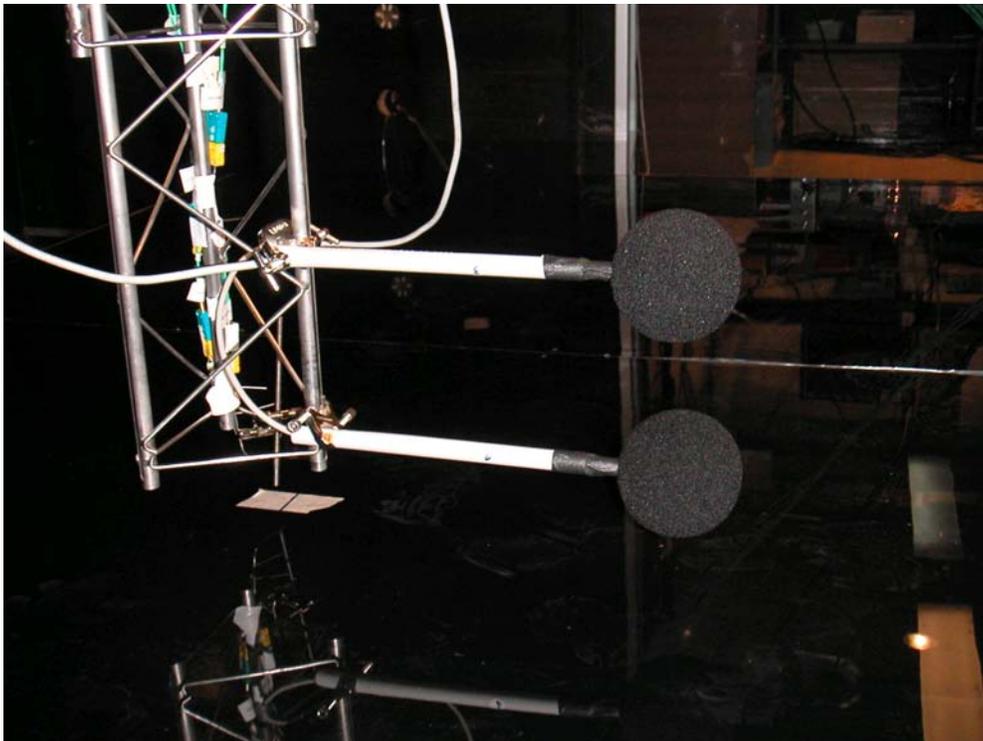


Figure C-6: Photographie du système de fixation des microphones sur le bras mobile. Les microphones sont protégés du vent à l'aide de boules anti-vent. Ils sont écartés de la structure afin d'éviter toutes perturbations avec elle. Le bras mobile permet de déplacer précisément et rapidement la position des microphones.



Figure C-7: Photographie prise lors de l'installation du tweeter avant la réalisation de la mesure dite "champ libre". Le tweeter est positionné le plus loin possible des parois. La réponse en champ libre est obtenue après un filtrage temporel adapté du signal enregistré.



Figure C-8: Photographie prise lors de la mise en place du remblai. La partie mobile du plancher (en premier plan) est sur-élevée à l'aide d'un système de vérin.



Figure C-9: Photographie prise lors de la mise en place de la feutrine servant à simuler un sol absorbant.

