N° d'ordre : 2014-41 ANNÉE 2014

THÈSE

présentée devant
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
Spécialité ACOUSTIQUE

par

Olivier FAURE

Analyse numérique et expérimentale de la propagation acoustique extérieure : effets de sol en présence d'irrégularités de surface et méthodes temporelles

---

Thèse soutenue le 10 décembre 2014
devant le jury composé de

Keith ATTENBOROUGH	Professeur, MCT Open University	Rapporteur
Michel BÉRENGIER	Directeur de recherche, Ifsttar	Examinateur
Philippe BLANC-BENON	Directeur de recherche, LMFA	Examinateur
Jérôme DEFRANCE	Chef de division, CSTB	Examinateur
Benoit GAUVREAU	Chargé de recherche, Ifsttar	Co-encadrant
Fabrice JUNKER	Ingénieur-chercheur, EDF R&D	Co-encadrant
Philippe LAFON	Ingénieur-chercheur, EDF R&D	Directeur
Régis MARCHIANO	Professeur, UPMC	Rapporteur

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509
École Centrale de Lyon, France

Remerciements

En premier lieu, je remercie profondément Fabrice et Benoit, sans qui cette thèse n'aurait pas eu lieu. La liberté et la confiance qu'ils m'ont accordés m'ont permis de prendre du plaisir à me plonger dans le sujet et progresser dans ces travaux, en plus de donner lieu à des discussions et échanges passionnants avec eux. Merci également à Philippe d'avoir dirigé cette thèse (sa première en tant que directeur !), en s'assurant régulièrement que je ne faisais pas fausse route et en me redirigeant vers une bonne direction quand c'était nécessaire.

J'adresse des remerciements à toute l'équipe du Laboratoire d'Acoustique Environnementale de l'Ifsttar pour leur accueil. En particulier à Judicaël pour le temps qu'il nous a accordé pour la réalisation des mesures en salle semi-anéchoïque, à Michel pour ses conseils et les discussions plus techniques qui ont été d'une grande aide, et à Gwenaël pour m'avoir transmis son savoir sur la méthode TLM. Un grand merci également aux techniciens du labo, notamment Philippe, sans qui tout le volet expérimental de cette thèse n'aurait pas été possible.

Je remercie aussi tout le département AMA d'EDF et plus particulièrement le groupe T-63, au sein duquel travailler pendant ces trois ans fut réellement plaisant. Une pensée pour Stéphanie dont j'ai partagé le bureau, ainsi que pour Loïc, Assaf, Pierre-Olivier, Hippolyte, Célia, Jérôme, Elodie, avec qui j'ai pu passer de bons moments.

Un très grand merci à Christophe Bourlier, qui a accepté de me rencontrer et de m'accorder de son temps, ainsi pour l'intérêt qu'il a porté à ces travaux. Son aide fut très précieuse pour progresser sur le sujet du présent mémoire.

Ma reconnaissance s'adresse également aux membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'en faire parti, et d'apporter leur expertise (parfois de loin) pour l'évaluation de ces travaux. Je remercie particulièrement, pour l'intérêt porté à cette thèse et l'attention portée au mémoire, les deux rapporteurs Keith Attenborough et Régis Marchiano. Merci également à ce dernier pour la grande qualité des cours qu'il dispense à Paris 6, ainsi qu'à l'ensemble des enseignants du Master d'Acoustique, sans lesquels je ne serais jamais arrivé jusqu'à entreprendre cette thèse.

Enfin, *last but not least*, merci à mes proches, ma famille et mes amis pour leur présence et leur soutien tout au long de ces trois années et plus.

Table des matières

Table des matières **iii**

Introduction générale **1**

1 État de l'art **5**
1.1 Propagation acoustique au-dessus d'un sol en milieu extérieur 6
1.1.1 Terminologie 6
1.1.2 Modèles de réaction et effet d'épaisseur 10
1.1.3 Modèles d'impédance de sol 11
1.1.4 Formulations analytiques du champ de pression au-dessus d'un sol . 14
1.2 Modélisation des effets d'une impédance de sol spatialement variable 18
1.2.1 Formulation intégrale du problème d'impédance spatialement variable 19
1.2.2 Modèle semi-empirique de De Jong 19
1.2.3 Modèle de De Jong étendu à des discontinuités d'impédance multiples 20
1.2.4 Méthode de la zone de Fresnel 21
1.2.5 Méthode de Rasmussen 22
1.2.6 Effets de variations aléatoires de l'impédance 23
1.3 Modélisation des effets de la rugosité du sol 24
1.3.1 Modèle à bosses 25
1.3.2 Modèle MPP 27
1.3.3 Spectre de rugosité 28
1.4 Méthodes numériques pour la propagation en milieu extérieur 30
1.4.1 Méthodes de référence 31
1.4.2 Méthodes empiriques ou semi-empiriques 33
1.5 Conclusion du chapitre 34

2 Méthodes FDTD et TLM pour la propagation extérieure **37**
2.1 Méthode FDTD 38
2.1.1 Principes et équations fondamentales 38
2.1.2 Schémas numériques 40
2.1.3 Conditions aux limites 42
2.1.4 Modélisation d'une source acoustique 43
2.2 Méthode TLM 43
2.2.1 Principes 43
2.2.2 Schémas numériques 44
2.2.3 Conditions aux limites 50
2.2.4 Modélisation d'une source acoustique 51
2.3 Implémentation d'une condition d'impédance dans les méthodes numériques temporelles 52

2.3.1 Approximation de la condition limite d'impédance dans le domaine temporel . . . 52
2.3.2 Implémentation dans la FDTD . . . 54
2.3.3 Implémentation dans la TLM . . . 54
2.3.4 Approximation de l'impédance . . . 56
2.4 Validation de l'implémentation de la condition d'impédance dans les codes 58
2.4.1 Propagation au-dessus d'un sol absorbant homogène . . . 58
2.4.2 Propagation au-dessus de ruptures d'impédance . . . 59
2.5 Conclusion du chapitre . . . 62

3 Propagation acoustique au-dessus de surfaces rugueuses : approche expérimentale 65
3.1 Mesures à échelle réduite . . . 66
3.1.1 Facteur de mise à l'échelle et fréquences d'intérêt . . . 66
3.1.2 Similitude des propriétés d'absorption . . . 66
3.1.3 Prise en compte de l'atténuation atmosphérique . . . 67
3.2 Surfaces de mesure . . . 68
3.2.1 Définition d'un spectre gaussien . . . 68
3.2.2 Surfaces rugueuses . . . 68
3.2.3 Surfaces planes . . . 70
3.3 Mesures . . . 70
3.3.1 Configuration des mesures . . . 70
3.3.2 Impédance des plaques planes . . . 72
3.3.3 Niveau de pression en champ libre à 1 m . . . 72
3.4 Résultats dans le domaine fréquentiel . . . 73
3.4.1 Plaques réfléchissantes . . . 74
3.4.2 Plaques absorbantes . . . 78
3.5 Résultats dans le domaine temporel . . . 81
3.5.1 Solutions analytiques des formes d'ondes dans le domaine temporel 81
3.5.2 Surfaces réfléchissantes . . . 81
3.5.3 Surfaces absorbantes . . . 81
3.6 Conclusion du chapitre . . . 85

4 Propagation acoustique au-dessus de surfaces rugueuses : approche numérique 87
4.1 Modèle à bosses . . . 88
4.1.1 Validation du modèle . . . 88
4.1.2 Implémentation du modèle d'impédance effective dans les codes de propagation . . . 91
4.2 Modèle MPP . . . 92
4.2.1 Validation du modèle . . . 92
4.2.2 Comparaison du modèle MPP avec le modèle à bosses . . . 95
4.2.3 Implémentation du modèle d'impédance effective dans les codes de propagation . . . 96
4.3 Modélisation de l'onde de surface due à la rugosité . . . 98
4.3.1 Obtention d'une solution analytique dans le domaine temporel . . . 98
4.3.2 Modèle à bosses . . . 99
4.3.3 Modèle MPP . . . 101
4.4 Conclusion du chapitre . . . 104

5 Étude expérimentale de la variabilité de l'impédance de surface 107
5.1 Mesure in-situ de l'impédance d'un sol . . . 108
5.2 Campagne de mesures . . . 110
5.2.1 Présentation des terrains . . . 110
5.2.2 Protocole expérimental . . . 111
5.3 Automatisation de la méthode de recalage . . . 112
5.3.1 Détermination des zones de recalage des spectres . . . 112
5.3.2 Minimisation par moindres carrés sous contraintes . . . 113
5.3.3 Description pas à pas de la méthode semi-automatisée . . . 114
5.3.4 Influence de la configuration de mesure sur les estimations de σ et e 114
5.4 Analyse des résultats de mesures . . . 117
5.4.1 Présentation des résultats . . . 117
5.4.2 Influence du type de terrain . . . 122
5.4.3 Influence de la saison . . . 124
5.5 Utilisation des résultats de mesure pour simuler la propagation au-dessus d'un sol d'impédance variable . . . 125
5.5.1 Implémentation des impédances mesurées dans les méthodes temporelles . . . 126
5.5.2 Simulations TLM et résultats . . . 126
5.6 Conclusion du chapitre . . . 128

Conclusion générale et perspectives 131

Bibliographie 135

Annexes 143

A Obtention du modèle d'impédance effective MPP 143

B Approximation des impédances 149

C Propagation acoustique au-dessus de surfaces rugueuses : résultats expérimentaux supplémentaires 153

D Résultats des mesures d'impédance *in-situ* sur différents sols 163

Introduction générale

Contexte

La problématique des nuisances sonores a émergé depuis le début des années 90. En France, la loi Bruit de 1992 [1] est à l'origine des textes réglementant le bruit, dans le but de prévenir, réduire et limiter l'émission et la propagation des bruits potentiellement nuisibles pour la santé. Au niveau européen, des travaux sur cette problématique ont permis l'élaboration de la Directive 2002/49/CE [2], qui demande aux états membres de réaliser régulièrement (tous les 5 ans) des cartes de bruit des grandes villes, des axes routiers et ferroviaires majeurs ainsi que des grands aéroports, dans le but d'identifier les « points noirs du bruit », d'informer les riverains et d'adopter des plans d'action pour la réduction du bruit. Pour répondre à cette directive, la loi Grenelle 1 de 2009 [3], issue des travaux des Grenelles de l'environnement, impose de réaliser un inventaire des points noirs liés aux infrastructures terrestres et d'engager un effort de résorption des plus importants, rendu possible par un accroissement des moyens consacrés par l'État.

Parallèlement à ces évolutions réglementaires, la prise de conscience de la population concernant les effets du bruit, au delà des effets sur l'audition, s'est développée. Une étude INSEE réalisée en 2002 [4] indique que dans les grandes agglomérations (plus de 50 000 habitants), la population place le bruit devant l'insécurité quand il s'agit de hiérarchiser les problèmes les plus préoccupants. En 2010, une étude TNS Sofres [5] révèle que deux tiers des français se disent gênés par le bruit à leur domicile (difficultés d'endormissement, de concentration, fatigue, etc.). En 2014, une enquête IFOP [6] indique que plus de 8 français sur 10 disent se préoccuper des nuisances sonores, dont plus d'un tiers affirment même s'en préoccuper « tout à fait ».

D'après un rapport de l'OMS paru en 2011 [7], ces nuisances sonores représentent plus de 1 800 000 années de vie en bonne santé perdues chaque année en Europe de l'Ouest. Les effets néfastes du bruit sur la santé (maladies cardiovasculaires, troubles cognitifs chez l'enfant, troubles du sommeil, etc.) constituent ainsi des sujets vivement étudiés. Ces 20 dernières années, une considération croissante pour la problématique des nuisances sonores a été observée, le bruit étant maintenant identifié et traité comme un problème sociétal et de santé publique.

Enjeux industriels et scientifiques

La mise en place de plans d'action pour réduire les nuisances sonores concerne en premier lieu les zones urbaines. En ville, les sources de bruit sont multiples : les nuisances sonores peuvent être dues à la forte activité induite par la densité de population, au trafic routier, ferroviaire ou aérien, ainsi qu'à l'industrie. La problématique de maîtrise et de réduction des nuisances sonores est également présente en dehors des zones fortement

urbanisées, où les autoroutes, les grands axes ferroviaires et de nombreuses installations industrielles (parmi lesquelles les installations de production et de transport d'électricité dont EDF est responsable) sont les principales sources de bruit. L'Ifsttar et EDF se rencontrent donc sur la problématique de l'évaluation de l'impact acoustique en zone péri-urbaine et en dehors des villes dans des zones plus rurales. L'étude de l'ensemble des facteurs qui influence la propagation acoustique à grande distance est donc d'un intérêt commun pour les deux partenaires.

La propagation du son dans ce type d'environnement semi-ouvert et dégagé est soumise à des phénomènes complexes, qui sont essentiellement dus aux caractéristiques du sol et aux conditions atmosphériques. Afin de minimiser les temps de calcul et la réalisation des études, l'impact acoustique des infrastructures est évalué en utilisant des méthodes d'ingénierie, dites méthodes simplifiées. Pour ce faire, EDF développe le logiciel *Code_TYMPAN* [8], tandis que l'Ifsttar développe par exemple le module *NoiseMap* intégré au logiciel SIG *OrbisGIS* de l'IRTSV [9]. Ces différentes méthodes prennent en compte les phénomènes physiques de manière simplifiée, ce qui peut conduire à estimer les niveaux sonores de manière parfois peu précise.

En raison de la demande accrue imposée par le contexte sociétal et réglementaire, les mesures de réduction du bruit économiquement supportables doivent être défendues avec des arguments techniques de plus en plus solides avec des outils de prévision de plus en plus puissants. Il s'avère alors nécessaire de valider les modèles d'ingénierie en les comparant à des modèles numériques évolués et à des résultats expérimentaux, ainsi que de maîtriser les résultats en disposant d'éléments de quantification des incertitudes de prévision. Sur ce dernier point, l'Ifsttar et EDF ont collaboré sur deux précédentes thèses traitant de l'incertitude en propagation acoustique en milieu extérieur, basées sur des méthodes statistiques. Les travaux de thèse d'O. Baume [10] ont montré l'intérêt d'une approche géostatistique pour modéliser la partie aléatoire des phénomènes de propagation. Ce type de résultat peut être utilisé comme un outil d'interpolation spatiale des données dans la production des cartographies de bruit. Les travaux de thèse d'O. Leroy [11] ont, quant à eux, permis de produire une démarche d'estimation des incertitudes d'une situation de propagation pour laquelle on dispose à la fois d'un modèle de prévision et de données expérimentales (cette démarche est basée sur une méthode de calibration de modèles). Une des conclusions des travaux menés dans le cadre de la collaboration entre l'Ifsttar et EDF est la nécessité de tenir compte des irrégularités du milieu de propagation, qu'elles soient liées aux fluctuations spatiales ou temporelles des champs micro-météorologiques (conditions atmosphériques) ou aux conditions aux limites du domaine (sol). Cette problématique rencontre aussi celle de la difficulté à disposer de données d'entrée assez riches pour modéliser précisément toute la complexité du problème.

D'autre part, ces dernières années ont vu l'essor des méthodes numériques temporelles, qui permettent de rendre compte des phénomènes de propagation avec une grande précision. Elles sont également prometteuses pour obtenir des résultats de référence et pour pouvoir utiliser des indicateurs acoustiques temporels, ainsi que des techniques d'auralisation tenant compte des fluctuations temporelles des données d'entrée des modèles et du milieu de propagation.

Enfin, au-delà des intérêts communs à l'Ifsttar et EDF, des résultats concernant de tels sujets numériques et expérimentaux viennent enrichir ceux de la communauté scientifique et du domaine de l'acoustique environnementale.

Démarche

Pour répondre à ces enjeux industriels et scientifiques, ces travaux de thèse se concentrent sur la modélisation de la propagation acoustique en milieu hétérogène et en particulier sur la modélisation des effets de sol en présence d'irrégularités de surface. Ces irrégularités peuvent concerner la géométrie du sol (rugosité de surface) et ses propriétés d'absorption (variabilité d'impédance).

La démarche s'appuie sur des travaux expérimentaux et numériques. Un intérêt particulier est porté aux méthodes numériques temporelles. La modélisation de la rugosité de surface est étudiée en considérant le formalisme de l'impédance effective. Des modèles d'impédance effective pour la rugosité sont validés expérimentalement et numériquement, et on montre la faisabilité et l'intérêt de leur utilisation dans les codes de calcul de propagation acoustique. Une campagne de mesures d'impédance de sols est réalisée, dans le but de caractériser la variabilité spatiale de l'impédance de terrains naturels et les effets de cette variabilité sur la prévision des niveaux sonores. Les mesures sont également utilisées pour obtenir des données d'entrée réalistes pour les codes de calcul, afin de simuler numériquement et d'étudier les effets de la propagation au-dessus de sols présentant une impédance spatialement variable.

Plan de la thèse

Le premier chapitre est consacré à la modélisation des effets de sol. Les phénomènes physiques à l'origine de ces effets de sol sont décrits, et on présente des formulations analytiques pour modéliser le champ de pression acoustique au-dessus d'un sol absorbant homogène. On expose ensuite des modèles analytiques pour la propagation au-dessus d'un sol d'impédance variable et au-dessus d'un sol rugueux. Pour ce dernier cas, deux modèles d'impédance effective sont présentés. Le premier, dit modèle à bosses, permet de modéliser une rugosité déterministe. Le second, issu de travaux en électromagnétisme et dit modèle MPP, permet quant à lui la modélisation des effets moyens d'une rugosité aléatoire. Enfin, pour conclure ce chapitre, un état de l'art des méthodes numériques utilisées en propagation acoustique extérieure est établi, afin de détailler l'intérêt porté aux méthodes temporelles.

Les deux méthodes numériques temporelles employées au cours de la thèse, le code FDTD *Code_Safari* développé à EDF R&D et le code Transmission Line Matrix (TLM) développé à l'Ifsttar, sont exposées de manière approfondie dans le chapitre 2. On s'attarde en particulier à décrire l'implémentation d'une condition d'impédance dans les deux méthodes. Cette implémentation est validée en vérifiant que les codes modélisent correctement les effets de sol dans le cas simple d'un sol absorbant homogène et dans le cas d'un sol présentant des ruptures d'impédance.

Le chapitre 3 décrit une campagne de mesures sur maquettes en salle semi-anéchoïque afin de valider expérimentalement le modèle MPP pour la rugosité de surface. Les résultats expérimentaux sont ainsi comparés aux résultats obtenus en utilisant le modèle MPP.

Dans le chapitre 4, on cherche cette fois-ci à valider numériquement les modèles d'impédance effective. Des simulations numériques de propagation au-dessus de surfaces rugueuses sont réalisées avec les codes temporels présentés au chapitre 2. Les résultats dans le domaine fréquentiel et dans le domaine temporel sont comparés à des résultats analytiques avec les modèles d'impédance effective. On y montre également la possibilité et l'intérêt d'utiliser les modèles d'impédance effective dans les codes de calcul temporels

pour simuler la propagation acoustique au-dessus de surfaces rugueuses.

Le dernier chapitre est consacré aux travaux de thèse ayant porté sur la modélisation des effets de la variabilité naturelle de l'impédance des sols. On présente tout d'abord une campagne de mesure de la variabilité spatiale de l'impédance de sols herbeux, réalisée sur trois terrains, à deux saisons différentes. Les résultats permettent ainsi d'obtenir des données réalistes pour étudier et modéliser les effets de la variabilité de l'impédance sur la prévision des niveaux sonores. Cette campagne expérimentale est complétée par des simulations TLM de propagation au-dessus de sol dont l'impédance varie spatialement. Les profils d'impédance utilisés pour ces simulations sont construits en utilisant les résultats de la campagne de mesures.

Chapitre 1

État de l'art

Plan du chapitre

1.1 Propagation acoustique au-dessus d'un sol en milieu extérieur 6
1.1.1 Terminologie . . . 6
1.1.2 Modèles de réaction et effet d'épaisseur . . . 10
1.1.3 Modèles d'impédance de sol . . . 11
1.1.4 Formulations analytiques du champ de pression au-dessus d'un sol . . . 14
1.2 Modélisation des effets d'une impédance de sol spatialement variable . . . 18
1.2.1 Formulation intégrale du problème d'impédance spatialement variable . . . 19
1.2.2 Modèle semi-empirique de De Jong . . . 19
1.2.3 Modèle de De Jong étendu à des discontinuités d'impédance multiples . . . 20
1.2.4 Méthode de la zone de Fresnel . . . 21
1.2.5 Méthode de Rasmussen . . . 22
1.2.6 Effets de variations aléatoires de l'impédance . . . 23
1.3 Modélisation des effets de la rugosité du sol . . . 24
1.3.1 Modèle à bosses . . . 25
1.3.2 Modèle MPP . . . 27
1.3.3 Spectre de rugosité . . . 28
1.4 Méthodes numériques pour la propagation en milieu extérieur 30
1.4.1 Méthodes de référence . . . 31
1.4.2 Méthodes empiriques ou semi-empiriques . . . 33
1.5 Conclusion du chapitre . . . 34

Ce premier chapitre a pour objectif de dresser un état de l'art des modèles décrivant la propagation en milieu extérieur en présence d'irrégularités de surface. La modélisation des effets météorologiques (réfraction, diffusion par la turbulence atmosphérique, etc.) n'est pas abordée, afin de se concentrer sur les effets de sols qui sont l'objet de ces travaux de thèse. Dans un premier temps, la problématique de propagation au-dessus de sols naturels est présentée et des modélisations analytiques de la propagation au-dessus d'un sol homogène sont exposées. On présente ensuite des méthodes analytiques pour modéliser des

sols présentant une impédance variable, ainsi que des irrégularités géométriques de petite échelle (rugosité de surface). La modélisation des effets de la rugosité est notamment traitée grâce à des modèles d'impédance effective. Enfin, les différentes méthodes numériques utilisées pour traiter des cas complexes de propagation en milieu extérieur sont rapidement passées en revue, en prenant soin d'expliquer notre intérêt pour les méthodes temporelles.

1.1 Propagation acoustique au-dessus d'un sol en milieu extérieur

Lorsque la propagation ne se fait pas en champ libre et que la source et le récepteur sont situés près du sol, l'interaction entre l'onde et le sol doit être prise en compte. Ainsi, il est nécessaire de bien définir les phénomènes qui se produisent lorsqu'une onde acoustique rencontre une frontière. Ils donnent lieu à ce qui est communément appelé **effet de sol** en propagation extérieure. Le champ acoustique dépend fortement des propriétés d'absorption du sol, ce qui amène à formuler différents modèles d'impédance de sol. Ces modèles d'impédance de sol peuvent ensuite être inclus dans des modèles de propagation pour exprimer le champ acoustique. En particulier, on expose dans cette section des formulations analytiques du champ de pression acoustique au-dessus d'un sol plan homogène.

1.1.1 Terminologie

1.1.1.1 Rayons acoustiques, réflexion, transmission, diffraction, diffusion

Par analogie avec l'optique, une onde acoustique peut être représentée par des rayons sonores, qui sont définis comme les droites passant par la source et par les normales aux fronts d'onde en chaque point de l'espace. De l'interaction entre une onde sonore se propageant dans un certain milieu et une interface avec un autre milieu aux propriétés mécaniques différentes résulte la génération d'un champ secondaire dans le milieu de l'onde incidente. Sa superposition avec le champ incident donne lieu à des interférences qui modifient le champ de pression acoustique. Ce champ secondaire est généré par des processus de réflexion, diffusion ou diffraction.

La **réflexion** se produit lorsque l'onde rencontre une frontière parfaitement plane, ou un obstacle dont la taille et le rayon de courbure sont grands par rapport à la longueur d'onde λ. Si la surface est parfaitement réfléchissante, toute l'énergie de l'onde incidente est réfléchie dans le premier milieu selon une seule direction, dont l'angle de réflexion θ_r est alors identique à l'angle d'incidence θ_i d'après les lois de Snell-Descartes (figure 1.1) : on parle alors de **réflexion spéculaire**. Le champ ainsi réfléchi est spatialement *cohérent*, c'est-à-dire qu'il conserve un contenu ordonné qui peut donner lieu à des figures d'interférences marquées [12]. Si la surface est partiellement absorbante, seule une partie de l'énergie est réfléchie dans la direction spéculaire, le reste l'énergie étant transmis au second milieu avec un angle de transmission θ_t (figure 1.1).