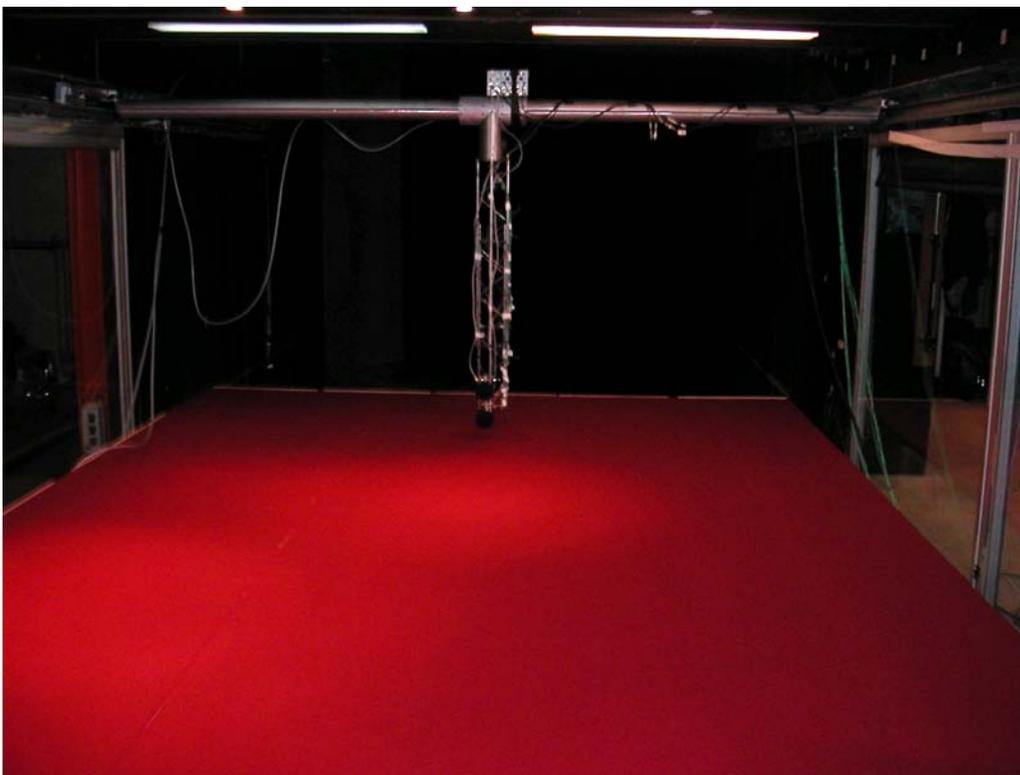


Figure C-10: Photographie de la soufflerie après que le plancher ait été recouvert de feutrine. La mise en place de l'absorbant a nécessité plusieurs heures de travail.

Annexe D:

Quelques résultats issus du benchmark réalisé dans le cadre du projet HARMONOISE

Les résultats présentés ici sont issus du projet européen HARMONOISE [71]. Ils proviennent d'un benchmark important où plus de 300 configurations ont été simulées à l'aide des codes de calcul de laboratoires européens tels que le Swedish National Testing and Research Institute (SP - Suède), le Transport Research Laboratory (TRL - Angleterre), le TNO Institute of applied Physics (TNO - Pays-Bas), le Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR - Allemagne), le Danish Electronics, Light & Acoustics (DELTA - Danemark), et le Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB - France).

La GFPE a été testée principalement sur les deux configurations présentées ci-dessous. Différentes positions de sources, de récepteurs, impédances de terrain et différents effets météorologiques ont été étudiés (environ 150 configurations). A chaque fois, les résultats numériques sont présentés sous la forme de l'atténuation relative au champ libre EA (Eq.(80)) en fonction de la fréquence calculée pour chaque bande de tiers d'octave. L'atténuation relative au champ libre pour chaque tiers de bande d'octave est définie par :

$$EA = 10 \log \left(\frac{\sum_{i=1}^4 p_{i \text{ tot}}^2}{\sum_{i=1}^4 p_{i \text{ lib}}^2} \right)$$

où i représente l'indice des fréquences de calcul à l'intérieur d'une bande de tiers d'octave définies telles que : $f_i = f_c 10^{-3/80}$, $f_c 10^{-1/80}$, $f_c 10^{1/80}$ et $f_c 10^{3/80}$, $f_c = 10^{n/10}$ étant la fréquence centrale de chaque bande comprise entre 25 Hz et 5 kHz ($n = 14, 15, \dots, 37$)

La première configuration testée représente une source et un récepteur au dessus d'un sol plan (Figure D-1). Elle est étudiée pour différentes combinaisons constituées à partir des paramètres suivants :

- La hauteur de la source : $z_s = 0,05 \text{ m} ; 0,5 \text{ m} ; 5 \text{ m}$
- La hauteur du récepteur : $z_r = 1,5 \text{ m} ; 4 \text{ m}$
- La distance entre la source et le récepteur : $r_r = 20 \text{ m} ; 200 \text{ m} ; 2000 \text{ m}$
- L'impédance du sol : $\sigma_{sol} = \infty ; 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$; combinaison des deux impédances
- Les effets météorologiques : $c = c_0 ; c_0 + az ; c_0 + b \ln(1 + z/z_0) ; c_0 - b \ln(1 + z/z_0)$
avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a = 0,05 \text{ s}^{-1}$, $b = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$

Seuls quelques résultats sont donnés ici.

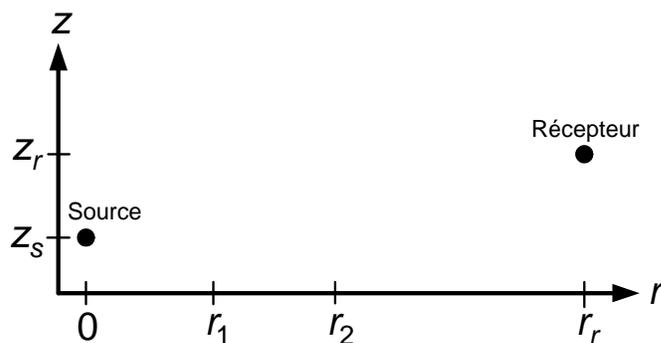


Figure D-1: Configuration sur sol plan testée lors du benchmark du projet HARMONOISE.