La **diffusion** est provoquée lorsque l'onde sonore rencontre des irrégularités ou obstacles, appelé diffuseurs, dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde. Une onde sonore peut par exemple être diffusée par une surface rugueuse, c'est à-dire une surface non-plane présentant des irrégularités géométriques de l'ordre de la longueur d'onde : une partie de l'énergie est alors réfléchie dans la direction spéculaire et le reste est diffusé dans une multitude de directions (figure 1.2), ce qui donne lieu à un champ spatialement

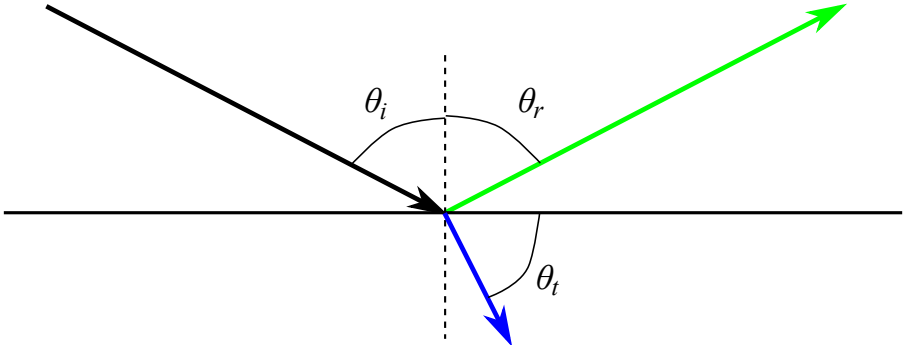


FIGURE 1.1 – Réflexion sur une interface entre deux milieux. En noir, le rayon incident, en vert le rayon réfléchi et en bleu le rayon transmis au second milieu.

incohérent [12]. On trouve par exemple la distinction entre entre réflexion spéculaire et diffusion dans le domaine de l'acoustique des salles, où l'énergie renvoyée par la paroi est calculée d'une part à l'aide d'un coefficient de réflexion pour la partie spéculaire, et d'autre part à l'aide d'un coefficient de diffusion pour la partie diffuse [13]. La partie de l'onde qui est diffusée dans la direction d'où elle a été émise est dite **rétrodiffusée**. La mesure de la rétrodiffusion est notamment utilisée dans le domaine de l'acoustique sous-marine car elle permet d'obtenir des informations sur les surfaces océaniques (fond ou surface de l'eau) [14, 15].

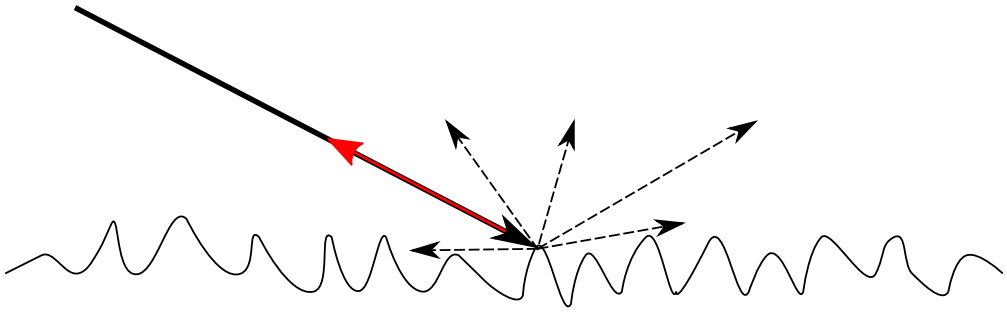


FIGURE 1.2 – Réflexion diffuse sur une surface irrégulière. En noir le rayon incident, en pointillés les réflexions diffuses, en rouge le rayon rétrodiffusé.

Enfin, la **diffraction** correspond à une déviation de l'onde incidente par un obstacle ou une discontinuité dans une ou plusieurs directions clairement identifiables, qui donne lieu à un champ cohérent présentant des figures d'interférences dites figures de diffraction et à une pénétration dans les zones d'ombres [16, 17]. La diffraction est notamment provoquée par la propagation au-dessus de discontinuités d'impédance, dues à de fortes discontinuités géométriques de l'ordre de la longueur d'onde (coins, rebords, ouvertures), ou à la transition brusque entre un milieu réfléchissant et un milieu absorbant et inversement (rupture d'impédance). La figure 1.3 schématise la diffraction par un écran, dont l'arête peut être considérée comme une source secondaire. La propagation au-dessus d'une surface rugueuse, dont la rugosité est constituée de diffuseurs discrets, identiques et régulièrement espacés, provoque une diffusion dans des directions préférentielles également qualifiée de diffraction [12].

1.1.1.2 Interaction d'une onde acoustique avec le sol en milieu extérieur

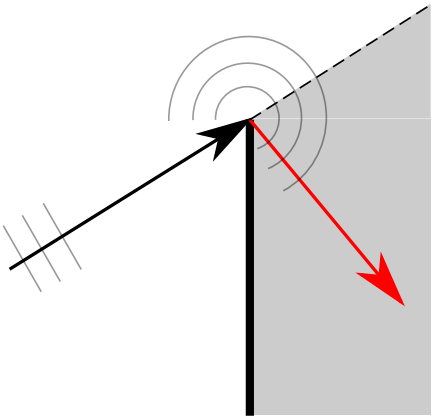


FIGURE 1.3 – Diffraction d'une onde plane par l'arête d'un écran. En noir le rayon incident, en rouge un rayon diffracté. Les traits gris clair représentent les fronts d'onde, la zone grisée la zone d'ombre.

Réflexion sur un sol homogène et effet de sol Dans le cas de la propagation acoustique au-dessus d'un sol plan homogène, le champ acoustique au-dessus du sol est modélisé comme la résultante d'une onde directe émise par la source et du champ dû à sa réflexion sur la surface du sol. Le trajet du rayon direct r_1 et le trajet du rayon réfléchi r_2 sont représentés sur la figure 1.4(a). Ces deux champs peuvent se combiner de manière constructive ou destructive (phénomène d'interférences) au point de réception selon leur différence de phase en ce point : on parle alors d'**effet de sol**. En supposant la réflexion spéculaire, le champ réfléchi peut également être modélisé comme la contribution d'une source-image, symétrique de la source réelle par rapport à la surface du sol (figure 1.4(b)).

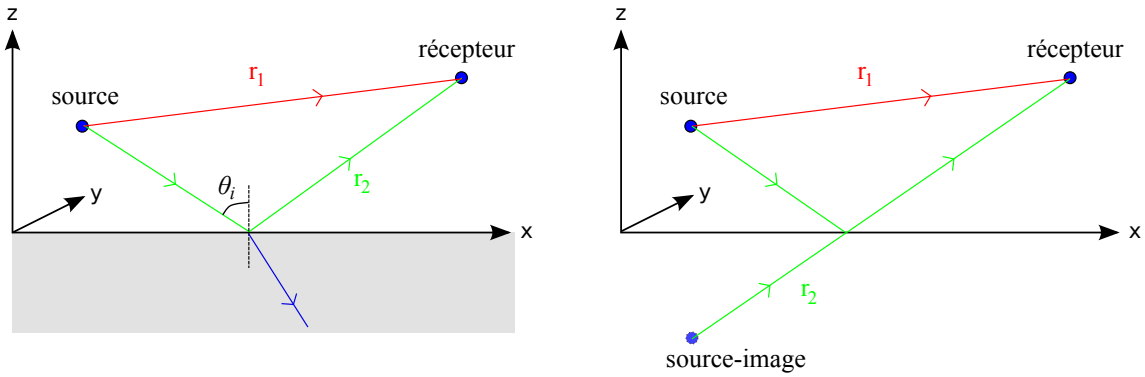


FIGURE 1.4 – (a) Rayons issus d'une source ponctuelle au-dessus d'une interface plane et homogène ; (b) Notion de source-image.

En propagation en milieu extérieur, les sols ne sont pas parfaitement réfléchissants. Suivant la nature et les propriétés de la surface du sol, l'énergie de l'onde sonore est plus ou moins absorbée, ce qui a pour effet de plus ou moins retarder et donc déphaser l'onde réfléchie, ainsi que de réduire son amplitude. Dans le cas général, le sol est considéré comme un milieu poreux et son comportemant acoustique est caractérisé par son impédance acoustique Z_S (exprimée en rayls), inverse de l'admittance β_S. La surface du sol peut être

modélisée comme une interface entre l'air d'impédance caractéristique $Z_0 = \rho_0 c_0$, avec ρ_0 et c_0 respectivement la masse volumique et la célérité du son dans l'air, et un fluide équivalent d'impédance Z_S [18].

Effet des irrégularités de surface En plus d'être poreux, beaucoup de sols en milieu extérieur présentent des irrégularités géométriques de petite taille devant la longueur d'onde qui peuvent être qualifiées de **rugosité de surface**. Les sols cultivés ou recouverts de végétation donnent ainsi lieu à des phénomènes de diffusion qui priment parfois sur la réflexion spéculaire et modifient l'effet de sol (le champ devient plus incohérent) pour les longueurs d'onde de l'ordre de grandeur des éléments de rugosité [18]. Les situations de propagation en milieu extérieur présentent aussi des cas de variation spatiale de l'impédance du sol. Ces variations peuvent être brusques (rupture d'impédance), comme par exemple pour lors de la propagation au-dessus d'un terrain herbeux traversé par une route, ce qui entraine des phénomènes de diffraction [19]. Les sols peuvent également présenter une variabilité naturelle de l'impédance, par exemple due au fait que le sol est plus compact ou gorgé d'eau par endroit [20]. Des modèles pour prendre en compte les effets de ces irrégularités de surface sur le champ de pression acoustique sont présentés dans les sections suivantes, cette section se concentrant sur la modélisation de la propagation au-dessus d'un sol homogène.

1.1.1.3 Onde de surface

Il existe également une troisième contribution au champ de pression total lors de la propagation au-dessus d'une surface poreuse comme un sol naturel. Elle est apportée par l'**onde de surface** [18]. Pour des cas de propagation en milieu extérieur, l'onde de surface est générée lorsque la partie imaginaire de l'impédance du sol (aussi appelée compliance et responsable de l'effet « masse-ressort ») est supérieure à la partie réelle (appelée résistance et responsable des pertes résistives). L'excitation de la surface du sol par l'onde incidente génère alors un mouvement elliptique des particules d'air proches de la surface (dû à la combinaison d'un mouvement parallèle à la surface et d'un mouvement normal à la surface à l'intérieur et à l'extérieur des pores), qui a pour effet de piéger une partie de l'énergie de l'onde acoustique à la surface [18, 21]. L'amplitude de cette onde de surface est ainsi d'autant plus importante que la source est proche du sol. Elle se propage parallèlement à la surface, à une vitesse inférieure à celle du son dans l'air et dépendant de l'impédance de la surface. Son amplitude décroit exponentiellement avec la hauteur et comme une onde cylindrique en $1/\sqrt{r}$ avec la distance r [22, 17]. Les ondes se propageant dans l'air décroissant plus fortement en $1/r$ à cause de la divergence géométrique, la contribution de l'onde de surface au champ de pression total peut ainsi devenir prépondérante à grande distance et près du sol.

L'onde de surface se propageant à une vitesse inférieure à celle des ondes directe et réfléchie, sa contribution peut se détecter sur les signaux temporels comme une seconde arrivée au récepteur après les fronts d'onde direct et réfléchi. Elle a été mise en évidence expérimentalement à la fin des années 70 avec des mesures en salle anéchoïque par Thomasson [23] et Donato [24]. Sa mise en évidence expérimentale en milieu extérieur a été possible avec des mesures de propagation au-dessus de sols recouverts de neige effectuées par Albert [25, 26]. L'onde de surface peut également être générée par une discontinuité d'impédance [27], ainsi que par de la rugosité [28]. En effet, la propagation au-dessus d'une surface réfléchissante rugueuse conduit à la formation d'une onde de surface, normalement

absente si la surface réfléchissante est parfaitement plane.

Il est important de noter que l'onde de surface ne doit pas être confondue avec ce que l'on appelle **onde de sol**, cette dernière étant une composante du champ réfléchi lorsque l'onde incidente est non plane mais sphérique, agissant comme une correction prenant en compte les effets de l'interaction d'un front d'onde courbé avec le sol (cf. section 1.1.4.2). A très grande distance, les fronts d'onde peuvent être considérés plans et cette onde de sol devient négligeable.

1.1.2 Modèles de réaction et effet d'épaisseur

Le champ acoustique au-dessus du sol dépend fortement de la nature du sol et de ses propriétés d'absorption. Afin de modéliser le comportement des ondes sonores à l'interface air/sol, il est courant de distinguer deux types de réaction du sol (pouvant être modélisé comme un matériau simple couche ou multi-couches) : la réaction *localisée* et la réaction *étendue*.

1.1.2.1 Réaction localisée

Sans effet d'épaisseur En faisant l'hypothèse de réaction localisée, on suppose que l'onde transmise se propage selon la normale à la surface et que la réflexion a lieu au *point de réflexion spéculaire*. Le cas le plus simple, où l'on considère le sol comme un milieu poreux semi-infini, est représenté sur la figure 1.5.

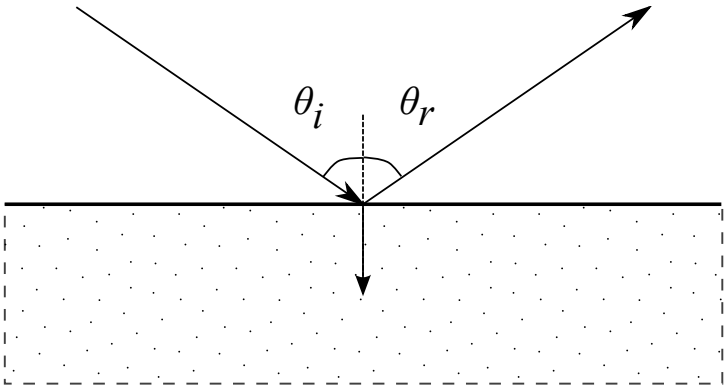


FIGURE 1.5 – Sol à réaction localisée, $\theta_i = \theta_r = \theta$.

Avec effet d'épaisseur Le cas précédent où le sol est simplement modélisé comme un matériau semi-infini n'est pas adapté pour certains types de sols, comme par exemple les sols recouverts d'une couche de neige. Le sol peut ainsi être modélisé comme un matériau bi-couche, composé d'une couche absorbante poreuse d'épaisseur finie e recouvrant une couche rigide d'épaisseur semi-infinie. Ces types de sol sont les plus aptes à produire une onde de surface [18]. En hypothèse de réaction localisée, l'onde transmise se propage perpendiculairement à la surface du sol dans la couche absorbante avant d'être réfléchie par la couche rigide vers l'interface sol/air, toujours perpendiculairement à la surface (figure 1.6).

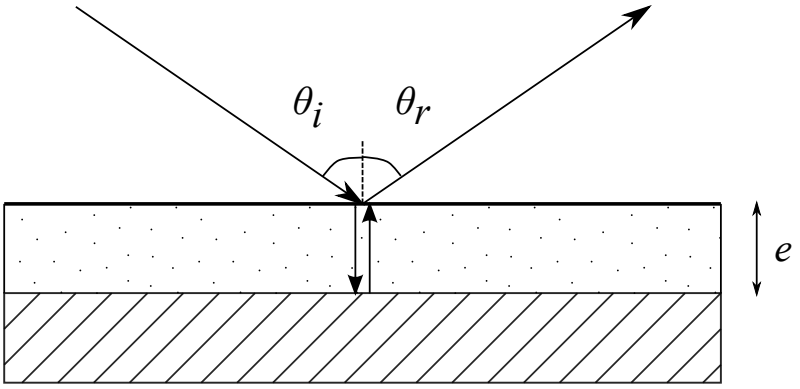


FIGURE 1.6 – Prise en compte de l'épaisseur en réaction localisée.

1.1.2.2 Réaction étendue

En réaction étendue, l'onde transmise dans le sol ne se propage plus selon la normale à la surface, mais avec un angle de transmission θ_t non nul qui dépend de l'angle d'incidence θ_i et des propriétés du matériau poreux. Pour un sol bi-couche, cela donne lieu à des réflexions successives dans la couche absorbante, comme représenté sur la figure 1.7. La réflexion ne peut alors plus être considérée comme spéculaire (présence de plusieurs rayons réfléchis).

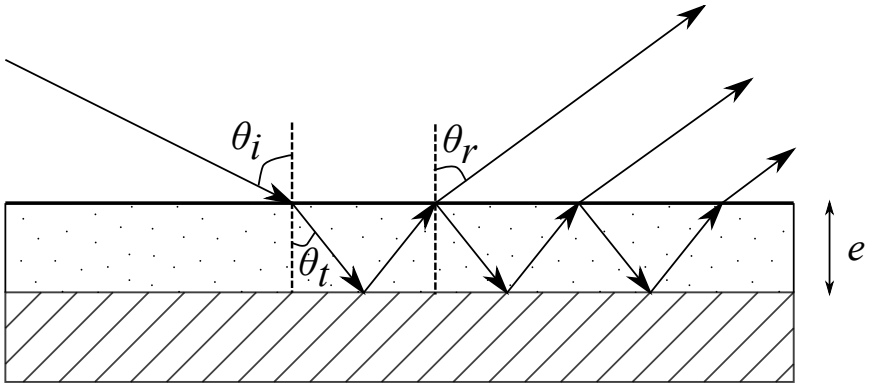


FIGURE 1.7 – Sol à réaction étendue

Nous verrons par la suite que l'effet d'épaisseur pour un sol bi-couche peut être pris en compte à travers l'expression de l'impédance du sol, tandis que le type de réaction est pris en compte dans l'expression du coefficient de réflexion.

1.1.3 Modèles d'impédance de sol

Dans cette section, les principaux modèles d'impédance pour les sols naturels sont exposés, ainsi que la manière de prendre en compte l'effet d'épaisseur à travers une correction de l'impédance.

1.1.3.1 Principaux modèles d'impédance en propagation en milieu extérieur

L'impédance d'un sol naturel peut-être exprimée dans le domaine fréquentiel par plusieurs modèles qui prennent en compte différents paramètres du milieu poreux. Ces modèles permettent d'obtenir des expressions pour l'impédance Z_S et également pour le

nombre d'onde complexe dans le sol (ou constante de propagation) k_S. L'un des paramètres fondamentaux pour caractériser les propriétés acoustiques des sols est la résistance au passage de l'air σ, exprimée en kN.s.m^{-4}. Des ordres de grandeur de ce paramètre pour différents types de sol sont indiqués dans le tableau 1.1. Une technique de mesure *in-situ* de l'impédance de sol et de ces paramètres est décrite dans le chapitre 5.

TABLEAU 1.1 – Ordre de grandeur de σ pour différents types de sols

Type de sol	σ (kN.s.m^{-4})
Béton lisse	> 100000
Revêtement routier	50000 à 100000
Terre compacte	2000 à 4000
Prés, cultures	200 à 1000
Sols herbeux, gazons	100 à 500
Sols forestiers	20 à 80
Neige fraiche	5 à 20

Modèle d'Attenborough à quatre paramètres Le modèle d'Attenborough permet de caractériser le sol d'un point de vue microstructurel et fait intervenir quatre paramètres pour le calcul de l'impédance : la résistance au passage de l'air σ, la tortuosité q, la porosité Ω et le facteur de forme du pore s_f. Il fournit une expression du nombre d'onde complexe dans le sol et de l'impédance selon les expressions suivantes [29] :

$$k_S = k_0\sqrt{\gamma\Omega}\sqrt{\left(\frac{4}{3} - \frac{\gamma-1}{\gamma}N_{Pr}\right)\frac{q^2}{\Omega} + i\frac{s_f^2\sigma}{\rho\omega}} \tag{1.1}$$

$$Z_S = \left(\frac{4q^2}{3\Omega} + i\frac{s_f^2\sigma}{\rho\omega}\right)\frac{k_0}{k} \tag{1.2}$$

où $k_0 = \omega/c_0$ avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation et f la fréquence, $\gamma = 1.4$ est le rapport des chaleurs spécifiques de l'air et $N_{Pr} \approx 0.7$ est le nombre de Prandtl. La porosité et la tortuosité ne sont pas des paramètres indépendants et sont reliés par $q^2 = \Omega^{-g}$. Des valeurs typiques pour un sol naturel sont par exemple $\Omega = 0.3$, $g = 0.5$, et $s_f = 0.75$ [30].

Modèle de Zwikker et Kosten Le modèle de Zwikker et Kosten permet de modéliser le nombre d'onde complexe et l'impédance avec seulement 3 paramètres : la résistance au passage de l'air σ, la porosité Ω et une constante de structure C_s qui rend compte de la structure spécifique des pores et des propriétés du matériau. Il est exprimé par [31] :

$$k_S = k_0\sqrt{q_c\Omega} \tag{1.3}$$

$$Z_S = \sqrt{q_c/\Omega} \tag{1.4}$$

avec

$$q_c = \frac{C_s}{\Omega} + i\frac{\sigma}{\rho\omega} \tag{1.5}$$

Zwikker et Kosten ont montré expérimentalement que C_s est souvent compris entre 3 et 7.

Modèle de Delany Bazley Delany et Bazley ont établi de manière semi-empirique un modèle simple, qui ne fait appel qu'à un seul paramètre (la résistance au passage de l'air σ) et ne demande pas de connaissances sur les propriétés micro-structurelles du sol. Il est bien adapté pour les terrains naturels type sol herbeux. De ce fait, il est largement utilisé pour la modélisation de la propagation en milieu extérieur. Le nombre d'onde complexe et l'impédance sont calculés de la manière suivante [32] :

$$k_S = k_0 \left(1 + 10.8 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.7} + i10.3 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.59}\right) \tag{1.6}$$

$$Z_S = Z_0 \left(1 + 9.08 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.75} + i11.9 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.73}\right) \tag{1.7}$$

Modèle de Miki Pour certains sols à couche multiple, Miki a remarqué qu'en basses fréquences la partie réelle de l'impédance du modèle de Delany Bazley pouvait devenir négative, ce qui traduit une solution non physique, et peut poser des problèmes lors du passage de l'impédance dans le domaine temporel (cf. chapitre 2). Miki a donc proposé une modification du modèle de Delany Bazley avec de nouveaux coefficients [33] :

$$k_S = k_0 \left(1 + 7.81 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.618} + i11.41 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.618}\right) \tag{1.8}$$

$$Z_S = Z_0 \left(1 + 5.50 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.632} + i8.43 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.632}\right) \tag{1.9}$$

1.1.3.2 Prise en compte de l'effet d'épaisseur

L'effet d'épaisseur pour les sols bi-couche peut être pris en compte par un facteur correctif sur l'impédance spécifique (ou normalisée) $Z = Z_S/Z_0$, par exemple exprimée par un des modèles précédents. Le matériau bi-couche (dont la couche poreuse supérieure est d'épaisseur e) est alors modélisé comme un matériau simple couche avec une *impédance effective* Z_C rendant compte des effets de l'épaisseur. Dans le cas général de la réaction étendue avec un angle de transmission θ_t non-nul, cette correction d'impédance s'exprime par la relation suivante [34] :

$$Z_C = \frac{Z}{\cos(\theta_t)} \coth\left[-ik_S e \cos(\theta_t)\right] \tag{1.10}$$

Le terme $\cos(\theta_t)$ est calculé grâce à la loi de réfraction de Snell-Descartes :

$$\cos(\theta_t) = \sqrt{1 - \sin^2(\theta_t)} = \sqrt{1 - \left(\frac{k_0}{k_S}\right)^2 \sin^2(\theta_i)} \tag{1.11}$$

Dans le cas de la réaction localisée, $\theta_t = 0$ et ainsi :

$$Z_C = Z \coth(-ik_S e) \tag{1.12}$$

D'après Attenborough [18], il est possible de dériver des expressions d'impédance effective pour des sols présentant un nombre arbitraire de couches, mais en général l'onde acoustique ne pénètre rarement dans le sol sur plus de quelques centimètres et la modélisation

d'un sol de plus de deux couches est rarement nécessaire. Pour des sols herbeux, l'épaisseur e est en général de l'ordre du centimètre (cf. chapitre 5), et quand $e > 0.025$ m le terme coth dans l'équation 1.12 tend vers 1 et on considère le sol comme un matériau simple couche semi-infini.