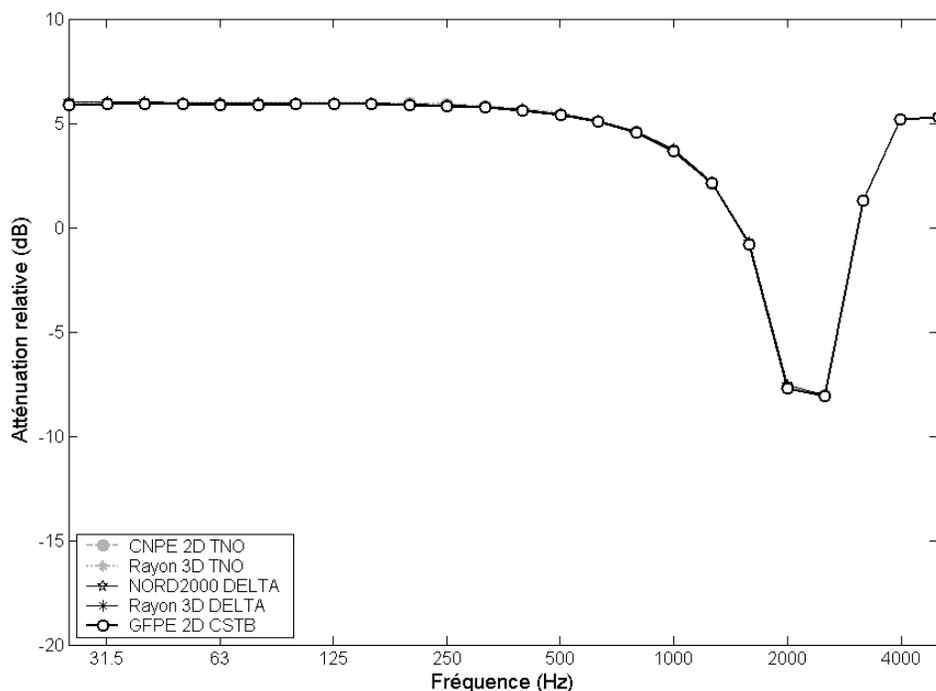


Figure D-2: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-1. $z_s = 0,5 \text{ m}$, $z_r = 1,5 \text{ m}$, $r_r = 20 \text{ m}$, $\sigma_{sol} = \infty$, $c = 340 \text{ m.s}^{-1}$.

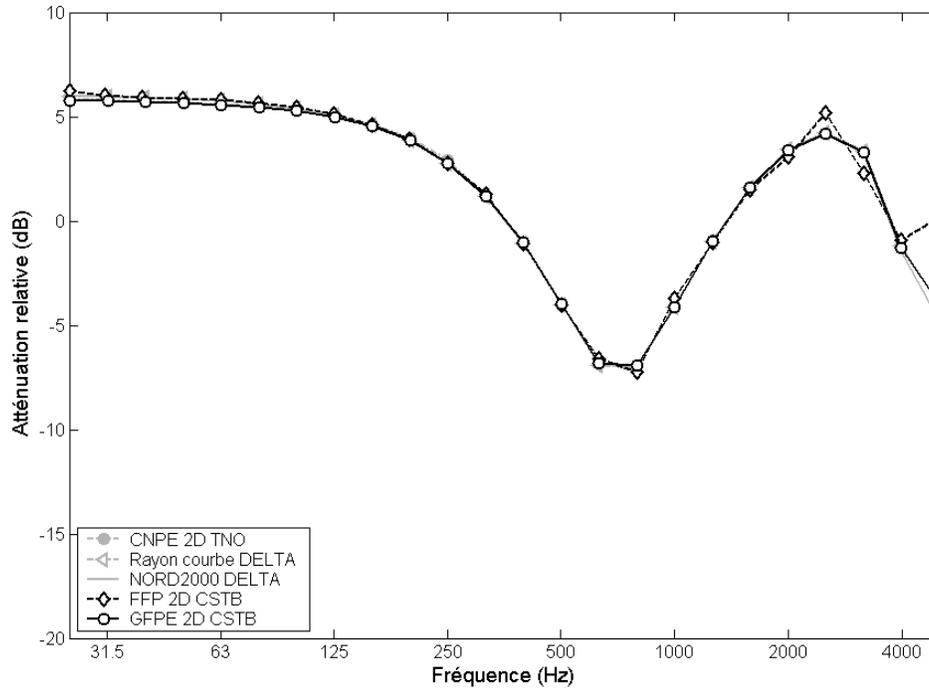


Figure D-3: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-1. $z_s = 0,5 \text{ m}$, $z_r = 1,5 \text{ m}$, $r_r = 20 \text{ m}$, $\sigma_{sol} = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, $c = c_0 + az$, avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$ et $a = 0,05 \text{ s}^{-1}$.