1.1.4 Formulations analytiques du champ de pression au-dessus d'un sol

Différentes solutions analytiques existent dans le domaine fréquentiel pour calculer le champ de pression acoustique en un point au-dessus d'un sol absorbant. On se reporte à la configuration géométrique représentée sur la figure 1.8 (hypothèse de réflexion spéculaire).

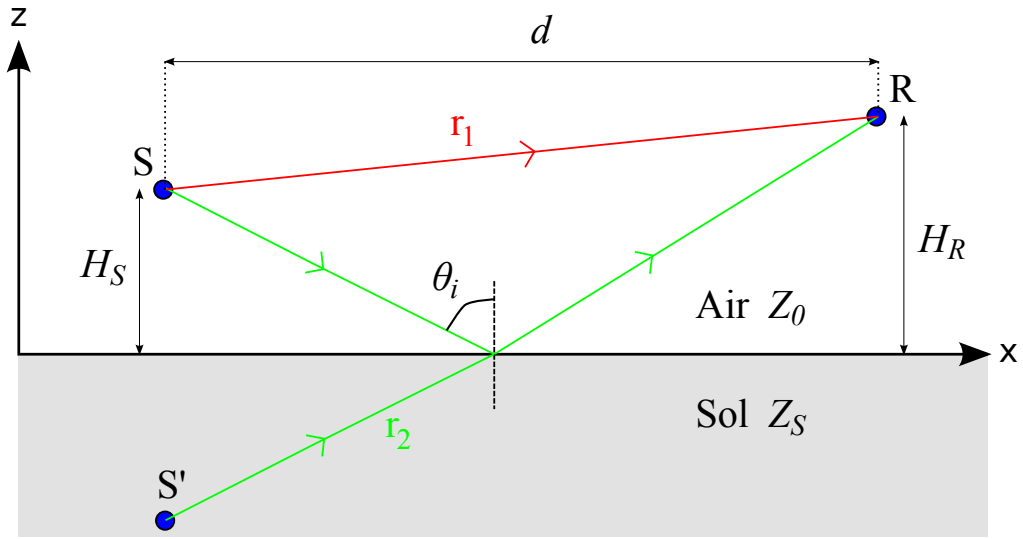


FIGURE 1.8 – Configuration géométrique pour le calcul analytique du champ acoustique au-dessus d'un sol absorbant.

Les longueurs du trajet r_1 issu de la source S et du trajet r_2 issu de la source image S' sont calculées simplement par $r_1 = \sqrt{d^2 + (H_R - H_S)^2}$ et $r_2 = \sqrt{d^2 + (H_R + H_S)^2}$ où H_S et H_R sont respectivement les hauteurs de la source S et du récepteur R. L'angle d'incidence se calcule par $\theta_i = \tan^{-1}(d/(H_S + H_R))$ où d est la distance source-récepteur au sol.

1.1.4.1 Coefficient de réflexion en onde plane

Le problème simple de réflexion d'une onde plane sur une surface impédante est d'abord considéré : le champ total P en un point est alors la contribution d'une onde directe P_d et d'une onde réfléchie P_r multipliée par le coefficient en onde plane R_p tel que [18] :

$$P = P_d(r_1) + R_p P_r(r_2) \tag{1.13}$$

Dans le cas d'une surface à réaction étendue, ce coefficient de réflexion en onde plane vaut [34] :

$$R_p = \frac{\xi(\theta_i)\cos(\theta_i) - 1}{\xi(\theta_i)\cos(\theta_i) - 1} \tag{1.14}$$

où $\xi(\theta_i)$ est une fonction de l'angle d'incidence donnée par la relation suivante et obtenue d'après les lois de Snell-Descartes :

$$\xi = \frac{Z_S}{Z_0 \cos(\theta_t)} = \frac{Z_S}{Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{k_0}{k_S}\right)^2 \sin^2(\theta_i)}} \tag{1.15}$$

Dans le cas de la réaction localisée, $\theta_t = 0$ et le coefficient de réflexion en onde plane devient :

$$R_p = \frac{\cos(\theta_i) - Z_0/Z_S}{\cos(\theta_i) + Z_0/Z_S} \tag{1.16}$$

Cette hypothèse d'onde plane est simplificatrice et peu réaliste pour des cas de propagation en milieu extérieur, où les fronts d'onde sont sphériques. La sphéricité des fronts d'onde engendre une source-image « floue », non ponctuellement localisée mais distribuée et dont le maximum de puissance se situe sur sa position théorique [35], représentée par S' sur la figure 1.8. De plus, pour une source et un récepteur placés sur la surface d'un sol réfléchissant (*i.e.* $r_1 = r_2$,$\theta_i = \pi/2$, $Z_S = \infty$ et donc $R_p = -1$), l'hypothèse d'onde plane (équation (1.13)) conduit à la prévision d'un champ acoustique nul, alors qu'en réalité la pression acoustique est doublée.

1.1.4.2 Equation de Weyl-Van der Pol et expression de l'onde de sol

Pour une distance de propagation supérieure à λ et une source ponctuelle monopolaire omnidirectionnelle (émettant donc une onde sphérique en 3D), le champ total P peut être calculé par l'approximation asymptotique suivante [18] :

$$P(x, y, z, f) = P_0 \left(\frac{\exp(ik_0 r_1)}{4\pi r_1} + R_p \frac{\exp(ik_0 r_2)}{4\pi r_2} + (1 - R_p) F(w) \frac{\exp(ik_0 r_2)}{4\pi r_2} \right) \tag{1.17}$$

où P_0 est l'amplitude de la source.

Une fonction de la forme $G = \exp(ik_0 r)/4\pi r$ est une solution du problème de propagation tri-dimensionnelle en champ libre pour une source ponctuelle (*i.e.* solution de l'équation d'Helmholtz $(\nabla^2 + k_0^2) G_(r) = -\delta(r - r_0)$ en champ libre avec r_0 la position de la source ponctuelle), appelée fonction de Green en champ libre. $F(w)$ est une fonction complexe décrivant l'interaction d'un front d'onde courbé avec le sol, appelée fonction de perte (*boundary loss factor* en anglais) et définie par :

$$F(w) = 1 + i\sqrt{\pi} w \exp(-w^2) \mathrm{erfc}(-iw) \tag{1.18}$$

où erfc est la fonction d'erreur complémentaire et w un paramètre appelé distance numérique. D'après Embleton [36], w peut s'écrire sous la forme :

$$w = i \frac{2k_0 r_2}{(1 - R_p)^2} \left(\frac{Z_0}{Z_S} \right)^2 \left(1 - \frac{k_0^2}{k_S} \sin^2 \theta_i \right) \tag{1.19}$$

Cette « distance » numérique w a été introduite par Sommerfeld afin de pouvoir exprimer F à l'aide d'un seul paramètre caractérisant non seulement la distance mais également la fréquence et les paramètres du sol [37]. On en trouve d'autres expressions dans la littérature, comme par exemple dans [38]. Pour une surface à réaction étendue, il est nécessaire de remplacer Z_S par $Z_S/\cos(\theta_t)$ dans l'équation (1.19) [39].

On voit que l'équation (1.17), appelée formule de Weyl-Van der Pol, est composée de trois termes. Le premier rend compte de la contribution de l'onde directe, le second modélise la contribution d'une réflexion en onde plane, et le troisième modélise l'onde de sol, qui agit comme une correction traduisant que les fronts d'ondes sont sphériques et non plans.

L'équation (1.17) peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$P\left(x,y,z,f\right) = P_0\left(\frac{exp(ik_0r_1)}{r_1} + Q\frac{exp(ik_0r_2)}{r_2}\right) \tag{1.20}$$

où Q est le *coefficient de réflexion en onde sphérique*, égal au coefficient de réflexion en onde plane auquel on ajoute un terme correctif :

$$Q = R_p + \left(1 - R_p\right)F(w) \tag{1.21}$$

Le champ est alors exprimé comme la somme de deux termes, modélisant respectivement le champ direct et le champ réfléchi, comme on l'a exposé en 1.1.1.2. On remarque que cette formulation ne fait pas intervenir explicitement comme un terme séparé la contribution de l'onde de surface, évoquée en 1.1.1.3. Si elle existe (*i.e.* que le sol a les propriétés d'absorption nécessaires à sa formation, ce qui se traduit sur l'impédance par une partie imaginaire supérieure à la partie réelle), elle est prise en compte à travers $F(w)$ [18, 26].

Dans le cas où l'on considère un problème bidimensionnel invariant selon l'axe y et avec une source cylindrique, on peut calculer P en remplaçant dans l'équation (1.17) la fonction de Green en champ libre par sa formulation en 2D $G = -\frac{i}{4}H_0^{(1)}(k_0r)$, tel que [40] :

$$P\left(x,y,z,f\right) = P_0\left(-\frac{i}{4}H_0^{(1)}(k_0r_1) - Q\frac{i}{4}H_0^{(1)}(k_0r_2)\right) \tag{1.22}$$

où $H_0^{(1)}$ est la fonction de Hankel de première espèce. Le coefficient de réflexion Q donné par l'équation (1.21) est théoriquement valable uniquement pour une onde sphérique, mais on peut considérer que, pour une onde cylindrique, il est proche de celui de l'onde sphérique à longue distance et pour les impédances considérées en propagation extérieure [41]. Une expression rigoureuse du coefficient de réflexion Q pour les ondes cylindriques est donnée par Chandler-Wilde dans [40].

1.1.4.3 Formulation explicite du terme d'onde de surface

Il est également possible d'exprimer le champ total au-dessus d'un sol comme la composante de trois termes, rendant compte respectivement de la contribution de l'onde directe, de l'onde sphérique réfléchie et de l'onde de surface [42, 43] :

$$P(x,y,z,f) = P_0[P_d + P_r + P_s] \tag{1.23}$$

avec

$$P_d = -\frac{\exp(ik_0r_1)}{4\pi r_1} \tag{1.24}$$

$$P_r = -\frac{\exp(ik_0r_2)}{4\pi r_2} + i\frac{k_0\beta}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}\left(\sqrt{k_0^2 - k^2}d\right)\frac{1}{1+k_0\beta}\exp(ik(H_R+H_S))\mathrm{d}k \tag{1.25}$$

$$P_s = \frac{k_0\beta}{2} H[-Im(\beta)] H_0^{(1)}\left(\sqrt{(1-\beta^2)}k_0 d\right) \exp\left(-ik_0\beta(H_S+H_R)\right) \tag{1.26}$$

où $\beta = Z_0/Z_S$ est l'admittance de surface normalisée et H la fonction de Heaviside. L'expression de P_s rend bien compte des propriétés de l'onde de surface : décroissance exponentielle en fonction de la hauteur et décroissance selon la distance en $1/\sqrt{d}$ (en effet, un développement asymptotique de la fonction de Hankel $H_0^{(1)}(x)$ montre qu'elle se comporte en $1/\sqrt{x}$ [16]).

Pour un cas bidimensionnel, l'onde de surface s'exprime par [44, 45] :

$$P_s = \frac{\beta}{\sqrt{(1-\beta^2)}} \exp\left(i\sqrt{(1-\beta^2)}k_0 d\right) \exp\left(-ik_0\beta(H_S+H_R)\right) \tag{1.27}$$

On voit avec cette expression qu'en 2D l'onde de surface a un comportement d'onde plane, son amplitude ne décroissant pas avec la distance d (le terme dans la première exponentielle étant imaginaire).

1.1.4.4 Atténuation par rapport au champ libre

Le spectre d'atténuation excédentaire par rapport au champ libre ou *Excess Attenuation* en anglais, couramment utilisé pour caractériser l'effet de sol, s'exprime en dB de la manière suivante :

$$EA = 20\log\left|\frac{P}{P_d}\right| \tag{1.28}$$

Des exemples de spectres d'atténuation excédentaire par rapport au champ libre sont tracés sur la figure 1.9. Ils sont calculés en utilisant la formule de Weyl-Van der Pol, donnée par l'équation (1.20), et l'équation (1.28). La source est située à une hauteur $H_S = 2$ m, et le récepteur est situé à une distance $d = 25$ m de la source et à une hauteur $H_R = 2$ m. La courbe noire correspond au cas d'un sol parfaitement réfléchissant (*i.e.* $Q = 1$). La courbe verte correspond au cas d'un sol absorbant, dont l'impédance est calculée par le modèle de Miki (équation (1.9)), avec $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4}. Les creux d'interférence sont appelés **creux d'effet de sol**, ou *ground dips* en anglais. Un sol plus absorbant produit des creux d'interférences décalés vers les basses fréquences. Les irrégularités de surface (impédance variable et/ou rugosité) viennent modifier la position et l'amplitude de ces creux par rapport à un cas homogène.

La présence d'une onde de surface a pour effet d'entrainer une valeur de l'atténuation excédentaire supérieure à 6 dB en basses fréquences, comme le montre l'exemple de la figure 1.10, pour un sol absorbant tel que $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4} (modèle de Miki) et $e = 0.015$ m et pour une configuration source-récepteur telle que $H_S = H_R = 0.2$ m et $d = 4$ m.

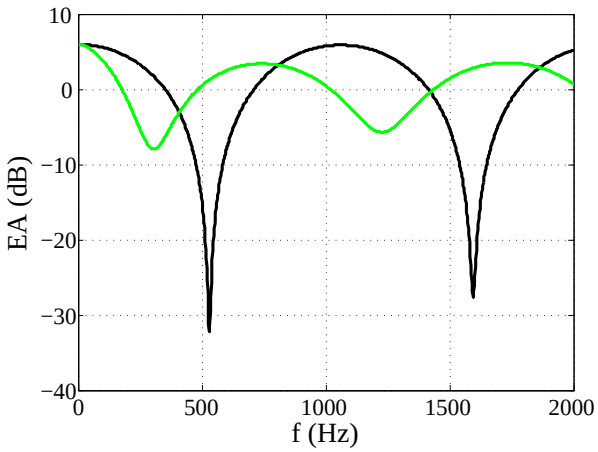


FIGURE 1.9 – Spectres d'atténuation par rapport au champ libre pour (—) un sol parfaitement réfléchissant et (—) un sol absorbant.

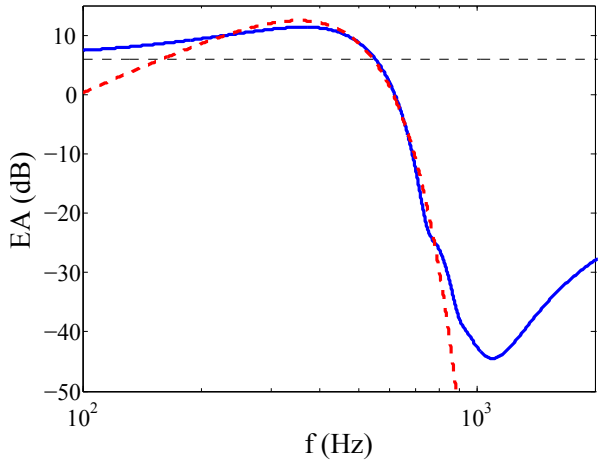


FIGURE 1.10 – (—) Spectre d'atténuation par rapport au champ libre et (- -) contribution de l'onde de surface au-dessus d'un sol absorbant.

1.2 Modélisation des effets d'une impédance de sol spatialement variable

En propagation en milieu extérieur, l'impédance Z_S d'un sol peut varier dans l'espace et dans le temps. Par exemple, la propagation au-dessus d'un terrain herbeux traversé par une route ou un cours d'eau entraine une rupture d'impédance. Les terrains naturels peuvent également présenter des variations d'impédance dues au fait que le sol soit plus compact ou gorgé d'eau par endroits. Des variations temporelles de l'impédance peuvent être observées sur des échelles de temps courtes (dues à des averses) ou plus longues (variations climatiques saisonnières). Selon le modèle d'impédance choisi, ces variations de la valeur de l'impédance Z_S concernent un ou plusieurs paramètres du modèle (résistance au passage de l'air, épaisseur, porosité, etc.). Dans cette section sont présentés plusieurs modèles analytiques pour modéliser les effets de variation spatiale de l'impédance, ainsi que les résultats d'une étude statistique de variations aléatoires de l'impédance pouvant s'apparenter à une variation temporelle.

1.2.1 Formulation intégrale du problème d'impédance spatialement variable

Soit une surface plane (S) d'admittance normalisée β_1 sauf dans une région Σ dans laquelle l'impédance est variable tel que $\beta(x,y) \neq \beta_1$. La fonction de Green (solution de l'équation d'Helmholtz pour une source ponctuelle) pour la propagation au-dessus de cette surface s'exprime par la formulation intégrale d'Helmholtz-Kirchhoff [41, 46] :

$$G(\mathbf{r},\mathbf{r_0}) = G_1(\mathbf{r},\mathbf{r_0}) - \iint_{(S)} \left[G_1(\mathbf{r},\mathbf{r_S}) \frac{\partial G(\mathbf{r_S},\mathbf{r_0})}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{r_S})} - G(\mathbf{r_S},\mathbf{r_0}) \frac{\partial G_1(\mathbf{r},\mathbf{r_S})}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{r_S})} \right] \mathrm{d}S \qquad (1.29)$$

où $\mathbf{r_0}$ est le vecteur position de la source, $\mathbf{r_S}$ la position des points de la surface, $\mathbf{n}(\mathbf{r_S})$ la normale à la surface en chaque point r_S. G_1 est la fonction de Green du problème de propagation au-dessus d'une surface d'impédance constante β_1, qui peut par exemple être approximée par l'équation de Weyl-Van der Pol (équation (1.20) pour une source ponctuelle ou équation (1.22) pour un problème 2D et une source cylindrique). G et G_1 satisfont donc les conditions aux limites suivantes :

$$\frac{\partial G_1}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{r_S})} = ik_0\beta_1 G_0, \qquad \text{en dehors de } \Sigma \qquad (1.30)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \mathbf{n}(\mathbf{r_S})} = ik_0\beta(x,y) G, \qquad \text{sur } \Sigma \qquad (1.31)$$

En utilisant ces conditions aux limites, l'équation (1.29) prend donc la forme suivante :

$$G(\mathbf{r},\mathbf{r_0}) = G_1(\mathbf{r},\mathbf{r_0}) - \iint_{\Sigma} \left[\beta(\mathbf{r_S}) - \beta_1\right] G_1(\mathbf{r},\mathbf{r_S}) G(\mathbf{r_S},\mathbf{r_0}) \mathrm{d}S \qquad (1.32)$$

Pour un cas de propagation au-dessus d'un plan d'impédance Z_1 traversé par une bande d'impédance Z_2, l'équation intégrale pour le champ de pression s'écrit alors [18, 41] :

$$P(\mathbf{r}) = P_1(\mathbf{r}) - ikZ_0 \left(\frac{1}{Z_2} - \frac{1}{Z_1} \right) \int_{\Sigma} G_2(\mathbf{r},\mathbf{r_S}) P(\mathbf{r_S},\mathbf{r_0}) \, \mathrm{d}S \qquad (1.33)$$

où P_1 est la pression au-dessus d'une surface d'impédance Z_1, G_2 est la fonction de Green associée à la propagation au-dessus d'une surface d'impédance Z_2, Σ la surface de la bande d'impédance. Ces expressions intégrales peuvent être résolues numériquement par la méthodes des éléments finis de frontière.

1.2.2 Modèle semi-empirique de De Jong

De Jong a proposé un modèle semi-empirique pour traiter les cas de discontinuité d'impédance [47]. Ce modèle n'est valide que pour des transitions d'une surface moins absorbante à une surface plus absorbante sur le chemin de propagation. Lam l'a ensuite modifié pour pouvoir traiter les cas de transition d'un sol plus absorbant à un sol moins absorbant [48]. Ce modèle est basé sur la théorie de la diffraction de Kirchhoff. Le champ est calculé en considérant la rupture d'impédance comme un diffuseur de section tétraédrique dont l'angle au sommet fait 180° et ayant une impédance différente de chaque

côté. En utilisant cette hypothèse, il est possible d'obtenir l'expression suivante pour le champ de pression au-dessus d'une discontinuité d'impédance :

$$P = P_d(1 + \frac{r_1}{r_2} Q_G e^{ik(r_2-r_1)} + (Q_2 - Q_1)\, e^{-i\pi/4} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{r_1}{s_1} \times \left[M F_2\left(\sqrt{k\,(s_1 - r_1)}\right) + \Gamma F_2\left(\sqrt{k\,(s_1 - r_2)}\right) e^{ik(r_2-r_1)} \right]) \tag{1.34}$$

où s_1 est le trajet du rayon diffracté par la rupture d'impédance. $\Gamma = 1$ quand $D_0 < D_1$ et $\Gamma = -1$ quand $D_0 > D_1$ (d'après la figure 1.11, cette condition rend compte de la zone dans laquelle se situe le point de réflexion spéculaire G). Q_1 et Q_2 sont respectivement les coefficients de réflexion sphérique pour les impédances Z_1 et Z_2, et $Q_G = Q_1$ ou $Q_G = Q_2$ selon la zone d'impédance Z_1 ou Z_2 dans laquelle se situe le point de réflexion théorique. Le paramètre M vaut 1 quand $Z_1 < Z_2$ et -1 quand $Z_2 > Z_1$. P_d est la contribution du champ direct. Enfin, F_2 est une fonction définie par $F_2(x) = \int_x^\infty \exp(iw^2)\mathrm{d}w$.

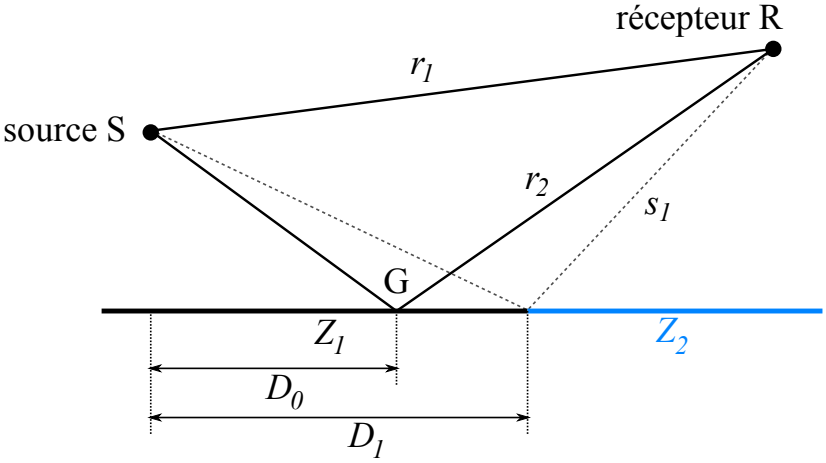


FIGURE 1.11 – Définition des différents chemins pour une discontinuité d'impédance simple [48].

1.2.3 Modèle de De Jong étendu à des discontinuités d'impédance multiples

Lam *et al.* ont étendu la formulation de De Jong à un cas de discontinuités d'impédance multiples, *i.e.* de plusieurs bandes d'impédance [48]. Pour un sol de N bandes d'impédance, et donc $N + 1$ discontinuités comme représenté sur la figure 1.12, la pression acoustique peut être approchée par :

$$P = P_d(1 + \frac{r_1}{r_2} Q_G e^{ik(r_2-r_1)} + \sum_{j=1}^{N-1} (Q_{j+1} - Q_j)\, e^{-i\pi/4} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{r_1}{s_j} \times \left[M_j F_2\left(\sqrt{k\,(s_j - r_1)}\right) + \Gamma_j F_2\left(\sqrt{k\,(s_j - r_2)}\right) e^{ik(r_2-r_1)} \right]) \tag{1.35}$$

où $\Gamma_j = 1$ quand $D_0 < D_j$ et $\Gamma_j = -1$ quand $D_0 > D_1$, $M_j = 1$ quand $Z_{j+1} < Z_j$ et $M_j = -1$ quand $Z_{j+1} > Z_j$.