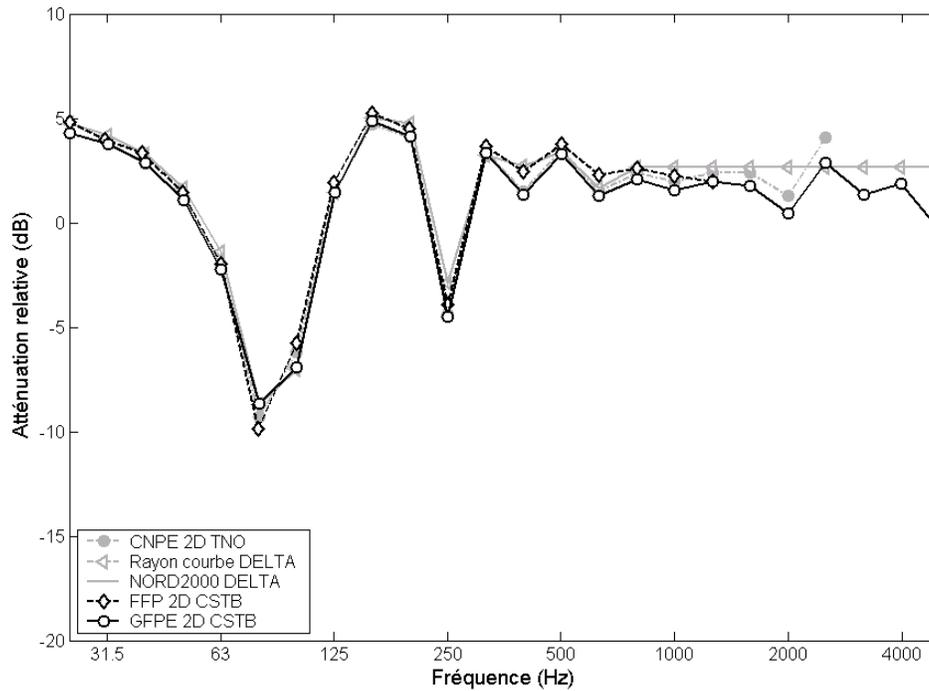


Figure D-4: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-1. $z_s = 5 \text{ m}$, $z_r = 4 \text{ m}$, $r_r = 20 \text{ m}$, $\sigma_{sol} = \infty$, $c = c_0 + b \ln(1 + z/z_0)$, avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $b = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$.

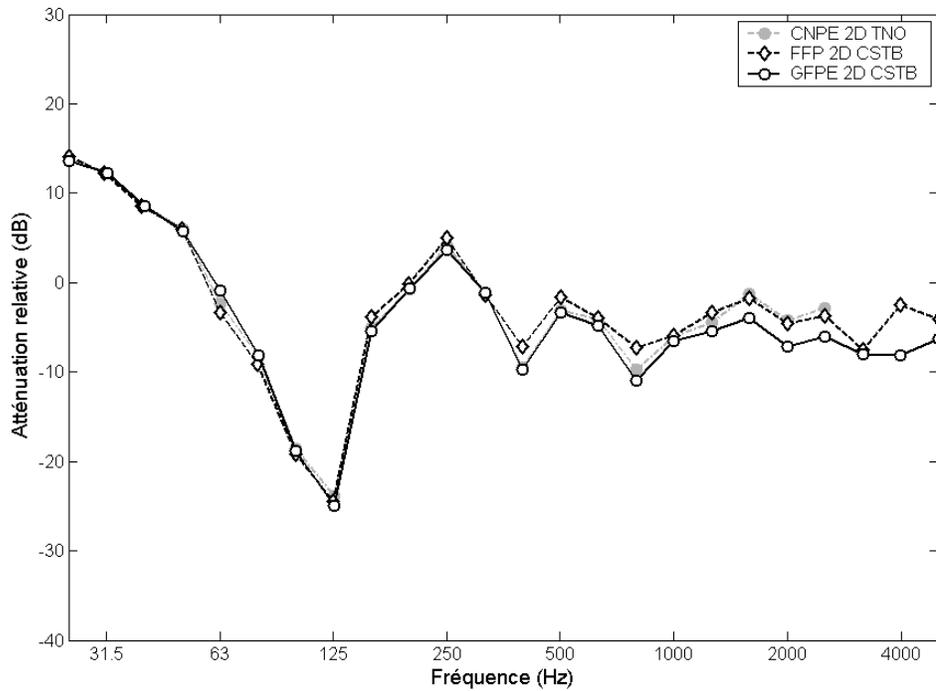


Figure D-5: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-1. $z_s = 5 \text{ m}$, $z_r = 4 \text{ m}$, $r_r = 2000 \text{ m}$, $\sigma_{sol} = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, $c = c_0 + b \ln(1 + z/z_0)$, avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $b = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$.

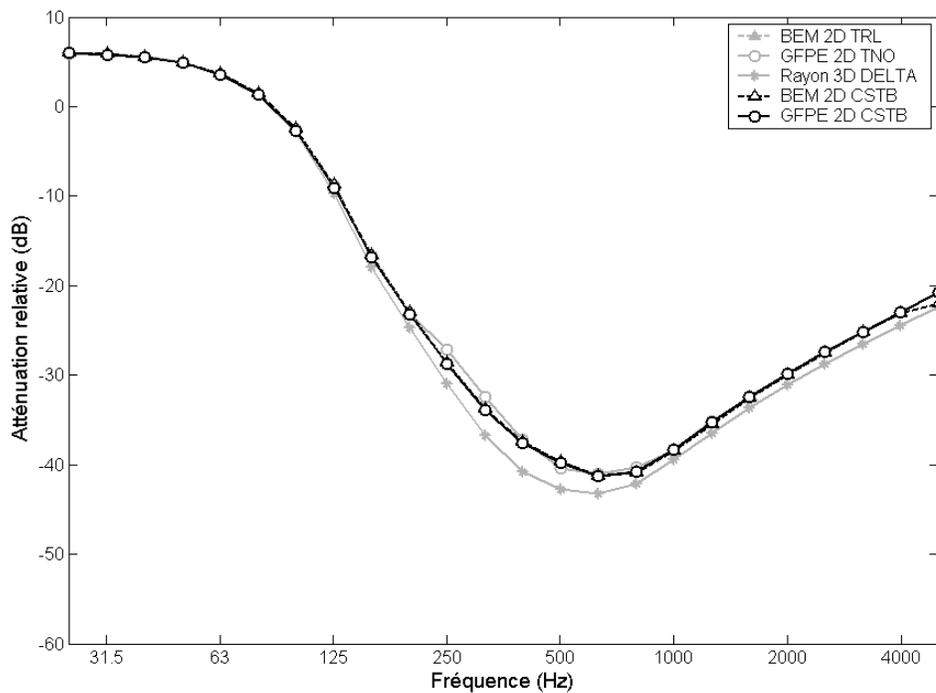


Figure D-6: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-1. $z_s = 0,5 \text{ m}$, $z_r = 1,5 \text{ m}$, $r_r = 2000 \text{ m}$, $\sigma_{sol} = 200 \text{ kPa.s.m}^{-2}$ pour $r < r_1$ et $r > r_2$, $\sigma_{sol} = \infty$ pour $r_1 < r < r_2$ avec $r_1 = 30 \text{ m}$ et $r_2 = 100 \text{ m}$, $c = 340 \text{ m.s}^{-1}$.

La seconde configuration testée représente une source au-dessus d'une route ($\sigma = 5 \text{ kPa.s.m}^{-2}$, $\Omega = 0,2$, $q^2 = 5$, $d = 0,04 \text{ m}$, modèle de Hamet et al. [69]) et un récepteur situé à $1,5 \text{ m}$ au dessus d'un sol herbeux ($\sigma_{\text{herbe}} = 200 \text{ kPa.m.s}^{-2}$, modèle de Delany & Bazley) en présence d'un écran droit fin rigide ($\sigma = \infty$) (Figure ci-dessous). Elle est étudiée pour différentes combinaisons constituées à partir des paramètres suivants :

- La hauteur de la source : $z_s = 0,05 \text{ m}$; $0,5 \text{ m}$; 5 m
- La distance source récepteur : $r_r = 20 \text{ m}$; 200 m ; 2000 m
- La distance entre la source et l'écran : $r_1 = 2 \text{ m}$; 4 m
- La hauteur de l'écran : $z_e = 1 \text{ m}$; 4 m
- Les effets météorologique : $c = c_0$; $c_0 + az$; $c_0 + b \ln(1 + z/z_0)$; $c_0 - b \ln(1 + z/z_0)$; c issu de simulations météorologique réalisées par le DLR avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a = 0,05 \text{ s}^{-1}$, $b = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$

Seuls quelques résultats sont donnés ici.

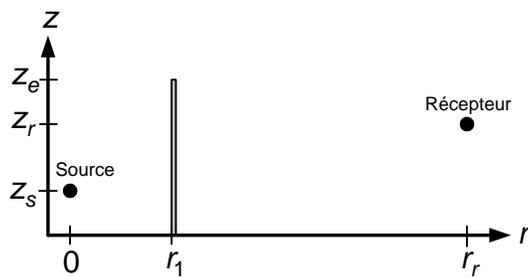


Figure D-7: Configuration en présence d'un écran testée lors du benchmark du projet HARMONOISE.

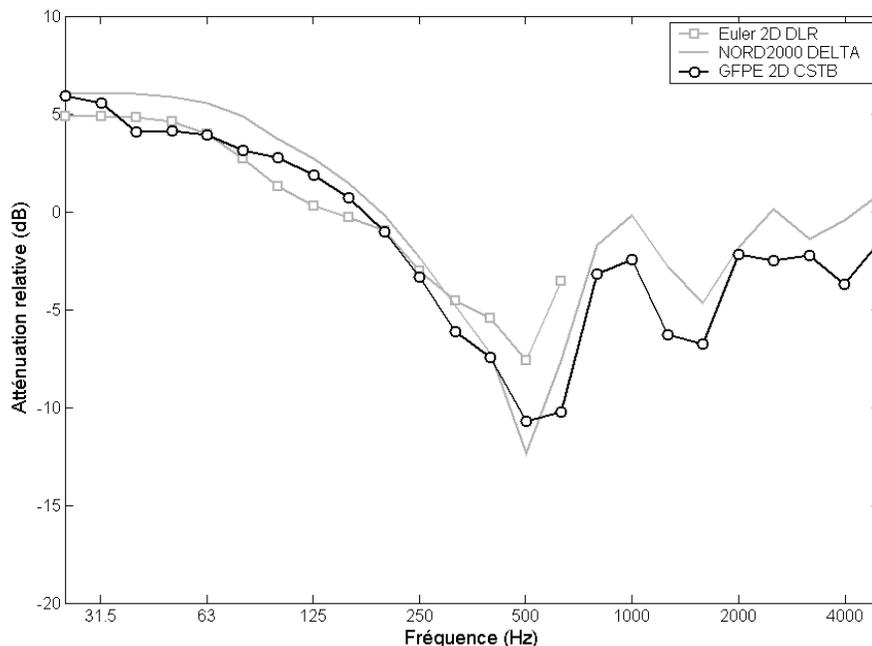


Figure D-8: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-7. $z_s = 0,5 \text{ m}$, $z_r = 1,5 \text{ m}$, $r_r = 20 \text{ m}$, $r_1 = 10 \text{ m}$, $z_e = 1 \text{ m}$, le profil météorologique évolutif a été estimé à l'aide d'un calcul avec FLU3D.