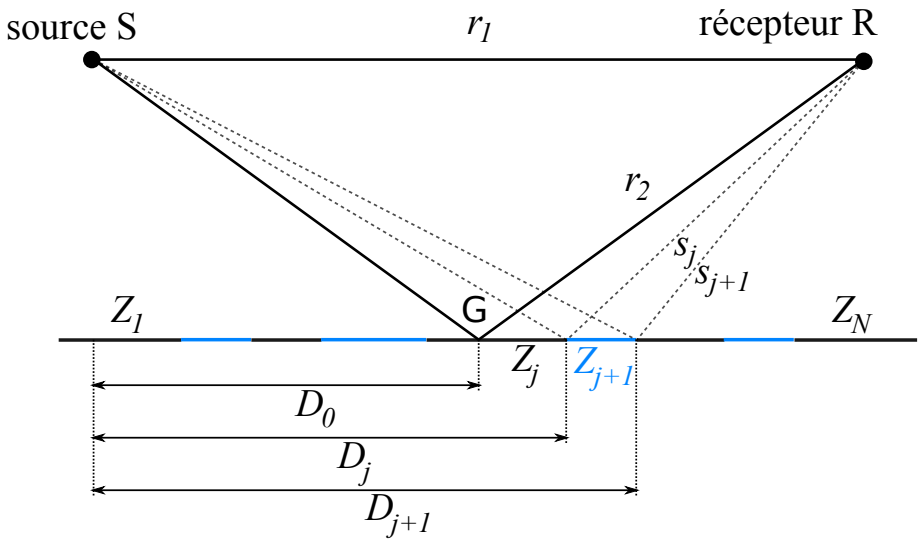


FIGURE 1.12 – Définition des différents chemins pour des discontinuités d'impédance multiples [48].

Ce modèle hérite des limitations du modèle de base, à savoir que sa précision diminue quand l'angle de réflexion augmente (*i.e.* quand on se rapproche de l'incidence rasante), ce qui est assez problématique pour la propagation à grande distance. De plus, cette extension ne tient pas compte des interactions possibles entre les discontinuités, et Lam *et al.* s'attendent à ce qu'il soit plus efficace lorsque l'espacement entre les discontinuités est supérieur à la longueur d'onde [48]. Malgré ses limitations, ce modèle permet cependant d'obtenir des résultats de référence de propagation au-dessus de ruptures d'impédance multiples dans le cas où les hauteurs de la source et du récepteur sont élevées.

1.2.4 Méthode de la zone de Fresnel

Hothersall et Harriott [49] ont développé une autre approche pour traiter la rupture d'impédance entre deux types de sol, basée sur la notion de zone de Fresnel. Cette méthode consiste à considérer que seule une certaine zone de la surface du sol entre la source et le récepteur, située autour du point de réflexion théorique, contribue à l'effet de sol [18]. Cette zone est une ellipse dont le centre est le point de réflexion spéculaire, et dont l'axe principal est parallèle au trajet de propagation entre la source et le récepteur (cf. figure 1.13).

Les dimensions de cette ellipse dépendent de la fréquence et de la géométrie de la configuration. Son équation est :

$$\frac{y^2}{b^2} + \frac{(x\cos\theta - c)^2}{a^2} + \frac{x^2\sin^2\theta}{b^2} = 1 \tag{1.36}$$

où $a = (r_2 + F\lambda)$, $b = \sqrt{(r_2 F\lambda)/2 + (F\lambda/2)^2}$, et $c = r_2/2 - SP$ sont calculés grâce aux longueurs des trajets représentés sur la figure 1.13. F est une constante adimensionnelle dont la valeur doit être comprise entre 1/2 et 1/4. En général, $F = 1/3$ est une valeur convenable [50].

Cette ellipse peut être définie grâce aux positions des 4 points extrêmes $x_{1,2}$ et $y_{1,2}$ indiqués sur la figure 1.13, qui, dans le cas où le point de réflexion est le centre du repère,

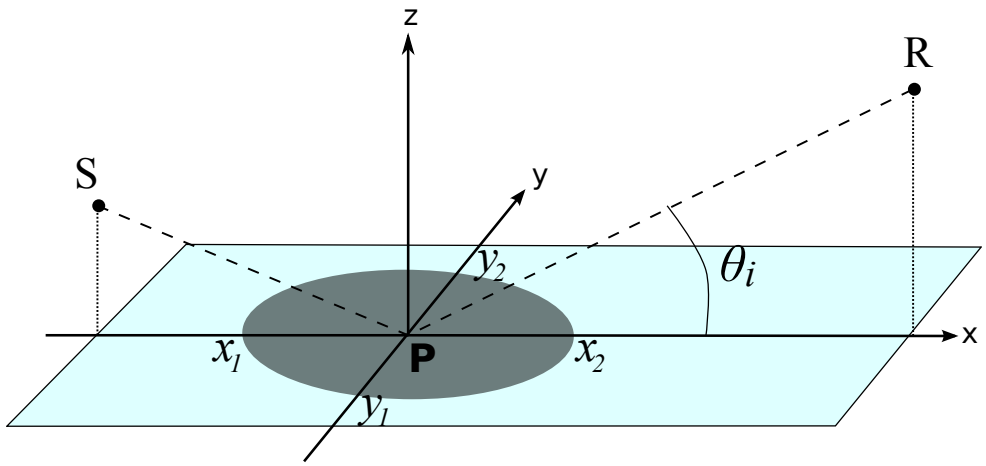


FIGURE 1.13 – Zone de Fresnel sur la surface du sol [50].

sont données par [50] :

$$x_{1,2} = -\frac{B}{A} \pm \sqrt{\frac{1}{A} - \left(\frac{c \sin\theta_i}{A\,a\,b}\right)^2} \tag{1.37}$$

$$y_{1,2} = \pm b \sqrt{1 - \frac{(y_m \cos\theta_i - c)^2}{a^2} + \frac{(y_m^2 \sin^2\theta_i)^2}{b^2}} \tag{1.38}$$

où $A = (\cos\theta_i/a)^2 + (\sin\theta/b)^2$, $B = c\cos\theta_i/a^2$ et $y_m = cb^2\cos\theta_i/(a^2\sin^2\theta_i + b^2\cos^2\theta_i)$. Dans ce cas, x_1 et y_1 sont respectivement le demi-grand axe et le demi-petit axe de l'ellipse, et l'aire de la zone de Fresnel vaut $\pi x_1 y_1$. Elle diminue quand la fréquence augmente.

Il existe deux manières d'estimer le spectre d'atténuation en fonction de la proportion de surface d'impédance Z_1 dans la zone de Fresnel, caractérisée par le paramètre μ [18]. La proportion de surface d'impédance Z_2 vaut donc $1-\mu$. La première méthode de calcul de l'atténuation consiste à faire l'hypothèse que le spectre d'atténuation dépend linéairement de μ :

$$EA = \mu 20\,\log\left|1 + \frac{r_1}{r_2} Q_1 \exp\{ik(r_2 - r_1)\}\right| + (1-\mu) \times 20\log\left|1 + \frac{r_1}{r_2} Q_2 \exp\{ik(r_2 - r_1)\}\right| \tag{1.39}$$

La seconde consiste à considérer que c'est la pression acoustique qui dépend linéairement de μ, et ainsi :

$$EA = 20\log\left\{\mu\left|1 + \frac{r_1}{r_2} Q_1 \exp\{ik(r_2 - r_1)\}\right| + (1-\mu)\left|1 + \frac{r_1}{r_2} Q_2 \exp\{ik(r_2 - r_1)\}\right|\right\} \tag{1.40}$$

Ce modèle de zone de Fresnel peut être étendu à des discontinuités multiples entre deux sols d'impédances différentes, car considérer des proportions de différentes valeurs d'impédance ne différencie pas les situations de discontinuité simple ou multiple.

1.2.5 Méthode de Rasmussen

Rasmussen [51] a obtenu une formulation analytique pour le cas de propagation au-dessus d'une discontinuité d'impédance. En partant de la formulation intégrale d'Helmholtz-Kirchhoff du problème de diffraction par un écran situé à la frontière entre les deux zones d'impédance différente (dans le plan perpendiculaire à la discontinuité d'impédance) puis

en utilisant la technique de la phase stationnaire, le champ de pression acoustique peut s'exprimer de la manière suivante [51, 52] :

$$P = \sqrt{(8\pi k_0)} d_2 \frac{e^{-i\pi/4}}{16\pi^2} \int_0^\infty [\, \frac{e^{ik_0(r_1+r_3)}}{\sqrt{(r_3^3 r_1(r_1+r_3)}} + Q_2 \frac{e^{ik_0(r_1+r_4)}}{\sqrt{(r_4^3 r_1(r_1+r_4)}} + Q_1 \frac{e^{ik_0(r_2+r_3)}}{\sqrt{(r_3^3 r_2(r_2+r_3)}} + Q_1 Q_2 \frac{e^{ik_0(r_2+r_4)}}{\sqrt{(r_4^3 r_2(r_2+r_4)}} \,]\, \mathrm{d}z \tag{1.41}$$

avec les rayons r_1, r_2, r_3 et r_4 ainsi que les distances d_2 et z représentés sur la figure 1.14.

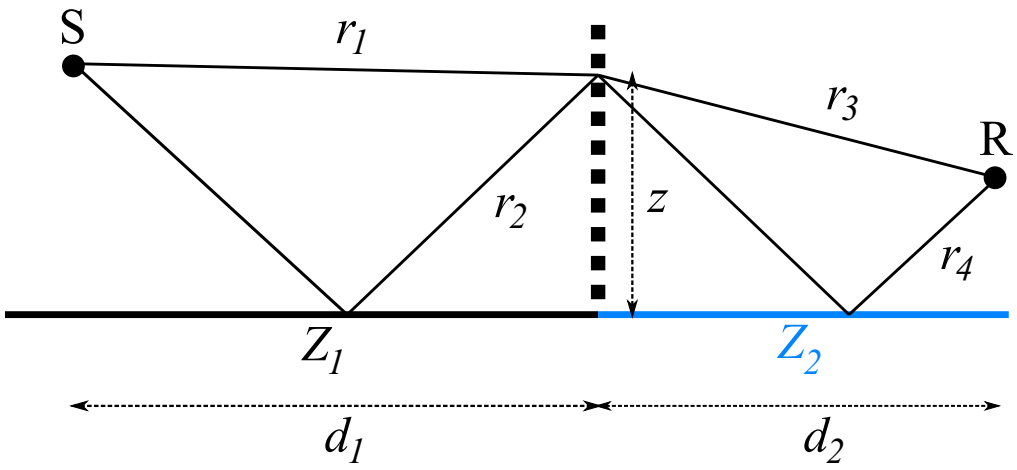


FIGURE 1.14 – Définitions des différents rayons et distances pour la méthode de Rasmussen [52].

Avec l'équation (1.41), le champ acoustique est exprimé comme la somme des contributions des diffractions par des ouvertures dans un écran fictif semi-infini situé entre les deux zones d'impédance différente (cf. figure 1.14). Cette méthode peut également être utilisée lorsqu'un écran parfaitement réfléchissant existe réellement entre les deux zones d'impédance différente, en intégrant alors l'équation (1.41) non plus jusqu'à l'infini mais jusqu'à la hauteur de l'écran [51]. La méthode de Rasmussen présente l'avantage d'être plus précise que les méthodes semi-empiriques (comme celle de DeJong), en particulier pour des cas d'incidence rasante. L'équation (1.41) est facilement intégrable numériquement [52].

1.2.6 Effets de variations aléatoires de l'impédance

Ostashev *et al* [20] ont étudié de manière statistique l'effet de variations aléatoires de l'impédance sur le champ acoustique. Ils ont considéré des cas où l'impédance du sol est constante sur le chemin de propagation mais varie aléatoirement d'une réalisation à l'autre. Cela peut traduire une variation temporelle de l'impédance due à l'humidité et à des changements de climat selon la période de l'année, la compacité du sol, l'évolution de la végétation, etc. Considérer l'impédance comme une variable aléatoire peut également traduire les incertitudes sur les propriétés du sol, ou des cas où le champ sonore doit être moyenné sur différentes directions de propagation (autour d'une source omnidirectionnelle par exemple).

L'impédance Z_S est considérée comme une variable aléatoire $Z_S = \overline{Z} + \tilde{Z}$, où $\overline{Z}$ est la valeur moyenne de l'impédance et $\tilde{Z}$ la partie fluctuante. Il est démontré analytiquement

que le sol avec une impédance aléatoire ne peut pas être modélisé par une impédance effective non-aléatoire qui dépendrait uniquement de $\overline{Z}$ et $\tilde{Z}$, car cette impédance effective dépendrait aussi de la géométrie du problème et de l'angle d'incidence. L'intensité acoustique moyenne $\overline{I}$ au-dessus d'un tel sol aléatoire est étudiée en utilisant des données expérimentales obtenues par des mesures sur deux sols différents pour les moyennes et écarts-types des paramètres du modèle d'impédance (modèle à quatre paramètres). Les résultats montrent que l'intensité moyenne $\overline{I}$ pour un sol aléatoire diffère peu de l'intensité I_0 calculée pour un sol non-aléatoire en considérant les valeurs moyennes des paramètres du modèle d'impédance. Mais il est également montré qu'à grande distance (de l'ordre du km), l'écart-type normalisé $\sigma_I/\overline{I}$ des fluctuations d'intensité peut être supérieur à 1. Ce résultat indique qu'à grande distance, pour une réalisation particulière d'impédance aléatoire, l'intensité acoustique peut présenter une différence importante avec l'intensité moyenne et donc avec l'intensité pour un sol d'impédance non-aléatoire. La figure 1.15 présente un exemple de tels résultats, où l'écart-type normalisé devient supérieur à 1 au-delà de 1 km.

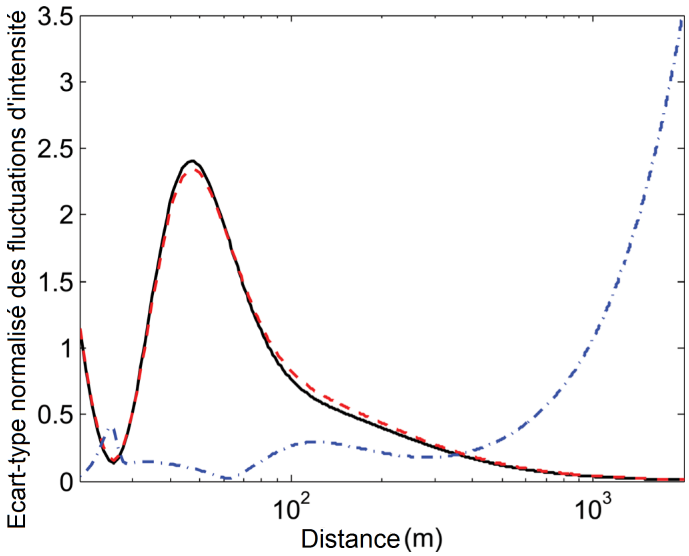


FIGURE 1.15 – (—) Intensité sonore normalisée I_0 au-dessus d'un sol non-aléatoire, (- -) intensité sonore moyenne normalisée I au-dessus d'un sol d'impédance aléatoire, (- -) écart-type normalisé $\sigma_I/\overline{I}$, en fonction de la distance. $H_S = 20m$, $H_R = 2m$, $f = 200Hz$, les paramètres du sol étant des données expérimentales pour un sol forestier [20].

Les travaux de Ostashev *et al.* ont supposé différents tirages aléatoires d'une impédance constante le long du chemin de propagation, et il est exprimé la nécessité de disposer de résultats expérimentaux pour étudier les effets d'une variabilité spatiale de l'impédance. On présente au chapitre 5 les travaux consacrés à la réalisation de campagnes de mesure pour caractériser la variabilité spatiale de l'impédance de différents sols naturels, ainsi que la variabilité due à la saison (état hydrique des sols). L'effet de la propagation au-dessus de sols d'impédance spatialement variable le long du chemin de propagation y sera également étudié numériquement en utilisant les profils d'impédance obtenus expérimentalement.

1.3 Modélisation des effets de la rugosité du sol

Dans cette section, on s'intéresse à la modélisation des effets d'un sol présentant une rugosité de surface. Des exemples de rugosité de surface pour des terrains naturels en

milieu extérieur sont montrés sur la figure 1.16.



(a) Rugosité artificielle dûe à la culture (b) Rugosité naturelle

FIGURE 1.16 – Exemples de rugosité de surface en milieu extérieur.

La rugosité introduit une diffusion des ondes qui vient modifier l'effet de sol par rapport au cas où celui-ci est supposé parfaitement plat. La rugosité conduit également à la formation d'une onde de surface [28] (cf. section 1.1.1.3). La propagation au-dessus (ou au-dessous) d'une surface rugueuse est une problématique d'importance dans le domaine de l'acoustique sous-marine [14]. La propagation au-dessus d'une surface rugueuse peut en particulier être modélisée en considérant une impédance effective rendant compte des effets de la rugosité. On rapporte alors le sol rugueux à un sol plat avec une *impédance effective*, comme représenté sur la figure 1.17. Cette modélisation de la rugosité peut se voir sommairement en considérant que les creux et bosses de la rugosité peuvent être assimilés à des larges pores dans le sol qui modifient son impédance [53]. Le champ de pression au-dessus d'un sol rugueux peut donc être estimé analytiquement (par exemple avec la formule de Weyl-Van Der Pol, équation (1.20)) en utilisant une impédance effective.

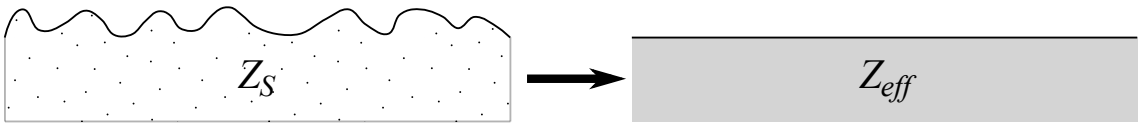


FIGURE 1.17 – Principe de modélisation d'une surface rugueuse absorbante par une impédance effective Z_{eff}.

Deux modèles d'impédance effective sont présentés. Le premier modélise une rugosité déterministe constituée par un ensemble de diffuseurs et l'impédance effective est fonction de la géométrie de ces diffuseurs. Le second modélise une rugosité aléatoire et l'impédance effective est fonction du spectre de rugosité de la surface. La notion de spectre de rugosité et des techniques pour le mesurer sont également exposées.

1.3.1 Modèle à bosses

Twersky [54] a développé un modèle dit « à bosses », d'après la théorie de la diffusion de Biot, pour décrire la propagation au dessus d'une surface réfléchissante plane sur laquelle sont disposés des diffuseurs semi-cylindriques. Les contributions de chaque

diffuseurs sont sommées pour obtenir le champ acoustique total au-dessus de la surface. Tolstoy [55] a, quant à lui, proposé un modèle similaire, mais pour des diffuseurs à l'interface entre deux fluides. Les travaux de Twersky et Tolstoy ont été utilisés par Attenborough [56] pour proposer un modèle d'impédance effective pour une surface rugueuse poreuse. Depuis, plusieurs corrections ont été apportées au modèle pour traiter certaines formes de diffuseurs [28].

Considérons le cas d'une onde plane se propageant au dessus d'une surface absorbante plane contenant une rangée d'irrégularités 2D, par exemple des demi-cylindres de rayon a dont les centres sont espacés d'une distance moyenne b (figure 1.18). L'admittance effec-

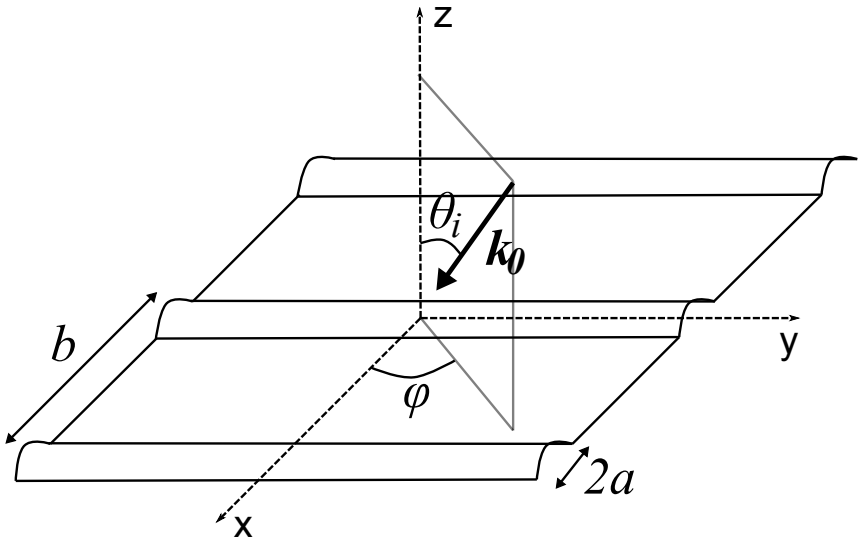


FIGURE 1.18 – Vecteur d'onde $\mathbf{k_0}$ incident à une surface contenant des irrégularités cylindriques 2D de rayon a et d'espacement moyen b [57].

tive normalisée d'une telle surface peut être exprimée comme la somme de l'admittance normalisée de la surface plane absorbante β (qui peut être calculée avec les modèles exposés en 1.1.3.1) et d'un terme correctif pour la rugosité. Dans le cas d'incidence rasante et normale aux diffuseurs (ce qui correspond respectivement à $\theta_i = \pi/2$ et $\varphi = 0$ sur la figure 1.18), elle vaut [57, 58] :

$$\beta_{eff} = \frac{Z_0}{Z_{eff}} = \frac{k^3 b V^2}{2}\left(1 - W^2\right)\left[1 + \frac{\delta^2}{2}\right] - ikV\left[\delta - 1 + \gamma\Omega\right] + \beta \qquad (1.42)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques, Ω la porosité du sol. Le paramètre $W = b/b^*$ avec b^* la distance minimale entre deux diffuseurs permet de rendre compte d'un espacement régulier des diffuseurs. V et δ dépendent de la géométrie des diffuseurs. V est l'aire de la section du diffuseur par unité de longueur et vaut $V = n\pi a^2/2$ dans le cas d'un diffuseur cylindrique avec $n = 1/b$. Pour une résistance au passage de l'air élevée, δ peut-être approché par $\delta = 2s_2/v_2$ avec $s_2 = (1/2)(1 + K)$, $v_2 = 1 + (2\pi V s_2/3b)$ et K un facteur hydrodynamique dont les valeurs pour différentes géométries de diffuseurs sont données dans le tableau 1.2.

Ce modèle d'impédance effective est supposé valide pour $kh < kb \leq 1$. Il a été validé par Attenborough avec des mesures en laboratoire à courte distance (de l'ordre du mètre) au-dessus de surfaces planes réfléchissantes ou absorbantes, rendues rugueuses en y disposant des diffuseurs de petite taille (de l'ordre du cm), et par comparaison avec des résultats de simulations BEM correspondant à ces mesures [57, 28]. Ainsi, le modèle

TABLEAU 1.2 – Valeurs du facteur hydrodynamique K pour le calcul de l'admittance effective [57].

Forme de l'irrégularité 2D	K
Semi-cylindrique	1
Demi-elliptique, hauteur a', semi-base b'	a'/b'
Triangle isocèle, côté u, hauteur h	$1.05(h/u) + 0.14(h/u)^2$
Rectangle fin	1

rend bien compte de l'effet d'une telle rugosité sur les niveaux sonores, qui décale vers les basses fréquences le premier creux d'effet de sol, comme si le sol était plus absorbant. En particulier, cet effet est beaucoup plus prononcé dans le cas où les diffuseurs sont régulièrement espacés, à cause du phénomène de diffraction que cela induit (comme décrit en 1.1.1.1). Le modèle a également été validé pour un cas de propagation en milieu extérieur, à une distance de 30 m au-dessus d'un champ labouré [58].

Dans le chapitre 4, des simulations numériques FDTD au-dessus de profils « à bosses » seront réalisées pour valider ce modèle. Il sera ensuite utilisé dans les codes pour simuler numériquement la propagation au-dessus d'une surface rugueuse, dans le domaine temporel, sans avoir à réaliser le maillage de la rugosité.

1.3.2 Modèle MPP

C. Bourlier [59] a proposé la formulation un modèle d'impédance effective pour la propagation 2D des ondes électromagnétiques au-dessus d'une surface rugueuse en utilisant la méthode des petites perturbations. Ces travaux de thèse permettent de tester ce même modèle pour l'acoustique, les équations régissant le problème de propagation étant similaires. On considère un profil rugueux 1D $\zeta(x)$ « faiblement variable » tel que $|k_0\zeta\cos(\theta_i)| < 1$ et $|\partial\zeta/\partial x| < 1$ (figure 1.19).