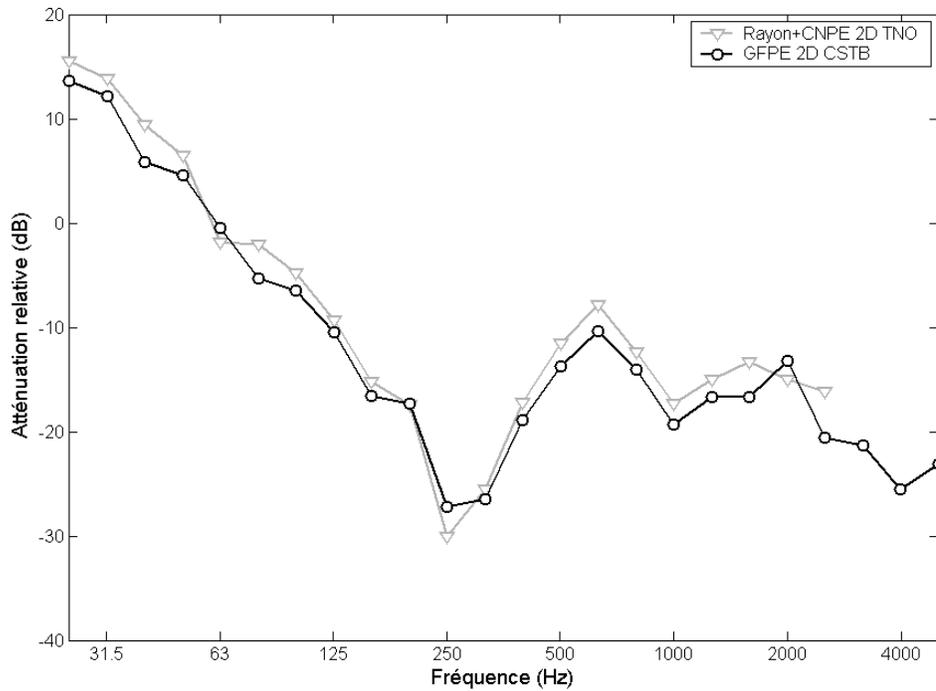


Figure D-9: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-7. $z_s = 0,5 \text{ m}$, $z_r = 1,5 \text{ m}$, $r_r = 2000 \text{ m}$, $r_1 = 10 \text{ m}$, $z_e = 1 \text{ m}$, $c = c_0 + b \ln(1 + z/z_0)$, avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $b = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$.

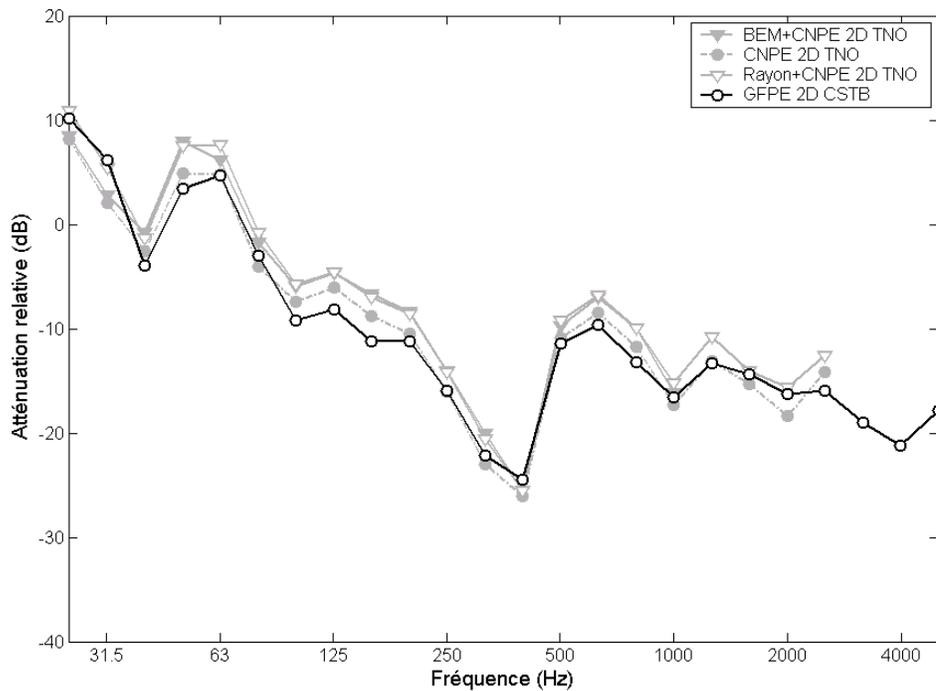


Figure D-10: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-7. $z_s = 0,5 \text{ m}$, $z_r = 1,5 \text{ m}$, $r_r = 2000 \text{ m}$, $r_1 = 10 \text{ m}$, $z_e = 4 \text{ m}$, $c = c_0 + az$, avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $a = 0,05 \text{ s}^{-1}$.