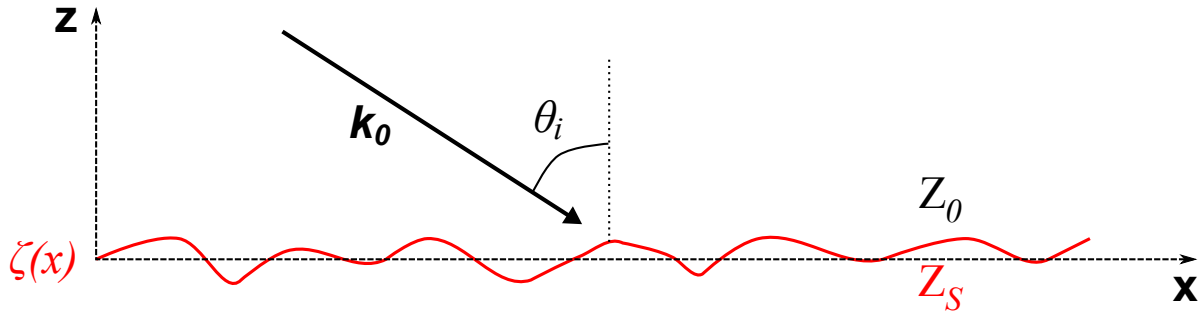


FIGURE 1.19 – Vecteur d'onde $\mathbf{k_0}$ incident à un profil rugueux $\zeta(x)$

Ce faisant, il est possible de faire des développements limités de la fonction de Green et de la condition aux limites de Neumann. De manière analogue au cas de propagation au-dessus d'une surface d'impédance variable, la fonction de Green est exprimée par la formulation intégrale d'Helmholtz-Kirchhoff (équation (1.29)). Des manipulations mathématiques permettent d'arriver à une équation intégrale pour calculer le champ au-dessus de la surface rugueuse de profil $\zeta(x)$. L'utilisation de l'équation de Dyson permet d'obtenir une valeur moyennée de cette équation intégrale [60]. Finalement, il est possible de remonter à un coefficient de réflexion en onde plane pour la surface rugueuse et à une impédance effective calculée à partir du spectre de rugosité W de la surface (cf. section 1.3.3). Ce

raisonnement, qui permet d'obtenir la formulation du modèle d'impédance effective, est détaillé dans l'Annexe A.

L'effet moyen de la rugosité de surface sur la propagation acoustique est alors modélisé par l'admittance effective normalisée suivante, correction de l'admittance normalisée β :

$$\beta_{eff} = \beta + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathrm{d}\kappa'}{k_0 k_z(\kappa')} \left(k_0^2 - \kappa\kappa'\right) W(\kappa - \kappa') \tag{1.43}$$

avec $k_z(\kappa) = \sqrt{k_0^2 - \kappa^2}$, $\kappa = k_0 \sin(\theta_i)$ et W le spectre de rugosité de la surface. L'équation (1.43) présente un pôle $k_z(p)$. Dans l'Annexe A, on présente une reformulation pour retirer ce pôle et pouvoir l'intégrer numériquement.

Les résultats d'une campagne de mesure réalisée en salle semi-anéchoïque afin de valider ce modèle pour la propagation acoustique sera présentée au chapitre 3. On cherchera de nouveau à le valider au chapitre 4, par confrontation avec des résultats de simulations TLM de propagation au-dessus de surfaces rugueuses.

1.3.3 Spectre de rugosité

1.3.3.1 Définition

De manière générale, le spectre de rugosité d'une surface est la densité spectrale de puissance du profil de la surface $\zeta(x, y)$. Dans le cas où l'on considère une surface rugueuse comme un processus aléatoire, stationnaire et ergodique caractérisé par la fonction d'autocorrélation $C_\zeta(x, y)$ du profil des hauteurs, le spectre de rugosité est défini comme la transformée de Fourier spatiale de la fonction d'autocorrélation [61, 62] :

$$W(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-2i\pi(k_x x + k_y y)) C_\zeta(x, y) \mathrm{d}x \mathrm{d}y \tag{1.44}$$

avec la fonction d'autocorrélation C_ζ définie comme la moyenne statistique du produit des hauteurs de deux points de la surface séparés de x selon l'axe $\mathbf{x}$ et de y selon l'axe $\mathbf{y}$. Elle s'écrit :

$$C_\zeta(x, y) = \langle \zeta(x_1, y_1) \zeta(x_1 + x, y_1 + y) \rangle \tag{1.45}$$

Le spectre de rugosité peut également être défini comme le carré de la valeur absolue de la transformée de Fourier du profil ζ. Cette définition est équivalente à celle donnée par l'équation (1.44) grâce au théorème de Wiener–Khintchine [62].
Ainsi, cette seconde définition permet de calculer le spectre de rugosité de l'aire d'un sol rugueux dont on connait le profil $\zeta(x, y)$ de manière déterministe :

$$W(k_x, k_y) = |\mathcal{F}[\zeta(x, y)]|^2 \tag{1.46}$$

La connaissance du spectre de rugosité permet ensuite de calculer les propriétés statistiques de la surface du sol. Dans le cas où la rugosité est supposée isotrope, la hauteur quadratique moyenne décrivant la variation de la hauteur vaut [62, 63] :

$$\zeta_{RMS}^2 = 2\pi \int_{k_B}^{k_H} W(k) k \mathrm{d}k \tag{1.47}$$

où k est l'amplitude du vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ et k_B et k_H respectivement les fréquences spatiales de coupure basse et haute. La fonction d'autocorrélation, qui décrit

l'arrangement spatial de la rugosité sur la surface, peut être calculée par [63] :

$$C(x) = \frac{2\pi}{\zeta_{RMS}^2} \int_{k_B}^{k_H} W(k) \exp(-ikx) k \mathrm{d}k \tag{1.48}$$

où x est la norme du vecteur position $\mathbf{x} = (x, y)$. Les nombres d'onde de coupure k_B et k_H sont importants car ils déterminent les échelles de la rugosité prises en compte pour les calculs statistiques, et doivent être choisis selon les dimensions d'intérêt du problème. Par exemple, si la valeur de k_B est très basse et correspond à des longueurs d'onde de plusieurs kilomètres, alors une rugosité de plus grande échelle s'apparentant à de la topographie sera prise en compte : elle doit donc être choisie en fonction de la taille de la surface dont on mesure la rugosité. A l'inverse, une valeur du nombre d'onde de coupure haute k_H qui tend vers l'infini va prendre en compte des irrégularités de surface de taille infinitésimale ; ce dernier doit ainsi être choisi en fonction de la plus petite taille de rugosité que l'on souhaite prendre en compte.

La fonction d'autocorrélation permet de calculer la longueur de corrélation l_c, qui est un paramètre utile pour caractériser l'agencement spatial de la rugosité : une surface à la rugosité prononcée et changeant rapidement aura une longueur de corrélation plus faible qu'une surface dont la rugosité est plus douce et ondulante. La longueur de corrélation l_c est définie comme la longueur pour laquelle la fonction d'autocorrélation vaut $1/e$ de sa valeur initiale, avec e la constante exponentielle. On étudiera aux chapitres 3 et 4 des surfaces ayant un spectre de rugosité gaussien, qui est défini en fonction de l_c.

1.3.3.2 Mesure par la rétrodiffusion

Le profil des hauteurs $\zeta(x, y)$ d'une portion de sol rugueux peut être mesuré de manière non-intrusive avec un profileur laser. Cette méthode se révèle néanmoins coûteuse à cause du matériel utilisé et très longue à mettre en place, allant jusqu'à plusieurs heures de mesure pour une surface de l'ordre d'un m^2. La communauté de l'acoustique sous-marine utilise les techniques de mesure de la rétrodiffusion pour étudier la rugosité des surfaces océaniques (surface de l'eau ou surface du fond marin) [14]. Lorsqu'une onde acoustique se réfléchit sur une surface rugueuse, le signal rétrodiffusé contient des informations sur la rugosité. Oelze et al. [15, 63] ont proposé d'appliquer ces techniques pour mesurer le spectre de rugosité de sols en milieu extérieur et ainsi accéder aux propriétés statistiques de la rugosité de surface (cf. équations (1.47) et (1.48)).

La rétrodiffusion est caractérisée par la force de diffusion S_s (*Scatter Strength*), qui dépend de l'angle d'incidence θ_i [15] :

$$S_S = 10 \log \sigma_S(\theta_i) \tag{1.49}$$

où σ_S est la section efficace de rétrodiffusion définie par :

$$\sigma_S(\theta_i) = \frac{r^2}{A} \frac{I_S}{I_0} \tag{1.50}$$

avec r la distance entre la source et la surface, A l'aire « insonifiée » (empreinte), I_0 l'intensité incidente et I_S l'intensité diffusée. Ces intensités sont mesurées par un transducteur fonctionnant en tant qu'émetteur et récepteur. La configuration d'une telle mesure est présentée sur la figure 1.20.

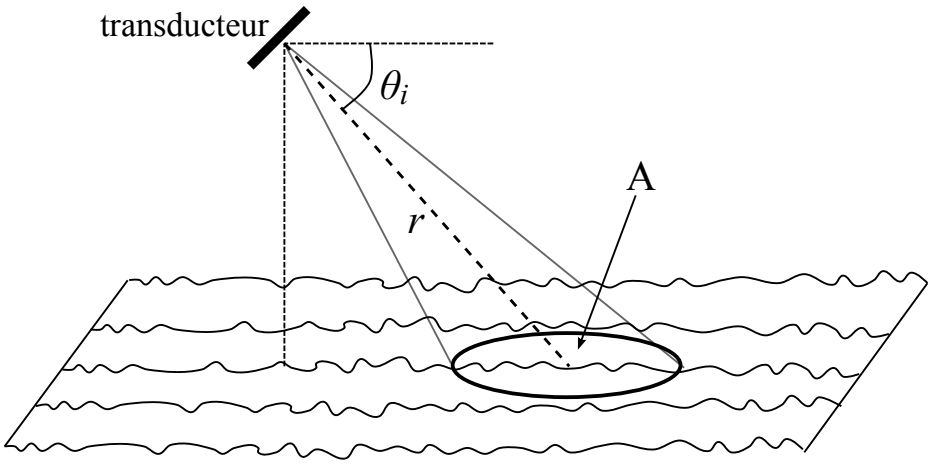


FIGURE 1.20 – Configuration expérimentale pour la mesure de σ_S [63].

Une expression analytique de σ_S en fonction du spectre de rugosité W peut être obtenue en appliquant la méthode des petites perturbations [14, 15] :

$$\sigma_S(\theta_i) = 4k_0^4 \sin^4\theta_i |Y(k_0, \theta_i)|^2 W(2k_0 \cos\theta_i) \tag{1.51}$$

où Y est un coefficient de réflexion modifié qui vaut, pour un sol d'impédance Z_S et de nombre d'onde complexe k_S [15] :

$$Y(k_0, \theta_i) = \frac{\left[Z_S/Z_0 - k_0/k_S\right]^2 \cos^2\theta_i + (Z_S/Z_0)^2 - 1}{\left[Z_S/Z_0 \sin\theta_i + \sqrt{1 - (\cos^2 k_0/k_S)^2}\right]^2} \tag{1.52}$$

Ainsi, d'après les équations (1.49) et (1.51), il vient l'expression suivante qui relie la force de diffusion mesurée et le spectre de rugosité :

$$10\log W(2k_0\cos\theta_i) = S_S(k_0, \theta_i) - 10\log\left[4k_0^4 sin^4\theta_i |Y(k_0, \theta_i)|\right] \tag{1.53}$$

Le spectre de rugosité peut alors être évalué en mesurant S_S à des fréquences et angles d'incidence θ_i différents. En général, les sols agricoles ont un spectre de rugosité en loi de puissance, c'est à dire de la forme $W(k) = Ak^{-m}$ et dont la représentation en espace log-log donne une courbe linéaire [15]. En théorie, le spectre de rugosité de ces sols peut donc être approximé avec seulement 2 mesures de σ_s à des angles différents et en faisant une régression linéaire. Ces spectres de rugosité en loi de puissance correspondent à des surfaces « fractales », où les éléments de rugosité peuvent être décomposés en éléments plus petits de forme similaire et ainsi de suite. Cette technique a été appliquée pour estimer les spectres de rugosité et les statistiques de différents sols rendus rugueux avec des outils de culture. Les résultats présentent une bonne concordance avec les résultats obtenus par mesure directe des profils de sol avec des profileurs laser [63].

1.4 Méthodes numériques pour la propagation en milieu extérieur

Les modèles analytiques présentés précédemment ne traitent que des cas relativement simples. Pour modéliser des cas de propagation en milieu extérieur plus complexes et réalistes, combinant irrégularités des propriétés du sol, présence de topographie, d'obstacles,

effets météorologiques, etc., il est nécessaire de se tourner vers les méthodes numériques. On se propose de faire une description rapide des méthodes numériques utilisées pour modéliser la propagation en milieu extérieur. Les modèles utilisés dans la suite des travaux seront décrits précisément au chapitre 2.

1.4.1 Méthodes de référence

Les modèles de référence sont des modèles de propagation capables de rendre compte de la quasi-totalité des phénomènes propagatifs. Ils sont souvent basés sur la résolution par des schémas numériques des équations régissant le problème de propagation.

1.4.1.1 Modèles de lancer de rayons

Les modèles de lancer de rayons résolvent les équations de l'acoustique géométrique déterminant la trajectoire des rayons acoustiques et leur amplitude [17]. Les gradients de vent et de température dans l'atmosphère au-dessus du sol causent une réfraction de l'onde sonore (*i.e.* un changement continu de sa direction de propagation) qui se traduit par une courbure des rayons. Par exemple, pour une atmosphère dite à réfraction « vers le bas » (en période nocturne lorsque la température est plus élevée en altitude qu'au niveau du sol, ou lorsque le vent est portant), les rayons sont courbés vers le sol, sur lequel ils se réfléchissent avant d'être de nouveau courbés vers le sol et ainsi de suite, engendrant des réflexions multiples. L'amplitude des rayons réfléchis sur le sol est calculée grâce au coefficient de réflexion sphérique de l'équation de Weyl-Van der Pol [18, 30] (cf. section 1.1.4.2).

La réfraction atmosphérique décrite ci-dessus engendre des points de focalisation des rayons. L'ensemble de ces points forme des courbes appelées caustiques, qui marquent la frontière avec les zones d'ombre dans lesquelles aucun rayon ne peut pénétrer et où la méthode prévoit un champ acoustique théorique nul. De plus, la méthode de rayons prévoit également une pression acoustique infinie sur les caustiques [30]. La méthode ne peut pas non plus modéliser les phénomènes de diffraction à cause des limites de la théorie de l'acoustique géométrique. Néanmoins des extensions du modèle ont été proposées pour prendre en compte une amplitude finie sur les caustiques et la pénétration dans les zones d'ombre [64].

1.4.1.2 Méthodes des éléments finis de frontière

La méthode des éléments de frontière ou Boundary Element Method (BEM) consiste en la résolution numérique des équations intégrales modélisant la propagation en milieu borné ou semi-borné, comme par exemple les équations (1.29) pour le cas de propagation au-dessus d'un sol hétérogène [41]. Le champ acoustique est calculé en un point à l'intérieur du domaine comme la somme des contributions dues au rayonnement de tous les points de la frontière. Ainsi la BEM ne nécessite que la discrétisation des frontières, le domaine de propagation à l'intérieur des frontières n'ayant pas besoin d'être discrétisé, et la dimension du problème est réduite de un [65]. La BEM a donc comme principal avantage de demander des faibles temps de calcul par rapport à d'autres méthodes numériques où l'intégralité du domaine de propagation doit être discrétisée. En contrepartie, on ne peut pas prendre en compte les effets des gradients de vent et température pour une atmosphère turbulente, la fonction de Green en présence d'effets météorologiques n'étant connue que pour des cas simples théoriques [66].

Il existe cependant des méthodes hybrides [67], permettant d'utiliser les méthodes BEM dans le voisinage des obstacles et des méthodes prenant en compte les conditions météorologiques (comme la méthode PE exposée ci-dessous) en champ lointain.

1.4.1.3 Résolution d'une équation d'onde

Les méthodes Fast Field Program (FFP) et Parabolic Equation (PE) sont basées sur la résolution d'une équation d'onde, dans le domaine fréquentiel. La méthode FFP oblige à supposer une atmosphère invariante selon l'axe horizontal au-dessus d'un sol impédant homogène, et divisée en un certain nombre de strates horizontales dans lesquelles les champs de vent et température sont constants. Dans chaque strate, une équation de Helmholtz est résolue dans le domaine des nombres d'onde horizontaux k_z en prenant en compte les équations de continuité aux interfaces entre les strates, et le champ acoustique est obtenu dans le domaine spatial par transformée de Fourier inverse [30].

Les différentes méthodes PE consistent en la résolution d'une équation « one-way », dérivée de l'équation d'Helmoltz. Cette équation modélise la propagation suivant une direction privilégiée source-récepteur. Les différentes approximations pour obtenir cette équation et les méthodes utilisées pour la résoudre (schémas aux différences finies de Crank-Nicholson, méthode de la fonction de Green, etc.) conduisent à des modèles PE différents (GNPE [68], GFPE [69], MW-WAPE [70, 71], GTPE [72], etc.). Le domaine peut être discrétisé par un maillage cartésien ou curviligne afin de discrétiser précisément les géométries courbes et les reliefs [73]. Ces méthodes voient leur domaine de validité limité par un angle d'élévation par rapport à la source, dont la valeur dépend des approximations effectuées pour obtenir l'équation « one-way » [30]. Elles négligent également les phénomènes de réflexion vers la source.

La Non-Linear Parabolic Equation (NPE) est un équivalent dans le domaine temporel de l'équation parabolique et adapté à la modélisation de la propagation faiblement non-linéaire [74]. Comme la version dans le domaine fréquentiel, elle ne peut rendre compte que de la propagation dans la direction source-récepteur.

1.4.1.4 Résolution des équations d'Euler linéarisées

Les méthodes basées sur la résolution des équations de la mécanique des fluides régissant la propagation acoustique, les Équations d'Euler Linéarisées (EEL), sont plus générales et moins limitées que les méthodes présentées précédemment. Les EEL peuvent être résolues numériquement dans le domaine fréquentiel ou temporel [75]. Les méthodes qui les résolvent dans le domaine temporel permettent de traiter des signaux large-bande et de rendre compte de l'ensemble des phénomènes physiques rencontrés au cours de la propagation et qui modifient la forme du signal. Elles permettent également d'avoir accès à l'évolution temporelle des niveaux sonores et à divers indicateurs temporels. La simulation de propagation de signaux pré-enregistrés et l'écoute des signaux obtenus après calculs (techniques d'auralisation) sont également possibles. Ces modèles temporels fournissent ainsi des résultats de référence très précis, mais ils nécessitent en contrepartie des temps de calculs plus élevés. Leur utilisation pour traiter des cas de propagation en milieu extérieur est plus récente que les modèles fréquentiels et leur essor ces dernières années est dû à l'évolution des moyens de calculs.

Une des méthodes temporelles les plus répandues est la FDTD (Finite Difference Time Domain), qui consiste en la résolution des équations de la mécanique des fluides (Navier-Stokes et Euler, linéarisées ou non) en exprimant les dérivées par des schémas aux diffé-

rences finies [76]. Les méthodes pseudo-spectrales peuvent également être utilisées pour résoudre les équations de la mécanique des fluides [77, 78]. Ces dernières consistent à projeter les variables sur des bases de fonctions bien adaptées au problème, puis à exprimer les dérivées des équations en fonction des dérivées de ces fonctions de base. Ces méthodes FDTD et pseudo-spectrales peuvent résoudre les équations dans un domaine curviligne afin de pouvoir modéliser exactement des géométries courbes [79, 80]. Elles ont l'avantage de pouvoir modéliser directement les effets des écoulements (vent) et des champs de température, qui sont pris en compte dans les équations résolues. L'un des inconvénients de ces méthodes dans le domaine temporel concerne l'implémentation d'une condition d'impédance, moins aisée qu'avec les méthodes fréquentielles. En effet, les modèles d'impédance exposés précédemment en 1.1.3.1 sont exprimés dans le domaine fréquentiel, et leur implémentation dans les méthodes temporelles requiert une adaptation. Ce point sera abordé plus en détails dans le chapitre suivant, qui détaille la méthode FDTD.

1.4.1.5 Méthode Transmission Line Matrix

La Transmission Line Matrix (TLM) est un modèle temporel utilisant un formalisme différent, non-basé sur la résolution numérique d'équations. Initialement développée en électromagnétisme au début des années 1970 [81] avant d'être appliquée plus récemment à la propagation acoustique en milieu extérieur [82, 83], elle consiste en une modélisation des phénomènes ondulatoires sur un domaine discrétisé, d'après le principe de Huygens. Comme la FDTD, elle permet de rendre compte de l'ensemble des phénomènes affectant la propagation acoustique. Les effets des champs de vent et de température doivent cependant être approchés à travers une célérité du son effective. L'implémentation d'une condition d'impédance n'est également pas triviale avec cette méthode. La méthode TLM sera aussi exposée plus précisément au chapitre 2.

1.4.2 Méthodes empiriques ou semi-empiriques

Dans le domaine de l'ingénierie, les études sont réalisées sur des géométries de dimensions importantes et d'une complexité incompatible avec l'utilisation de méthodes numériques de référence, trop coûteuses en temps de calcul (et d'utilisation trop délicate pour un non-spécialiste de ces méthodes). Les modèles simplifiés utilisés pour les études d'impact, cartographies sonores, etc. sont tous basés sur le même principe. Dans un premier temps, on recherche les chemins acoustiques par des méthodes purement géométriques [8, 84], des tirs de rayons ou des méthodes source-image [85]. Ensuite, le calcul de l'atténuation de l'onde acoustique sur les chemins est basé sur des méthodes analytiques et/ou empiriques [86, 87]. Par exemple, les modèles NMPB2008 [88], CNOSSOS [89] ou ISO 9613-2 [90] calculent sur une bande d'octave ou de tiers d'octave une atténuation A (en dB) due à la propagation comme la somme de différentes contributions :

$$A = A_{div} + A_{atm} + A_{ground} + A_{screen} + A_{misc} \tag{1.54}$$

où A_{div} est l'atténuation due à la divergence géométrique, A_{atm} est l'atténuation due à l'absorption atmosphérique, A_{ground} est l'atténuation due à l'effet de sol, A_{screen} est l'atténuation due aux écrans acoustiques et A_{misc} est l'atténuation due à divers autres effets (végétation, etc.).

Ces méthodes simplifiées nécessitent d'être validées par l'expérience et/ou par les méthodes de référence exposées précédemment. A ce titre, les méthodes temporelles comme

la FDTD et la TLM sont donc idéales pour obtenir des résultats de référence, étant donné qu'elles sont les plus complètes et précises.

1.5 Conclusion du chapitre

Dans ce premier chapitre, nous avons d'abord présenté les phénomènes physiques qui entrent en jeu lors de la propagation au-dessus d'un sol impédant et qui engendrent les effets de sols. La combinaison de l'onde directe émise par une source, de l'onde réfléchie par le sol et de l'onde de surface donne lieu à des interférences qui vont influer sur les niveaux sonores. L'amplitude de l'onde réfléchie et de l'onde de surface dépendent des propriétés du sol, qui peut être modélisé par différents modèles de réaction. Les propriétés d'absorption du sol sont caractérisées par différents modèles d'impédance. Le champ acoustique au-dessus d'un sol absorbant peut notamment être modélisé par l'équation de Weyl-Van der Pol.

Les irrégularités de surface (impédance variable, rugosité) donnent lieu à des phénomènes de diffusion et diffraction qui modifient l'effet de sol. Plusieurs modèles analytiques pour rendre compte des effets des irrégularités de la surface du sol ont été présentés. La variabilité spatiale de l'impédance peut notamment être caractérisée par le modèle de De Jong qui considère la propagation au-dessus de bandes d'impédances, ou par le modèle de la zone de Fresnel qui définit une zone utile autour du point de réflexion. Une étude statistique menée par Ostashev *et al.* montre qu'une variation aléatoire de l'impédance peut avoir un effet important sur les niveaux sonores à grande distance.

Les effets de la rugosité peuvent quant à eux être modélisés par une impédance effective. Deux modèles d'impédance effective pour la rugosité ont été présentés : le premier permet de modéliser une rugosité déterministe constituée de petits diffuseurs de géométrie fixe, le second est fonction du spectre de rugosité de la surface et permet de modéliser une rugosité aléatoire. Des techniques provenant de l'acoustique sous-marine pour déterminer le spectre de rugosité d'une surface par mesure de la rétrodiffusion peuvent être appliquées à des sols naturels rugueux.

Enfin, nous avons effectué un rapide état de l'art des méthodes numériques pour la propagation acoustique en milieu extérieur, nécessaires pour modéliser des cas plus complexes et réalistes. En particulier, on s'intéresse aux méthodes temporelles, de par leur capacité à rendre compte de l'ensemble des phénomènes agissant sur la propagation de l'onde acoustique et à modéliser les écoulements (effets météorologiques). Ces méthodes de référence sont ainsi idéalement adaptées pour valider les méthodes simplifiées d'ingénierie, utilisées pour faire des études d'impact acoustique ou des cartographies de bruit. Les méthodes numériques utilisées au cours de la thèse sont la FDTD et la TLM, présentées au chapitre suivant. Les travaux de thèse portent sur la problématique de la modélisation de sols irréguliers, présentant une impédance variable ou une rugosité de surface, avec ces méthodes temporelles.

Chapitre 2

Méthodes FDTD et TLM pour la propagation extérieure

Plan du chapitre

2.1 Méthode FDTD 38
2.1.1 Principes et équations fondamentales 38
2.1.2 Schémas numériques 40
2.1.3 Conditions aux limites 42
2.1.4 Modélisation d'une source acoustique 43
2.2 Méthode TLM 43
2.2.1 Principes 43
2.2.2 Schémas numériques 44
2.2.3 Conditions aux limites 50
2.2.4 Modélisation d'une source acoustique 51
2.3 Implémentation d'une condition d'impédance dans les méthodes numériques temporelles 52
2.3.1 Approximation de la condition limite d'impédance dans le domaine temporel 52
2.3.2 Implémentation dans la FDTD 54
2.3.3 Implémentation dans la TLM 54
2.3.4 Approximation de l'impédance 56
2.4 Validation de l'implémentation de la condition d'impédance dans les codes 58
2.4.1 Propagation au-dessus d'un sol absorbant homogène 58
2.4.2 Propagation au-dessus de ruptures d'impédance 59
2.5 Conclusion du chapitre 62

Ce chapitre présente les deux méthodes numériques de propagation acoustique dans le domaine temporel qui sont utilisées dans ces travaux : la résolution des équations d'Euler Linéarisées par des schémas aux différences finies (FDTD) dans *Code_Safari* (développé par EDF R&D), et la méthode Transmission Line Matrix dans le code TLM (développé par l'Ifsttar). Ces méthodes de référence sont très complètes et permettent d'obtenir des résultats de référence pour des cas de propagation en milieu extérieur. La simulation de

tels cas de propagation extérieure nécessite notamment de prendre en compte des profils de vent et de température et des sols absorbants.

Les méthodes FDTD et TLM sont exposées dans les deux premières sections en suivant un canevas similaire, dans l'optique de bien mettre en évidence leurs différences. Dans la troisième section, on présente l'implémentation d'une condition d'impédance dans les deux méthodes, afin de pouvoir modéliser la propagation au-dessus de sols absorbants. Cette implémentation est validée pour un sol homogène dont l'impédance est définie par le modèle d'impédance de Miki corrigé par un effet d'épaisseur (cf. 1.1.3.1 au chapitre 1), couramment utilisé pour la propagation acoustique en milieu extérieur. Cette implémentation est également validé pour un cas de propagation au-dessus d'un sol présentant des ruptures d'impédance.

2.1 Méthode FDTD

Code_Safari est un code de mécanique des fluides compressibles 3D initialement dédié à l'aéroacoustique, dont le développement a commencé dans le cadre de la thèse de T. Emmert [91]. Il résout les équations de la mécanique des fluides compressibles visqueux (équations de Navier-Stokes), les équations de la mécanique des fluides compressibles non visqueux (équations d'Euler) et les équations caractérisant la propagation acoustique en milieu fluide (équations d'Euler linéarisées ou EEL). On décrit ici les équations résolues par *Code_Safari* pour ce dernier cas, les schémas et méthodes numériques utilisés et la modélisation de différentes conditions aux limites.

2.1.1 Principes et équations fondamentales

2.1.1.1 Les équations d'Euler linéarisées

Les équations modélisant la propagation acoustique dans un fluide sont obtenues en considérant un gaz parfait et en négligeant les effets de la viscosité et de la gravité. Les équations d'Euler sont linéarisées dans un repère cartésien $\mathbf{x} = (x, y, z)$ autour d'un écoulement moyen stationnaire de pression p_0, de masse volumique ρ_0 et de vitesse $\mathbf{u_0} = (u_{0x}, u_{0y}, u_{0z})$. Faire l'hypothèse d'un phénomène adiabatique pour la propagation, ne pas considérer de sources de masse et de chaleur dans l'écoulement et négliger les termes supérieurs à l'ordre 1 permet d'obtenir les équations suivantes pour la pression acoustique p, la vitesse acoustique $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ et la fluctuation de masse volumique ρ due au passage de l'onde :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_{0j} + \rho_0 u_j\right) = 0 \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_0 u_i\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_0 u_i u_{0j} + p\right) + \frac{\partial u_{0i}}{\partial x_j}\left(\rho_0 u_j + \rho u_{0j}\right) = 0 \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(u_{0j} p + \gamma p_0 u_j\right) + (\gamma - 1)\left(p\frac{\partial u_{0j}}{\partial x_j} - u_j \frac{\partial p_0}{\partial x_j}\right) = 0 \tag{2.3}$$

La convention d'Einstein de sommation des indices répétés est utilisée. Ces trois équations (2.1), (2.2) et (2.3) sont respectivement les équations linéarisées de conservation de la

masse, de conservation de la quantité de mouvement et de bilan de l'énergie. Ce système d'équation peut s'exprimer sous la forme vectorielle :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} + \mathbf{H} = 0 \tag{2.4}$$

avec

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho_0 u_x \\ \rho_0 u_y \\ \rho_0 u_z \\ p \end{pmatrix} \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u_{0x} + \rho_0 u_x \\ \rho_0 u_{0x} u_x + p \\ \rho_0 u_{0x} u_y \\ \rho_0 u_{0x} u_z \\ u_{0x} p + \gamma p_0 u_x \end{pmatrix} \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u_{0y} + \rho_0 u_y \\ \rho_0 u_{0y} u_x \\ \rho_0 u_{0y} u_y + p \\ \rho_0 u_{0y} u_z \\ u_{0y} p + \gamma p_0 u_y \end{pmatrix} \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho u_{0z} + \rho_0 u_z \\ \rho_0 u_{0z} u_x \\ \rho_0 u_{0z} u_y \\ \rho_0 u_{0z} u_z + p \\ u_{0z} p + \gamma p_0 u_z \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ (\rho u_{0x} + \rho_0 u_x) \dfrac{\partial u_{0x}}{\partial x} + (\rho u_{0y} + \rho_0 u_y) \dfrac{\partial u_{0x}}{\partial y} + (\rho u_{0z} + \rho_0 u_z) \dfrac{\partial u_{0x}}{\partial z} \\ (\rho u_{0x} + \rho_0 u_x) \dfrac{\partial u_{0y}}{\partial x} + (\rho u_{0y} + \rho_0 u_y) \dfrac{\partial u_{0y}}{\partial y} + (\rho u_{0z} + \rho_0 u_z) \dfrac{\partial u_{0y}}{\partial z} \\ (\rho u_{0x} + \rho_0 u_x) \dfrac{\partial u_{0z}}{\partial x} + (\rho u_{0y} + \rho_0 u_y) \dfrac{\partial u_{0z}}{\partial y} + (\rho u_{0z} + \rho_0 u_z) \dfrac{\partial u_{0z}}{\partial z} \\ (\gamma - 1) \left(\nabla . \mathbf{u_0} p - \mathbf{u} . \nabla p_0 \right) \end{pmatrix}$$

2.1.1.2 Passage dans le domaine curviligne

Afin de traiter des géométries non planes, *Code_Safari* résout les EEL sur des maillages structurés et curvilignes. Un maillage curviligne dans le domaine physique (x, y, z) est ramené à un maillage cartésien dans le domaine numérique (ξ, η, υ), comme illustré sur la figure 2.1, en effectuant un changement de coordonnées par transformation curviligne. Les

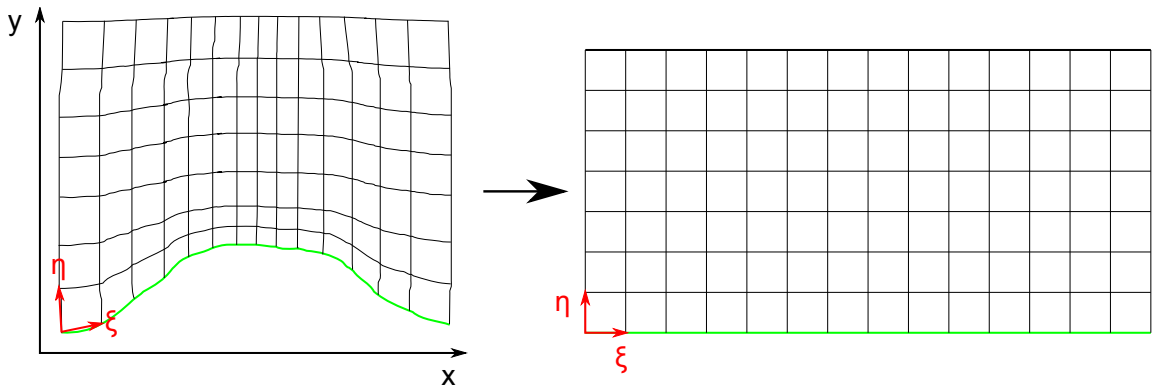


FIGURE 2.1 – Principe de la transformation curviligne pour modéliser une géométrie courbe.

EEL doivent être adaptées dans les coordonnées (ξ, η, υ) et l'équation (2.4) devient [92] :

$$\frac{\partial \mathbf{U}^*}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}^*}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}^*}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}^*}{\partial z} + \mathbf{H}^* = 0 \tag{2.5}$$

avec :

$$\begin{cases} \mathbf{U}^* = \dfrac{1}{J} \cdot \mathbf{U} \\ \mathbf{E}^* = \dfrac{1}{J} \cdot \left(\dfrac{\partial \xi}{\partial x} \cdot \mathbf{E} + \dfrac{\partial \xi}{\partial y} \cdot \mathbf{F} + \dfrac{\partial \xi}{\partial z} \cdot \mathbf{G} \right) \\ \mathbf{F}^* = \dfrac{1}{J} \cdot \left(\dfrac{\partial \eta}{\partial x} \cdot \mathbf{E} + \dfrac{\partial \eta}{\partial y} \cdot \mathbf{F} + \dfrac{\partial \eta}{\partial z} \cdot \mathbf{G} \right) \\ \mathbf{G}^* = \dfrac{1}{J} \cdot \left(\dfrac{\partial \upsilon}{\partial x} \cdot \mathbf{E} + \dfrac{\partial \upsilon}{\partial y} \cdot \mathbf{F} + \dfrac{\partial \upsilon}{\partial z} \cdot \mathbf{G} \right) \\ \mathbf{H}^* = \dfrac{1}{J} \cdot \mathbf{H} \end{cases} \tag{2.6}$$

où J est le jacobien de la transformation $(x, y, z) \mapsto (\xi, \eta, \upsilon)$ défini par :

$$J = \begin{vmatrix} \dfrac{\partial \xi}{\partial x} & \dfrac{\partial \eta}{\partial x} & \dfrac{\partial \upsilon}{\partial x} \\ \dfrac{\partial \xi}{\partial y} & \dfrac{\partial \eta}{\partial y} & \dfrac{\partial \upsilon}{\partial y} \\ \dfrac{\partial \xi}{\partial z} & \dfrac{\partial \eta}{\partial z} & \dfrac{\partial \upsilon}{\partial z} \end{vmatrix} \tag{2.7}$$

Les dérivées premières des coordonnées (ξ, η, υ) sont appelées métriques et sont calculées dans *Code_Safari* lors de l'initialisation du calcul. L'équation (2.5) est résolue par des schémas numériques d'ordre élevés qui sont présentés dans la section suivante. On voit que sa résolution permet de modéliser de manière directe la propagation en présence d'écoulement (vent) et de gradients de température, via les valeurs champs moyens p_0, ρ_0 et $\mathbf{u_0}$ dans le domaine.

2.1.2 Schémas numériques

2.1.2.1 Discrétisation spatiale

La discrétisation spatiale de l'équation (2.4) est effectuée en utilisant un schéma aux différences finies centré sur $2N + 1$ points pour calculer la dérivée spatiale au point x_0 :

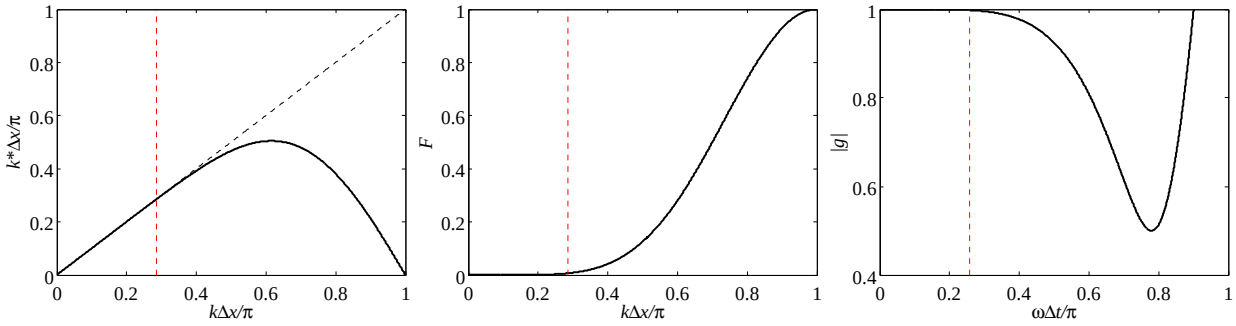
$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x}(x_0) = \frac{1}{\Delta x} \sum_{j=-N}^{N} a_j \mathbf{E}(x_0 + j\Delta x) \tag{2.8}$$

où a_j sont les coefficients du schémas tels que $a_0 = 0$ et $a_{-j} = a_j$. Si l'on considère une onde plane de la forme $E = e^{i(kx-\omega t)}$ dans l'équation (2.8), on obtient le nombre d'onde k^* du schéma numérique :

$$k^* = 2 \sum_{j=1}^{N} a_j \sin(jk\Delta x) \tag{2.9}$$

L'antisymétrie des coefficients a_j garantit que k^* soit réel (ainsi le schéma n'est pas dissipatif). Ils sont calculés par développements de Taylor et assurent une erreur en Δx^{2N}. Les simulations qui vont être présentées dans la suite des travaux sont effectuées avec une discrétisation sur 7 points à l'ordre 6 (*i.e.* $N = 3$). Il est également possible de faire des

calculs sur 11 points à l'ordre 10 dans *Code_Safari* [93], avec des coefficients a_j optimisés de manière à minimiser la dispersion et dont le calcul est exposé dans [94]. Sur la figure 2.2(a), le nombre d'onde numérique k^* est tracé en fonction du nombre d'onde réel.



(a) (b) (c)

FIGURE 2.2 – (a) Nombre d'onde numérique k^* en fonction du nombre d'onde physique k pour une discrétisation sur 7 points ; (b) Fonction d'atténuation F du filtre sélectif sur 7 points ; (c) Facteur d'amplification $|g|$ du schéma RK4 ; (- -) : valeur de l'abscisse pour $\lambda = 7\Delta x$. Les formules de ces fonctions sont détaillées dans [94] et les coefficients des schémas sont donnés dans [93].

On voit que le schéma est dispersif pour les plus hautes fréquences, qui peuvent conduire à des instabilités numériques. On utilise alors en chaque point un filtre passe-bas pour supprimer les faibles longueurs d'onde. La fonction d'atténuation F pour le filtre centré sur 7 points est tracée sur la figure 2.2(b). Il apparaît que le filtre agit sur les longueurs d'onde inférieures à $7\Delta x$ (la valeur de $k\Delta x$ correspondante est représentée par la courbe pointillée rouge). La résolution spatiale des schémas sur 7 points en fonction de la longueur d'onde minimale à propager λ_{min} est alors telle que :

$$\Delta x \leq \frac{\lambda_{min}}{7} \tag{2.10}$$

Pour les points près d'une frontière du domaine numérique, il n'y a plus assez de points pour utiliser les schémas centrés d'ordre élevé. Les schémas sont alors progressivement décentrés plus on se rapproche d'une frontière, tout en conservant leur ordre. Il est également possible de conserver des schémas centrés mais de réduire leur ordre au fur et à mesure qu'on se rapproche de la frontière.

2.1.2.2 Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle est faite selon une méthode de type Runge-Kutta explicite à l'ordre $p = 4$ (RK4). Pour discrétiser une équation de la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = F\left(\mathbf{U}\right) \tag{2.11}$$

la méthode RK consiste à suivre l'algorithme suivant pour avancer de la n-ième à la (n+1)-ième itération temporelle, en p étapes :

$$\mathbf{U}^0 = \mathbf{U}^n \tag{2.12}$$

$$\mathbf{U}^i = \mathbf{U}^n + \Delta t \beta_i F\left(\mathbf{U}^{l-1}\right) \quad \forall i = 1, \ldots, p \tag{2.13}$$

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^p \tag{2.14}$$

avec Δt le pas de temps entre deux itérations et β_i les coefficients de l'algorithme calculés par développement de Taylor. On voit que la méthode de Runge-Kutta ne demande de stocker en mémoire que les résultats pour deux pas de temps consécutifs. Il est également possible d'utiliser des schémas de Runge-Kutta aux coefficients optimisés [95].
Afin d'assurer la stabilité des schémas d'intégration temporelle, la condition suivante (dite condition de Courant-Friedrichs-Lewy, ou condition CFL) entre le pas de temps et le pas d'espace minimal du maillage Δx_{min} doit être respectée :

$$\Delta t = C \frac{\Delta x_{min}}{c_0 + |\mathbf{u_0}|} \tag{2.15}$$

avec C la constante CFL prise telle que $0 < C \leq 1$. Dans les calculs présentés par la suite on prendra $C = 0.9$. Les propriétés d'atténuation et de stabilité de l'algorithme RK4 sont données par son facteur d'amplification complexe g dont le module est représenté en fonction de $\omega \Delta t/\pi = Ck\Delta x/\pi$ sur la figure 2.2(c). On voit que la condition de discrétisation en $\lambda/7$ est suffisante pour que $|g|$ reste égal à 1.

2.1.2.3 Technique des maillages recouvrants

La technique des maillages recouvrants (aussi appelée méthode chimère) est utilisée dans *Code_Safari* pour modéliser des configurations complexes incluant des éléments multiples [93]. Le code est interfacé avec la librairie *Overture* développée au Lawrence Livermore National Laboratory [96], dont le mailleur *Ogen* permet de générer un maillage composite formé par un ensemble de grilles ou maillages élémentaires construits à partir des frontières des solides présents dans le domaine fluide. La communication entre les différents maillages élémentaires est assurée à l'aide de techniques d'interpolation d'ordre élevé qui préservent la précision des schémas de discrétisation. Ces interpolations imposent une largeur de recouvrement entre les maillages de $2N + I/2\ \Delta x$, avec N donné par l'ordre de discrétisation spatiale et I l'ordre d'interpolation souhaité. Les calculs *Code_Safari* présentés dans la suite de ces travaux sont réalisés avec une interpolation à l'ordre $I = 4$. La longueur minimale de recouvrement entre les maillages est donc de $8\ \Delta x$.

2.1.2.4 Langage de programmation et parallélisation

Code_Safari est programmé en Fortran 90. Le code est parallélisé grâce à une décomposition en sous-domaines de chaque grille élémentaire. La communication entre les sous-domaines est assurée grâce à la librairie MPI [97], permettant de lancer des simulations sur des super-calculateurs.

2.1.3 Conditions aux limites

2.1.3.1 Condition de non-réflexion

Afin de simuler la propagation en espace semi-ouvert (tel que c'est le cas pour la propagation en milieu extérieur), il est nécessaire de modéliser une condition de non-réflexion (ou de sortie du domaine numérique) en certaines limites du domaine. Cela est fait en utilisant la condition aux limites (condition de rayonnement) formulée par Tam et Dong [98]. Ils considèrent qu'en champ lointain les ondes se propagent radialement par rapport à la source et il vient, en coordonnées polaires (r, θ) pour une source située à

l'origine du repère :

$$\frac{1}{V_g(r,\theta)}\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix}\rho\\ \mathbf{u}\\ p\end{pmatrix}+\frac{\partial}{\partial r}\begin{pmatrix}\rho\\ \mathbf{u}\\ p\end{pmatrix}+\frac{1}{2r}\begin{pmatrix}\rho\\ \mathbf{u}\\ p\end{pmatrix}=0 \tag{2.16}$$

avec V_g la vitesse de groupe définie comme la projection sur l'axe radial (axe de propagation) de la somme de $\mathbf{u}$ et de la célérité du son c_0. On voit que pour $r \to \infty$ on se ramène à la condition de rayonnement de Sommerfeld pour le champ de pression, qui modélise le fait qu'à l'infini aucune onde ne revient vers la source. Cette équation est résolue à la place des EEL sur les 3 points au bord de la frontière définie comme non-réfléchissante en utilisant des schémas similaires à ceux décrits précédemment pour les points intérieurs.

2.1.3.2 Frontière parfaitement réfléchissante

Lorsque l'on considère une frontière parfaitement réfléchissante, la vitesse normale à la paroi v_n est nulle. Ce type de condition limite est implémenté simplement dans les méthodes FDTD en imposant $v_n = 0$ aux points extrêmes du maillage situés sur la frontière réfléchissante. L'implémentation d'une condition de frontière absorbante caractérisée par une impédance Z_S sera exposée dans la section 2.3.

2.1.4 Modélisation d'une source acoustique

Les schémas numériques d'ordre élevé ne permettent pas de modéliser une source ponctuelle en entrant une excitation en un point du maillage à chaque pas de temps (l'excitation ne serait pas « vue » par les schémas et ne se propagerait pas). On modélise une source impulsionnelle large-bande en imposant une condition initiale gaussienne sur le champ de pression :

$$p(\mathbf{r}, t=0) = A\exp\left(-\ln 2\frac{(|\mathbf{r}-\mathbf{r_s}|)^2}{B^2}\right) \tag{2.17}$$

avec B la demi-largeur de l'impulsion gaussienne et $\mathbf{r_s}$ la position du centre de la source. Plus B est petit, plus le contenu fréquentiel du signal propagé est élevé (on rappelle que les longueurs d'onde inférieures à $7\Delta x$ sont filtrées). Des tests de simulation en champ libre nous ont permis de déterminer qu'il est nécessaire de choisir B tel que $3\Delta x \leq B < \lambda_{min}/3 = 7/3\Delta x$ pour qu'une telle source se comporte comme une source ponctuelle en champ lointain, et que l'amplitude décroisse en $1/r$ en 3D et en $1/\sqrt{r}$ en 2D.

2.2 Méthode TLM

Le code TLM (pour Transmission Line Matrix) utilisé dans ces travaux a été programmmé par P. Aumond au cours de sa thèse [99], sur la base des travaux de thèse de G. Guillaume sur le modèle TLM [100].

2.2.1 Principes

Au contraire de la FDTD, la TLM n'est pas une méthode numérique basée sur la discrétisation d'équations. En outre, elle ne calcule à chaque pas de temps que la pression

acoustique et ne permet pas d'accéder à un champ de vitesse acoustique. Elle est basée sur la modélisation du principe d'Huygens [101]. Formulé en 1690 et utilisé en premier lieu pour décrire des phénomènes optiques comme la diffraction de la lumière, il consiste à considérer qu'un front d'onde peut être décomposé en un ensemble de sources secondaires, qui pour un milieu homogène émettent des ondelettes sphériques de même fréquence, amplitude et phase. Ces ondelettes peuvent également être décomposées en de nouvelles sources, et ainsi de suite (figure 2.3). Il apparait ainsi à travers ce principe une propagation de proche en proche de l'onde, pouvant être assimilée à une discrétisation spatiale et temporelle du milieu.