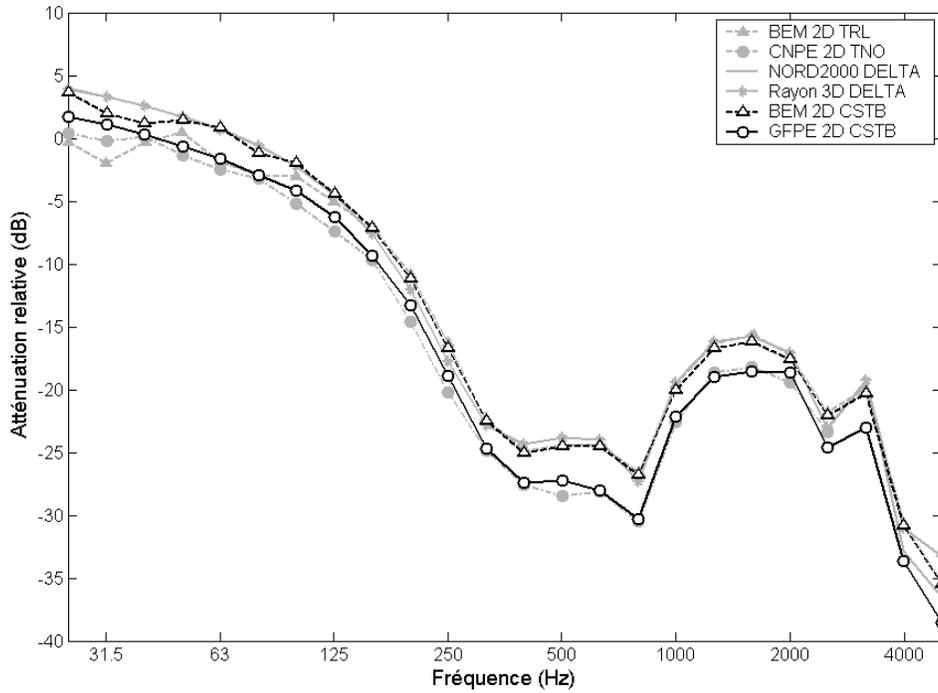


Figure D-11: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-7. $z_s = 0,5 \text{ m}$, $z_r = 1,5 \text{ m}$, $r_r = 20 \text{ m}$, $r_1 = 10 \text{ m}$, $z_e = 4 \text{ m}$, $c = 340 \text{ m.s}^{-1}$.

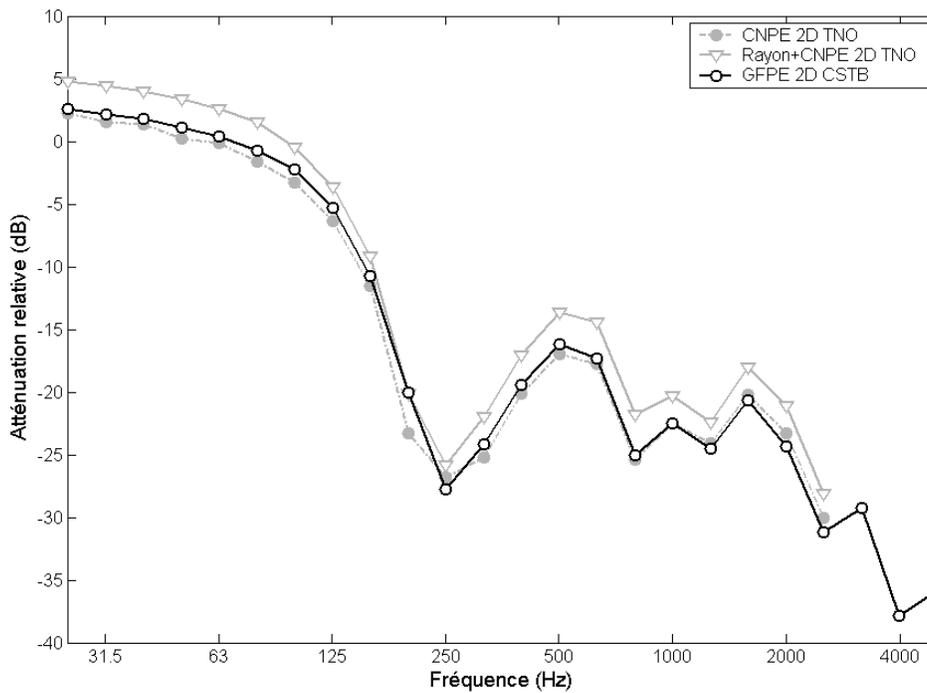


Figure D-12: Atténuation relative au champ libre par bande de tiers d'octave. La configuration est décrite Figure D-7. $z_s = 0,5 \text{ m}$, $z_r = 1,5 \text{ m}$, $r_r = 20 \text{ m}$, $r_1 = 10 \text{ m}$, $z_e = 4 \text{ m}$, $c = c_0 + b \ln(1 + z/z_0)$, avec $c_0 = 340 \text{ m.s}^{-1}$, $b = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $z_0 = 0,1 \text{ m}$.