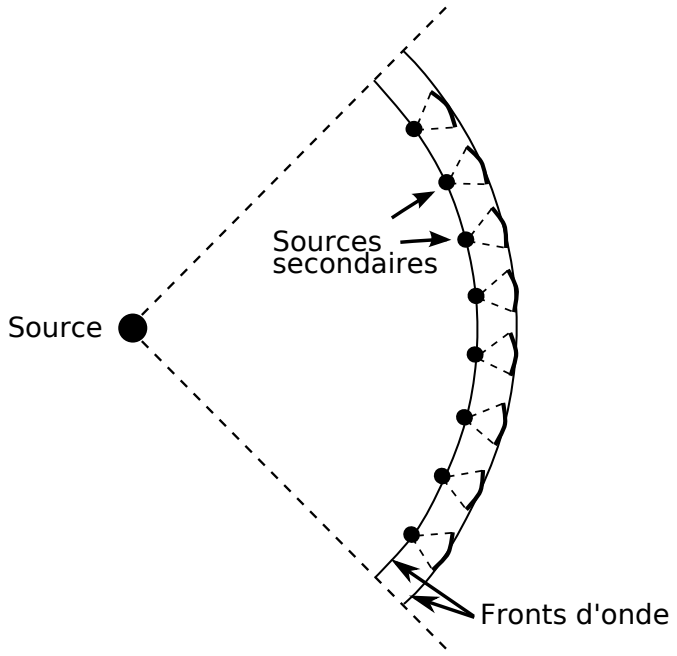


FIGURE 2.3 – Décomposition d'un front d'onde selon le principe de Huygens [101].

2.2.2 Schémas numériques

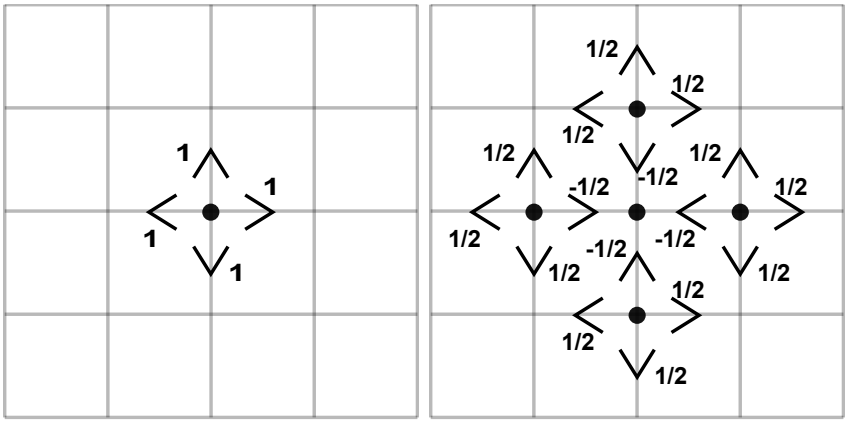
2.2.2.1 Discrétisation spatiale

Les sources secondaires du principe de Huygens exposé précédemment sont assimilées à des noeuds entre lesquels la fluctuation de pression est transmise par des lignes de transmission. Ainsi, le milieu de propagation est discrétisé par une grille cartésienne de pas spatial Δx constant dans toutes les directions, qui modélise un réseau de lignes de transmission dans lequel se propagent des impulsions de pression, comme représenté sur la figure 2.4 pour un milieu homogène et non dissipatif.
A chaque itération temporelle et à chaque noeud, on distingue alors deux types d'impulsions : les impulsions incidentes ${}_tT^n$ et les impulsions diffusées ${}_tS^n$ (figure 2.5).
Dans un milieu 2D homogène, à un temps donné t et au noeud (i, j), les impulsions incidentes et diffusées sont reliées par la relation matricielle suivante [83] :

$$ {}_tS_{(i,j)} = {}_tD_{(i,j)} \cdot_t I_{(i,j)}, \tag{2.18} $$

où

$$ {}_tI_{(i,j)} = \left[{}_tI^1;\ {}_tI^2;\ {}_tI^3;\ {}_tI^4 \right]^T, \tag{2.19} $$



(a) (b)

FIGURE 2.4 – Propagation 2D d'une impulsion dans un milieu homogène et non dissipatif selon la méthode TLM. (a) Au temps $t = 0$, le noeud central diffuse une impulsion d'amplitude 1 dans les 4 directions ; (b) Au temps $t = \Delta t$, les noeuds voisins diffusent à leur tour des impulsions dans les 4 directions, dont la somme conserve l'énergie de l'impulsion reçue.

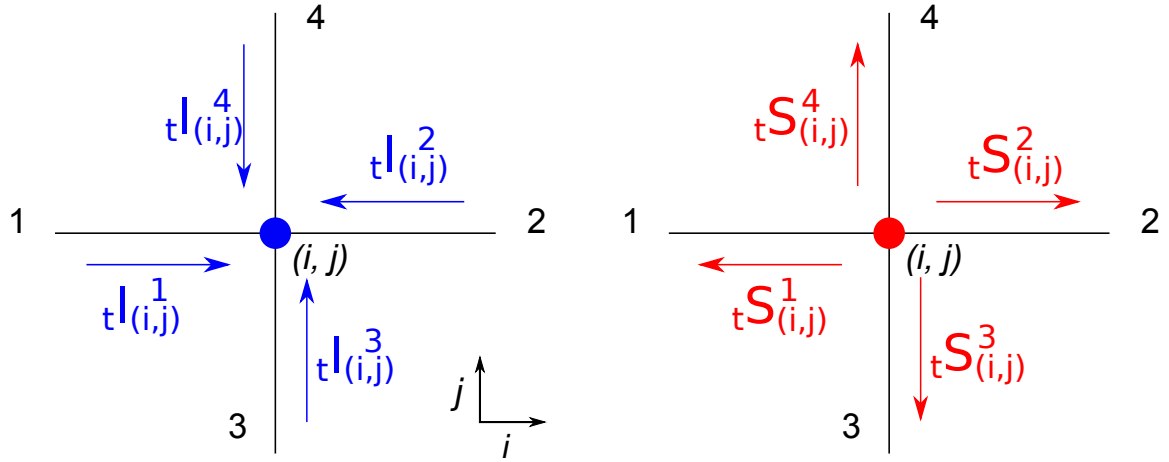


FIGURE 2.5 – Impulsions incidentes et diffusées à un noeud dans un milieu 2D homogène.

$$ {}_tS_{(i,j)} = \left[{}_tS^1;\ {}_tS^2;\ {}_tS^3;\ {}_tS^4 \right]^T , \tag{2.20} $$

$$ {}_tD_{(i,j)} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix}_{(i,j)} , \tag{2.21} $$

Finalement, la pression acoustique à un noeud est calculée comme une combinaison de toutes les impulsions incidentes à ce noeud :

$$ {}_tp_{(i,j)} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{4} {}_tI^n_{(i,j)} \tag{2.22} $$

2.2.2.2 Discrétisation temporelle et lois de connexion

La diffusion du champ acoustique et l'itération temporelle sont faites en considérant que l'impulsion incidente I^2 reçue au noeud (i, j) au temps $t + \Delta t$ est égale à l'impulsion diffusée S^1 émise par le noeud voisin $(i + 1, j)$ au temps t (figure 2.6).

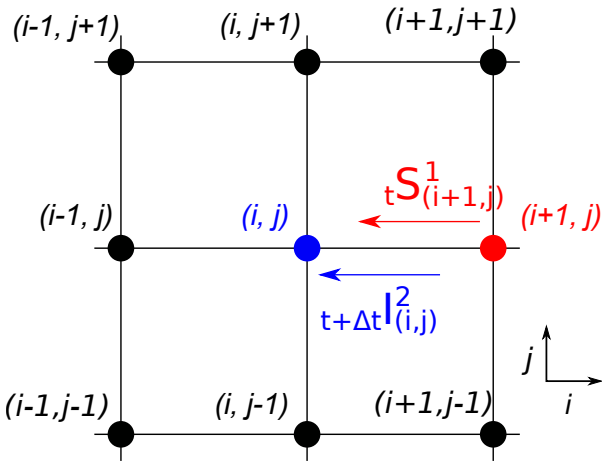


FIGURE 2.6 – Connexion entre deux noeuds pour l'itération temporelle (pas de temps Δt).

En raisonnant de même dans toutes les directions, il vient les lois de connexion suivantes :

$$\begin{aligned} {}_{t+\Delta t}I^1_{(i,j)} &=_t S^2_{(i-1,j)}, \\ {}_{t+\Delta t}I^2_{(i,j)} &=_t S^1_{(i+1,j)}, \\ {}_{t+\Delta t}I^3_{(i,j)} &=_t S^4_{(i,j-1)}, \\ {}_{t+\Delta t}I^4_{(i,j)} &=_t S^3_{(i,j+1)} \end{aligned} \tag{2.23}$$

2.2.2.3 Relation de dispersion

Il est montré dans [102, 81, 101], en raisonnant avec des circuits électriques équivalents aux lignes de transmission, que la relation de dispersion du modèle TLM est :

$$\sin^2\left(\frac{\pi\Delta x c}{\lambda c_n}\sin(\phi)\right) + \sin^2\left(\frac{\pi\Delta x c}{\lambda c_n}\cos(\theta)\right) = 2\sin^2\left(\frac{\pi\Delta x}{\lambda}\right) \tag{2.24}$$

avec $c = \Delta x/\Delta t$ la vitesse physique, c_n la vitesse numérique dans le réseau, θ l'angle entre le vecteur d'onde et l'axe des abscisses et λ la longueur d'onde. Cette relation dépend de la direction de propagation de l'onde, ce qui témoigne de l'anisotropie de la méthode TLM. En effet, pour une propagation diagonale dans le maillage en considérant que $\theta = 45°$ dans l'équation (2.24) il vient que $c_n = c/\sqrt{2}$. Pour une propagation le long de l'un des axes principaux avec $\theta = 0°$ ou $\theta = 90°$ il vient cette fois un résultat qui dépend de la longueur d'onde et du pas spatial Δx :

$$\frac{c_n}{c} = \frac{\pi\Delta x}{\lambda}\frac{1}{\arcsin\left(\sqrt{2}\sin(\pi\Delta x/\lambda)\right)} \tag{2.25}$$

Les résultats des équations (2.24) et (2.25) sont tracés sur la figure 2.7. Ils permettent de tirer deux principales conclusions :

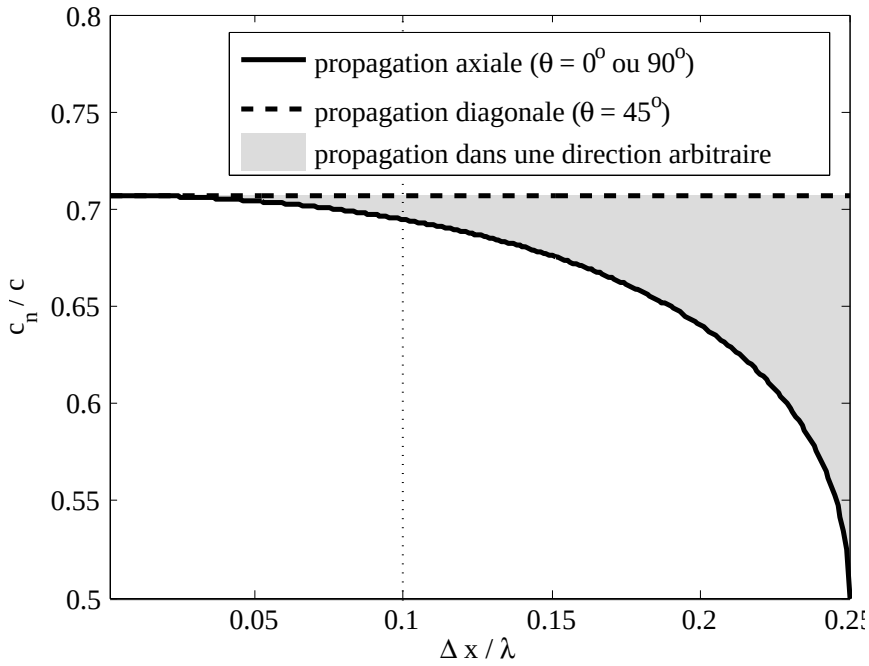


FIGURE 2.7 – Dispersion de la méthode TLM selon la direction de propagation (solutions de l'équation (2.24)).

1. Il n'y a pas de dispersion sur la direction diagonale (le rapport c_n/c est constant et ne dépend pas de la discrétisation spatiale). Pour minimiser la dispersion dans les autres directions de propagation et pour que l'onde soit propagée à la même vitesse dans toutes les directions, il est nécessaire de minimiser le rapport $\Delta x/\lambda$. On voit que $\Delta x/\lambda < 0.1$ permet de minimiser la dispersion de manière convenable. Ainsi, le pas spatial des simulations TLM doit être fixé par rapport à la plus petite longueur d'onde à propager λ_{min} avec la condition :

$$\Delta x \leq \frac{\lambda_{min}}{10} \tag{2.26}$$

2. Lorsque cette condition est respectée, les ondes se propagent dans le maillage à une vitesse $c_n = c/\sqrt{2}$. Ceci s'explique par la discrétisation du domaine par un maillage cartésien : la propagation dans la direction diagonale entre deux noeuds (i, j) et $(i + 1, j + 1)$ distants de $\sqrt{2}\Delta x$ se décompose en une propagation horizontale du noeud (i, j) au noeud $(i+1, j)$ en une itération temporelle Δt, puis une propagation verticale du noeud $(i + 1, j)$ au noeud $(i + 1, j + 1)$ en une deuxième itération temporelle. L'onde parcourt alors la distance apparente $\sqrt{2}\Delta x$ en un temps $2\Delta t$. Pour que les ondes se propagent à la célérité du son (i.e. $c_n = c_0$) il est donc nécessaire de corriger la vitesse de propagation dans la TLM en imposant la relation suivante entre le pas spatial Δx et le pas de temps Δt :

$$c = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \sqrt{2}\, c_0 \tag{2.27}$$

On peut montrer que les schémas numériques de la TLM se rapportent à la résolution d'une équation d'onde [82]. En effet, introduire ces lois de connexion dans l'équation (2.18) pour l'exprimer uniquement en fonction d'impulsions incidentes et utiliser l'équation (2.22)

conduit à :

$$_{t+\Delta t}p_{(i,j)} = \frac{1}{2}\left(_{t}p_{(i+1,j)} +_{t} p_{(i-1,j)} +_{t} p_{(i,j+1)} +_{t} p_{(i,j-1)}\right) -_{t-\Delta t} p_{(i,j)} \tag{2.28}$$

L'équation (2.28) peut alors se réécrire sous la forme suivante :

$$2\frac{\Delta t^2}{\Delta x^2}\frac{_{t+\Delta t}p_{(i,j)} - 2_{t}p_{(i,j)} +_{t-\Delta t} p_{(i,j)}}{\Delta t^2} = \frac{_{t}p_{(i+1,j)} - 2_{t}p_{(i,j)} +_{t} p_{(i-1,j)}}{\Delta x^2} + \frac{_{t}p_{(i,j+1)} - 2_{t}p_{(i,j)} +_{t} p_{(i,j-1)}}{\Delta x^2} \tag{2.29}$$

Il apparait que l'équation (2.29) est la discrétisation par différences finies à l'ordre 2 d'une équation d'onde définie par :

$$\frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \tag{2.30}$$

Cette analogie permet de retrouver la relation donnée par l'équation (2.27) pour que l'onde se propage à la vitesse c_0 dans le réseau TLM.

2.2.2.4 Prise en compte des effets météorologiques

Dans la TLM, les effets météorologiques (variations du champ de température et des écoulements) sur la propagation acoustique sont modélisés par la célérité du son effective définie en tout point du domaine par :

$$c_{eff}(x,y) = \sqrt{\gamma R T(x,y)} + \mathbf{u_0}.\mathbf{n} \tag{2.31}$$

avec γ le rapport des chaleurs spécifiques dans l'air, R la constante des gaz parfaits, T le champ de température, $\mathbf{u_0}$ le champ de vitesse et $\mathbf{n}$ le vecteur unitaire normal au front d'onde (direction de propagation). La direction de propagation doit ainsi être déterminée en chaque noeud à chaque pas de temps. Cela est fait grâce à des calculs du vecteur d'intensité acoustique moyen en chaque point [103]. Pour prendre en compte cette célérité effective donnée par l'équation (2.31), on ajoute aux noeuds une branche supplémentaire non reliée à un autre noeud et à terminaison réfléchissante de longueur $\Delta x/2$ [82], représentée sur la figure 2.8.

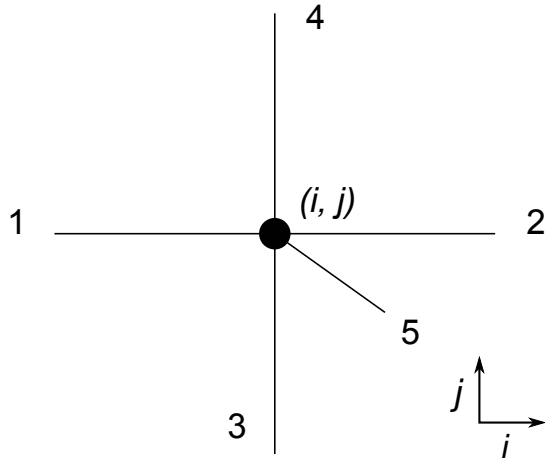


FIGURE 2.8 – Ajout d'une branche dans le réseau TLM 2D pour modéliser un milieu hétérogène.

Une partie de l'énergie est alors retardée dans ces branches supplémentaires et la modification de leur impédance permet de faire varier localement la célérité du milieu de propagation. Les effets de l'absorption atmosphérique peuvent également être modélisés en ajoutant une autre branche supplémentaire anéchoïque aux noeuds, mais ils n'ont pas été considérés dans ces travaux (absorption négligeable pour les fréquences et les distances considérées dans les différentes simulations).

Ainsi, on considère à chaque noeud et à chaque pas de temps une impulsion incidente supplémentaire ${}_tI^5_{(i,j)}$ et une impulsion diffusée supplémentaire ${}_tS^5_{(i,j)}$ dans les vecteurs ${}_tI_{(i,j)}$ et ${}_tS_{(i,j)}$ de l'équation (2.18). La matrice de diffusion est modifiée et devient :

$$ {}_tD_{(i,j)} = \frac{2}{{}_t\eta_{(i,j)} + 4} \begin{bmatrix} a & 1 & 1 & 1 & \eta \\ 1 & a & 1 & 1 & \eta \\ 1 & 1 & a & 1 & \eta \\ 1 & 1 & 1 & a & \eta \\ 1 & 1 & 1 & 1 & b \end{bmatrix}_{(i,j)} , \tag{2.32} $$

avec

$$ {}_ta_{(i,j)} = -\frac{{}_t\eta_{(i,j)}}{2} + 1 \tag{2.33} $$

$$ {}_tb_{(i,j)} = \frac{{}_t\eta_{(i,j)}}{2} - 2 \tag{2.34} $$

Le paramètre η caractérise les effets météorologiques. La pression acoustique aux noeuds est maintenant calculée de la manière suivante :

$$ {}_tp_{(i,j)} = \frac{2}{{}_t\eta_{(i,j)} + 4} \sum_{n=1}^{4} {}_tI^n_{(i,j)} +_t \eta_{(i,j)}\, {}_tI^5_{(i,j)} \tag{2.35} $$

Pour l'itération temporelle, on introduit une nouvelle loi de connexion pour la 5è branche qui traduit le fait que l'impulsion transmise dans cette branche au temps t (et réfléchie à son extrémité au temps $t + \Delta t/2$) est égale à l'impulsion qui en revient au temps $t + \Delta t$:

$$ {}_{t+\Delta t}I^5_{(i,j)} =_t S^5_{(i,j)} \tag{2.36} $$

De manière analogue au cas homogène, la combinaison des schémas numériques pour la propagation en milieu hétérogène avec condition météorologique permet d'écrire :

$$ \begin{aligned} \frac{{}_t\eta_{(i,j)} + 4}{2} \frac{\Delta t^2}{\Delta x^2} \frac{{}_{t+\Delta t}p_{(i,j)} - 2{}_tp_{(i,j)} +_{t-\Delta t} p_{(i,j)}}{\Delta t^2} &= \frac{{}_tp_{(i+1,j)} - 2{}_tp_{(i,j)} +_t p_{(i-1,j)}}{\Delta x^2} \\ &+ \frac{{}_tp_{(i,j+1)} - 2{}_tp_{(i,j)} +_t p_{(i,j-1)}}{\Delta x^2} \end{aligned} \tag{2.37} $$

Ce qui correspond à la discrétisation par différences finies d'une équation de propagation :

$$ \frac{1}{c^2_{eff}} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \tag{2.38} $$

avec la célérité effective

$$ c_{eff} = \sqrt{\frac{2}{{}_t\eta_{(i,j)} + 4} \frac{\Delta x^2}{\Delta t^2}} \tag{2.39} $$

Le coefficient ${}_t\eta_{(i,j)}$ se calcule donc en fonction des paramètres météorologiques de la manière suivante :

$$ {}_t\eta_{(i,j)} = 4\left[\left(\frac{c_0}{{}_tc_{eff\ (i,j)}}\right)^2 - 1\right] \tag{2.40} $$

La vitesse de propagation dans le réseau doit donc être maintenant corrigée par rapport à la vitesse maximale de propagation dans le domaine :

$$ c = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \sqrt{2}\, c_{eff\ max} \tag{2.41} $$

2.2.2.5 Langage de programmation et parallélisation

Le code TLM utilisé au cours de la thèse est écrit en Fortran 90. La parallélisation sur plusieurs processeurs est réalisée de manière simple grâce à l'interface de programmation OpenMP, qui permet de paralléliser automatiquement des boucles de calculs [104]. Afin de traiter efficacement les cas de propagation à longue distance où le domaine numérique est plus long selon l'axe x, la parallélisation est faite sur les boucles de calcul concernant l'axe x.

2.2.3 Conditions aux limites

2.2.3.1 Condition de non-réflexion

L'utilisation de couches absorbantes aux frontières du domaine numérique permet la modélisation d'une condition de non-réflexion pour simuler la propagation en espace ouvert. Elles sont inspirées des Perfectly Matched Layers (PML) proposées par Berenger [105] et permettent de dissiper l'énergie et ainsi d'empêcher sa réflexion aux bornes du domaine de calcul. Dans les zones absorbantes, les lois de connexion sont modifiées de la manière suivante :

$$ \begin{aligned} {}_{t+\Delta t}I^1_{(i,j)} &= F^1_{(i,j)}\, {}_tS^2_{(i-1,j)}, \\ {}_{t+\Delta t}I^2_{(i,j)} &= F^2_{(i,j)}\, {}_tS^1_{(i+1,j)}, \\ {}_{t+\Delta t}I^3_{(i,j)} &= F^3_{(i,j)}\, {}_tS^4_{(i,j-1)}, \\ {}_{t+\Delta t}I^4_{(i,j)} &= F^4_{(i,j)}\, {}_tS^3_{(i,j+1)} \end{aligned} \tag{2.42} $$

où F est un coefficient d'atténuation dont l'amplitude dépend de la distance à la frontière, afin que l'atténuation soit de plus en plus forte et que l'onde soit totalement dissipée lorsqu'elle atteint la frontière de sortie, où elle est censée quitter le domaine. Il vaut :

$$ F(r) = (1+\epsilon) - \exp\left[\frac{r^2}{e_{abs}/\ln\epsilon}\right] \tag{2.43} $$

avec r la distance à la frontière, ϵ un paramètre tel que $0 < \epsilon << 1$ et e_{abs} l'épaisseur de la couche absorbante exprimée en nombre de noeuds. Cette épaisseur peut être calculée en fonction de la longueur d'onde maximale à absorber tel que :

$$ e_{abs} = N_\lambda \frac{\lambda_{max}}{\Delta x} \tag{2.44} $$

avec N_λ la taille de la couche en nombre de longueurs d'onde λ_{max}. G. Guillaume a montré au cours de sa thèse que les couches absorbantes restent efficaces pour une épaisseur minimale correspondant à $N_\lambda = 5$ longueurs d'onde et pour $\epsilon = 10^{-5}$ [100].

2.2.3.2 Frontière réfléchissante

La modélisation d'une frontière pour considérer la propagation en espace fermé, en présence d'un sol ou d'obstacles est faite en considérant que la frontière est placée à mi-chemin entre un noeud du domaine de propagation et un noeud virtuel en dehors du domaine. La figure 2.9 montre le principe de modélisation d'une frontière quelconque non plane.