Annexe E: Interface graphique de ATMOS

Une interface a été développée sous matlab afin de faciliter l'utilisation de ATMOS (Advanced Theoretical Model for Outdoor Sound propagation). En effet, l'usage de l'équation parabolique nécessite un grand nombre de paramètres qui varient en fonction de la configuration étudiée et du type de calcul à réaliser (temporel, fréquentiel). L'interface permet également d'effectuer simplement la visualisation des résultats. Ce projet, réalisé en collaboration avec le CEA, a été effectué en coopération avec Pierre-Franck Piserchia (CEA), Hervé Lozinguez et Jérôme Defrance (CSTB).

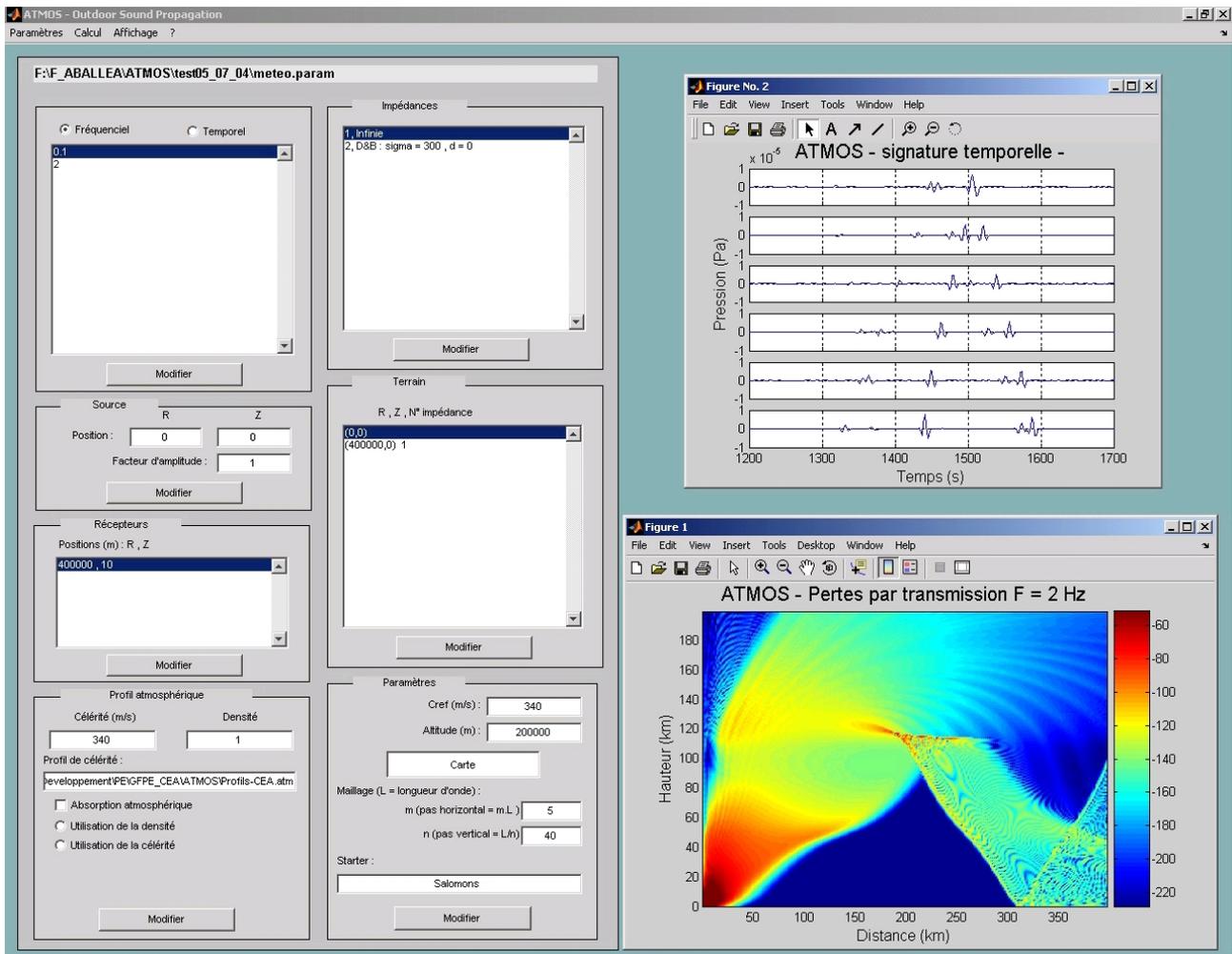


Figure E-1: Interface de ATMOS. A gauche, les calculs sont paramétrés à l'aide de fenêtres interactives. Les résultats souhaités sont affichés sur la droite de la fenêtre. Ici sont présentés les résultats d'un calcul temporel (en haut) et d'une carte de bruit (en bas).