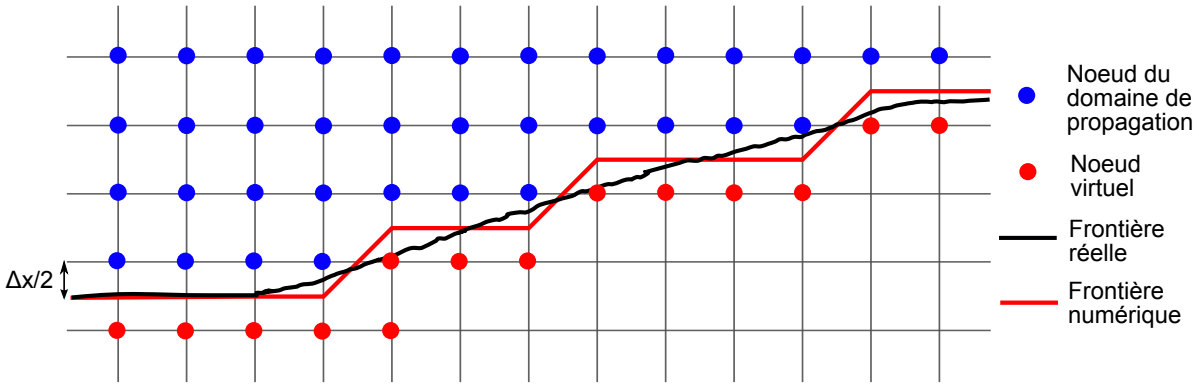


FIGURE 2.9 – Modélisation d'une frontière réfléchissante dans la TLM

On voit que l'utilisation de maillages cartésiens réguliers ne permet pas de venir s'adapter parfaitement à la frontière physique. Il peut donc s'avérer nécessaire de diminuer la taille du pas spatial Δx afin de diminuer l'erreur de modélisation de la position et de la forme des frontières. Les lois de connexion sont modifiées aux noeuds situés à une distance $\Delta x/2$ de la frontière, et pour la branche n_f reliée au noeud virtuel ($n_f = 4$ si l'on considère un sol) on écrit :

$$_{t+\Delta t}I^{n_f}_{(i,j)} = R_p \times_t S^{n_f}_{(i,j)} \tag{2.45}$$

avec R_p le coefficient de réflexion en onde plane. Pour une frontière parfaitement réfléchissante, $R_p = 1$ et cette relation traduit bien le fait que l'énergie est entièrement réfléchie au pas de temps $t + \Delta t/2$ à la frontière située entre les deux noeuds.

2.2.4 Modélisation d'une source acoustique

Une source ponctuelle est modélisée simplement en excitant un noeud du domaine. Une source large-bande est modélisée par une impulsion gaussienne en temps, qui s'écrit :

$$S(\mathbf{r_s}, t) = \exp(-(\pi(f_c t - 1))^2) \tag{2.46}$$

avec $\mathbf{r_s}$ la position de la source et f_c la fréquence centrale du spectre du signal. Afin de ne pas exciter des fréquences mal résolues (longueur d'onde inférieure à $\lambda/10$), f_c devra être prise inférieure ou égale à la moitié de la fréquence maximale du calcul, *i.e.* :

$$f_c \leq \frac{f_{max}}{2} = \frac{c_0}{2\lambda_{min}} = \frac{c_0}{20\Delta x} \tag{2.47}$$

2.3 Implémentation d'une condition d'impédance dans les méthodes numériques temporelles

Les méthodes FDTD et TLM sont des méthodes temporelles. Or, les modèles d'impédance utilisés pour la propagation en milieu extérieur sont définis dans le domaine fréquentiel. Leur implémentation dans les méthodes temporelles nécessite donc de les transposer dans le domaine temporel. Pour pouvoir être transposé dans le domaine temporel, un modèle d'impédance doit être physiquement admissible, c'est-à-dire qu'il doit vérifier les trois conditions suivantes : réalité, causalité, passivité [106, 43]. Ces conditions sont exposées dans le tableau 2.1.

Condition	
Réalité	$Z_S^*(\omega) = Z_S(-\omega)$
Passivité	$\mathrm{Re}[Z_S(\omega) \geq 0$ pour $\omega > 0$
Causalité	$Z(\omega)$ analytique et non-nul pour $\mathrm{Im}(\omega) > 0$

TABLEAU 2.1 – Conditions nécessaires à la transposition d'un modèle d'impédance Z_S dans le domaine temporel.

Une étude complète de l'admissibilité des modèles d'impédance présentés dans la section 1.1.3.1 du chapitre 1 a été réalisée par D. Dragna [107]. Il en ressort que les modèles d'Attenborough et de Zwikker et Kosten sont physiquement admissibles, que ce soit pour un sol semi-infini ou pour une couche absorbante d'épaisseur finie sur un support rigide (effet d'épaisseur, cf. section 1.1.3.2). Le modèle de Delany-Bazley n'est pas physiquement admissible. Le modèle de Miki est physiquement admissible pour un sol semi-infini. Cependant, en considérant un effet d'épaisseur, le modèle de Miki ne vérifie plus la condition de passivité et n'est donc pas physiquement admissible pour les très basses fréquences, *i.e.* en dessous de 30 Hz. Le modèle de Miki avec épaisseur est malgré cela utilisé pour réaliser des simulations dans ces travaux de thèse, mais les fréquences d'étude sont supérieures à 50 Hz.

Les récents travaux de Kirby [108] viennent compléter cette étude de Dragna et stipulent qu'une condition supplémentaire détermine si le modèle est physiquement admissible : ainsi il est également nécessaire que $\mathrm{Re}[Z_S * k_S] \geq 0$ pour $\omega > 0$, où $Z_S * k_S$ est la masse volumique complexe du matériau. Avec cette condition supplémentaire, il apparait que le modèle de Miki avec effet d'épaisseur n'est plus physiquement admissible pour des valeurs usuelles des paramètres σ et e (par exemple $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4} et $e = 0.015$ m). Malgré cela, l'utilisation de ce modèle dans ces travaux donne tout de même des résultats satisfaisants, comme il sera montré aux chapitres 3, 4 et 5.

2.3.1 Approximation de la condition limite d'impédance dans le domaine temporel

Dans le domaine fréquentiel, la condition d'impédance à une frontière est définie par :

$$P(\omega) = Z_S(\omega) V_n(\omega) \tag{2.48}$$

où $P(\omega)$ et $V_n(\omega)$ sont respectivement les transformées de Fourier de la pression acoustique et de la vitesse particulaire normale à la frontière, et $Z(\omega)$ l'impédance acoustique de la

surface. La condition (2.48) devient un produit de convolution dans le domaine temporel :

$$p(t) = z_S(t) * v_n(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} z(t-t')v_n(t)dt' = \int_{-\infty}^{+\infty} z(t)v_n(t-t')dt' \tag{2.49}$$

où la réponse impulsionnelle $z_S(t)$ est la transformée de Fourier inverse de l'impédance $Z_S(\omega)$.

L'implémentation directe d'un tel produit de convolution dans les méthodes temporelles serait coûteux en temps de calcul car il nécessiterait de garder en mémoire la vitesse normale au sol v_n pour tous les pas de temps du calcul. Une méthode de convolution récursive, plus efficace numériquement, est utilisable si le modèle d'impédance dans le domaine fréquentiel peut être approximé par une somme de fractions rationnelles du premier ordre de la forme suivante [109, 110] :

$$Z_S(\omega) \approx Z^\infty + \sum_{k=1}^{K} Z_k(\omega) + \sum_{l=1}^{L} Z_l(\omega) \tag{2.50}$$

avec

$$Z_k(\omega) = \frac{A_k}{\lambda_k - j\omega} \tag{2.51}$$

$$Z_l(\omega) = \frac{A_l}{\lambda_l - j\omega} + \frac{A_l^*}{\lambda_l^* - j\omega} \tag{2.52}$$

où λ_k et A_k sont respectivement les pôles et coefficients réels, λ_l et A_l respectivement les pôles et coefficients complexes conjugués définis tels que $\lambda_l = \alpha_l + i\beta_l$ et $A_l = B_l + iC_l$. $N = K + 2L$ est le nombre total des pôles. Le paramètre Z^∞ correspond à la limite haute fréquence de Z_S (dans l'équation (2.50), $Z_S \mapsto Z^\infty$ quand $\omega \mapsto \infty$). Néanmoins, on peut choisir $Z^\infty = 0$ pour des calculs sur une bande de fréquence limitée [43]. Des techniques pour approximer l'impédance par l'équation (2.50) sont présentées dans la section suivante.

La réponse impulsionnelle correspondant à l'équation (2.50) obtenue par transformée de Fourier inverse vaut alors, pour une source initiée à $t = 0$:

$$z_S(t) = Z^\infty \delta(t) + \sum_{k=1}^{K} z_k(t) + \sum_{l=1}^{L} z_l(t) \tag{2.53}$$

avec

$$z_k(t) = A_k e^{-\lambda_k t} H(t) \tag{2.54}$$

$$z_l(t) = 2 * [B_l \cos(\beta_l t) + C_l \cos(\beta_l t))e^{-\alpha_l t}]H(t) \tag{2.55}$$

Ostashev *et al.* [111] ont proposé une autre méthode d'approximation pour utiliser la convolution récursive, qui consiste à approximer l'impédance formulée dans le domaine temporel par une somme de fonctions-type de forme similaire à celle de l'équation (2.54). Néanmoins cette méthode requiert que la transformée de Fourier $z_S(t)$ de l'impédance $Z_S(\omega)$ puisse être calculée analytiquement. Il a été montré que cette autre méthode peut être appliquée au modèle Zwikker et Kosten [111] ou de Miki [110], sans considérer d'effet d'épaisseur. Cette méthode est élégante, mais son champ d'application étant réduit, on considère uniquement la méthode d'approximation dans le domaine fréquentiel, plus générale et applicable à n'importe quel modèle d'impédance pour peu qu'il puisse être approché par l'équation (2.50) et qu'il soit physiquement admissible.

Injecter l'équation (2.53) dans l'équation (2.49) et la réécrire comme une somme d'intégrales discrètes sur des intervalles Δt permet d'utiliser la méthode de convolution récursive PCRC (Piecewise Constant Recursive Convolution), en supposant la vitesse normale constante sur un pas de temps Δt. Il vient alors comme condition à la frontière dans le domaine temporel [109] :

$$p(n\Delta t) = Z^{\infty} v_n(n\Delta t) + \sum_{k=1}^{K} A_k \psi_k(n\Delta t) + \sum_{l=1}^{L} 2B_l \mathrm{Re}[\psi_l(n\Delta t)] + 2C_l \mathrm{Im}[\psi_l(n\Delta t)] \quad (2.56)$$

avec ψ_k et ψ_l les « accumulateurs » définis par :

$$\psi_k(n\Delta t) = v_n(n\Delta t)\frac{1 - e^{-\lambda_k \Delta t}}{\lambda_k} + e^{-\lambda_k \Delta t}\psi_k((n-1)\Delta t) \quad (2.57)$$

$$\psi_l(n\Delta t) = v_n(n\Delta t)\frac{1 - e^{-\lambda_l^* \Delta t}}{\lambda_l^*} + e^{-\lambda_l^* \Delta t}\psi_l((n-1)\Delta t) \quad (2.58)$$

On voit que cette méthode ne nécessite de stocker les valeurs des accumulateurs que sur deux pas de temps.

2.3.2 Implémentation dans la FDTD

Dans la FDTD, les champs de pression et vitesse sont calculés à chaque pas de temps. Il est donc possible d'implémenter la condition limite d'impédance définie par l'équation (2.56) en forçant les valeurs de la pression ou de la vitesse au niveau de la frontière. Il a été montré que l'implémentation d'une condition d'impédance sur la pression peut rendre les calculs instables lorsque l'on considère l'impédance d'un sol plutôt réfléchissant, et qu'il vaut mieux pour ce cas utiliser une implémentation sur la vitesse [43]. Dans ces travaux de thèse, on considère des sols naturels assez absorbants de type herbeux, c'est pourquoi on se contente d'implémenter la condition limite sur la pression. Dans *Code_Safari*, cette condition limite n'était auparavant implémentée que pour une impédance approximée dans le domaine fréquentiel par l'équation (2.50) avec des coefficients A_k, λ_k réels uniquement. On modifie cette implémentation dans *Code_Safari* pour prendre en compte une approximation avec également des coefficients A_l, λ_l complexes conjugués. L'implémentation de la condition limite sur la pression se déroule alors selon les étapes suivantes [43] :

1. Calcul de la composante normale de la vitesse v_n
2. Avancement en temps des accumulateurs ψ_k et ψ_l en utilisant les équations (2.57) et (2.58)
3. Forçage de la pression au niveau de la frontière absorbante avec l'équation (2.56) et avancement en temps des valeurs de p et v dans tout le domaine.

2.3.3 Implémentation dans la TLM

Dans le code TLM dont nous disposons, une condition d'impédance était implémentée pour les modèles de Miki et de Zwikker-Kosten approximés dans le domaine temporel comme proposé par Ostashev [111], avec des coefficients réels uniquement. En appliquant un raisonnement similaire à celui de G. Guillaume pour cette implémentation [83], on

établit une formulation plus générale pour une impédance approximée dans le domaine fréquentiel par l'équation (2.50) avec des coefficients réels et complexes conjugués.

Comme vu en 2.2.3.2, pour modéliser une condition aux limites dans la TLM, la frontière est placée à la moitié de la distance entre un noeud situé dans le milieu de propagation et une source virtuelle située en dehors du domaine (figure 2.10).

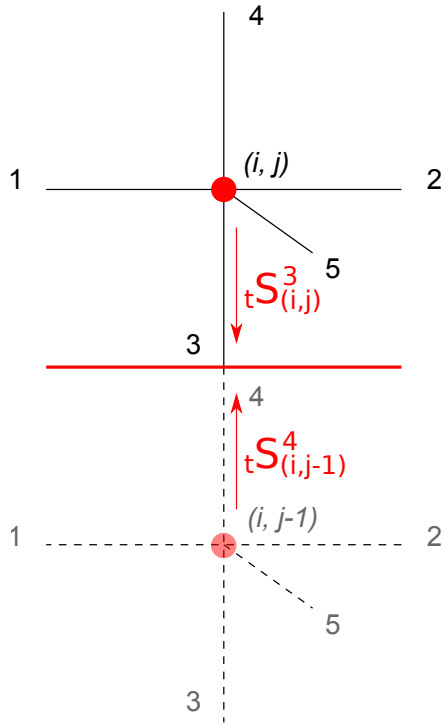


FIGURE 2.10 – Modélisation d'un sol dans la TLM en utilisant un noeud virtuel $(i, j-1)$ situé en dehors du milieu de propagation [83].

Le problème consiste alors à déterminer l'impulsion diffusée $S^4_{(i,j-1)}$ par le noeud virtuel, qui doit être équivalente à une réflexion par une frontière d'impédance Z. L'implémentation dans la méthode TLM d'une condition d'impédance est ainsi moins simple et directe que dans la méthode FDTD. Ce problème est résolu en exprimant la pression acoustique et la vitesse particulaire normale sur la frontière, en fonction des impulsions diffusées par les noeuds de part et d'autre de la frontière, de la manière suivante [83] :

$$ {}_{n+1/2}p = {}_nS^3_{(i,j)} +_n S^4_{(i,j-1)} \tag{2.59} $$

$$ {}_{n+1/2}v_n = \frac{{}_nS^3_{(i,j)} +_n S^4_{(i,j-1)}}{Z_{TL}} \tag{2.60} $$

avec les notations $p(n\Delta t) \equiv {}_np$ et $v_n(n\Delta t) \equiv {}_nv_n$.

Dans l'équation (2.60), $Z_{TL} = \rho_0 c$ est l'impédance caractéristique de la ligne de transmission, avec ρ_0 la masse volumique de l'air et c la vitesse de propagation dans la ligne de transmission. En considérant que la pression acoustique p calculée dans la TLM est une quantité réelle, la vitesse v_n l'est également et on peut factoriser l'équation (2.56) par v_n

pour obtenir :

$$
\begin{aligned}
{}_np = {}_nv_n \left(Z^\infty + \sum_{k=1}^{K} A_k \frac{1-e^{-\lambda_k \Delta t}}{\lambda_k} + 2\sum_{l=1}^{L} B_l \mathrm{Re}\left[\frac{1-e^{-\lambda_l^* \Delta t}}{\lambda_l^*}\right] + 2\sum_{l=1}^{L} C_l \mathrm{Im}\left[\frac{1-e^{-\lambda_l^* \Delta t}}{\lambda_l^*}\right] \right) \\
+ \left(\sum_{k=1}^{K} A_k e^{-\lambda_k \Delta t}\, {}_{n-1}\psi_k + 2\sum_{l=1}^{L} B_l \mathrm{Re}\left[e^{-\lambda_l^* \Delta t}\, {}_{n-1}\psi_l\right] + 2\sum_{l=1}^{L} C_l \mathrm{Im}\left[e^{-\lambda_l^* \Delta t}\, {}_{n-1}\psi_l\right] \right)
\end{aligned}
\tag{2.61}
$$

Finalement, introduire les équations (2.59) et (2.60) dans l'équation 2.61 conduit à la relation suivante pour le calcul de l'impulsion émise par le noeud virtuel (avec la notation $\psi(n\Delta t) \equiv {}_n\psi$) :

$$
\begin{aligned}
{}_nS^4_{(i,j-1)} = {}_nS^3_{(i,j)} \left(\frac{\Lambda - 1}{1+\Lambda}\right) + \frac{1}{1+\Lambda} \left(\sum_{k=1}^{K} A_k e^{-\lambda_k \Delta t}\, {}_{n-1}\psi_k \right. \\
\left. + 2\sum_{l=1}^{L} B_l \mathrm{Re}\left[e^{-\lambda_l^* \Delta t}\, {}_{n-1}\psi_l\right] + 2\sum_{l=1}^{L} C_l \mathrm{Im}\left[e^{-\lambda_l^* \Delta t}\, {}_{n-1}\psi_l\right] \right)
\end{aligned}
\tag{2.62}
$$

où

$$
\Lambda = \frac{1}{Z_{TL}} \left(Z^\infty + \sum_{k=1}^{K} A_k \frac{1-e^{-\lambda_k \Delta t}}{\lambda_k} + 2\sum_{l=1}^{L} B_l \mathrm{Re}\left[\frac{1-e^{-\lambda_l^* \Delta t}}{\lambda_l^*}\right] + 2\sum_{l=1}^{L} C_l \mathrm{Im}\left[\frac{1-e^{-\lambda_l^* \Delta t}}{\lambda_l^*}\right] \right)
\tag{2.63}
$$

Dans l'équation (2.62) les accumulateurs sont calculés de la manière suivante :

$$
{}_{n-1}\psi_k = \left(\frac{{}_{n-1}S^3_{(i,j)} + {}_{n-1}\, S^4_{(i,j-1)}}{Z_{TL}} \right) \times \left(\frac{1-e^{-\lambda_k \Delta t}}{\lambda_k} \right) + e^{-\lambda_k \Delta t}\, {}_{n-2}\psi_k \tag{2.64}
$$

$$
{}_{n-1}\psi_l = \left(\frac{{}_{n-1}S^3_{(i,j)} + {}_{n-1}\, S^4_{(i,j-1)}}{Z_{TL}} \right) \times \left(\frac{1-e^{-\lambda_l^* \Delta t}}{\lambda_l^*} \right) + e^{-\lambda_l^* \Delta t}\, {}_{n-2}\psi_l \tag{2.65}
$$

2.3.4 Approximation de l'impédance

L'impédance Z_S d'une la frontière doit être approximée par l'équation (2.50) pour obtenir les valeurs de Z^∞, A_k, λ_k, A_l, λ_l à utiliser dans les codes FDTD et TLM. Pour implémenter une impédance donnée, les mêmes valeurs sont utilisées dans les deux codes. Cependant, des contraintes doivent être vérifiées par les valeurs des pôles $\lambda_{k,l}$ qui réalisent cette approximation : en effet, le pas de temps Δt des simulations doit être petit par rapport aux valeurs de $1/\lambda_{k,l}$ pour ne pas engendrer des problèmes d'instabilités numériques aux frontières impédantes. Il a été montré par Cotté *et al.* [110] que des valeurs de $Re[\lambda_{k,l}]\Delta t$ et $Im[\lambda_{k,l}]\Delta t$ inférieures à 2.5 sont en général suffisantes pour garantir la stabilité des calculs. On présente par la suite deux méthodes pour réaliser l'approximation d'une impédance par l'équation (2.50) : Vector Fitting et minimisation sous contraintes.

2.3.4.1 Vector Fitting

La méthode Vector Fitting (VF) est une méthode itérative développée pour approximer des réponses en fréquence par des fonctions rationnelles du premier ordre avec des

pôles réels ou complexes conjugués [112]. Elle peut être utilisée pour approximer une impédance quelconque par l'équation (2.50). Une approximation pour un nombre de pôles N renvoie K pôles réels et $2L$ pôles complexes conjugués. On utilise la routine Matlab [1] en distribution libre sur le Vector Fitting Website [113]. On considère une impédance calculée par le modèle de Miki avec $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4} et corrigée par une épaisseur $e = 0.01$ m. Le tableau 2.2 indique le nombre de pôles réels ou complexes conjugués K et L et les valeurs maximales de $\lambda_{k,l}\Delta t$ renvoyées par la méthode VF pour un nombre de pôles voulu N allant de 5 à 10. On indique aussi pour chaque valeur de l'erreur commise sur l'approximation de l'impédance. Les approximations sont réalisées en considérant $Z^\infty = 0$. Cette méthode permet d'obtenir quasi instantanément des approximations avec une erreur très faible, même pour un nombre de pôles N faible. Néanmoins elle ne permet pas de contrôler la valeur des pôles, ce qui peut donner des valeurs de $Re[\lambda_{k,l}]\Delta t$ et $Im[\lambda_{k,l}]\Delta t$ élevées (en considérant un pas de temps Δt=$1.32 \cdot 10^{-4}$ s), et largement supérieures à 2.5.

TABLEAU 2.2 – Approximation de l'impédance de Miki, avec $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4} et $e = 0.01$ m, sur 100 fréquences réparties logarithmiquement entre 50 et 1200 Hz par la méthode Vector Fitting à l'ordre N avec $Z^\infty = 0$. $\Delta t = 1.32 \cdot 10^{-4}$ s.

N	K	$(\lambda_k \Delta t)_{max}$	L	$(Re[\lambda_l \Delta t])_{max}$	$(Im[\lambda_l \Delta t])_{max}$	err(Re[Z_S])	err(Im[Z_S])
5	5	483	0	0	0	0.54%	0.06%
6	6	643	0	0	0	0.48%	0.03%
7	7	191	0	0	0	0.40%	0.02%
8	8	204	0	0	0	0.37%	0.01%
9	9	49	0	0	0	0.12%	0%
10	8	0.72	1	0.54	14.96	0.05%	0%

On montre dans le tableau 2.3 que ce problème peut être résolu pour cette impédance en considérant une valeur de Z^∞ non nulle dans la méthode VF. Cela a pour effet qui de réduire la valeur des pôles renvoyés et donc des valeurs de $Re[\lambda_{k,l}]\Delta t$ et $Im[\lambda_{k,l}]\Delta t$ (maintenant toujours inférieures à 2.5), et d'obtenir des paramètres Z^∞, $A_{k,l}$ et $\lambda_{k,l}$ utilisables dans les codes.

TABLEAU 2.3 – Approximation de l'impédance de Miki, avec $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4} et $e = 0.01$ m, sur 100 fréquences réparties logarithmiquement entre 50 et 1200 Hz par la méthode Vector Fitting à l'ordre N avec $Z^\infty \neq 0$. $\Delta t = 1.32 \cdot 10^{-4}$ s.

N	K	$(\lambda_k \Delta t)_{max}$	L	$(Re[\lambda_l \Delta t])_{max}$	$(Im[\lambda_l \Delta t])_{max}$	err(Re[Z])	err(Im[Z])	Z^∞
5	5	0.90	0	0	0	0.49%	0.05%	617.27
6	6	0.97	0	0	0	0.47%	0.03%	634.94
7	7	1.33	0	0	0	0.38%	0.02%	609.94
8	6	0.53	1	0.22	1.11	0.37%	0.01%	634.60
9	9	2.08	0	0	0	5.97%	0%	602.44
10	8	0.67	1	0.28	2.08	0.06%	0%	620.32

1. A noter que pour que cette routine renvoie des pôles dont la partie réelle est positive (ce qui est obligatoire pour vérifier la condition de causalité [109]) il est nécéssaire de modifier le signe «>» par «<» dans «*unstables=real(roetter)<0*» à la ligne 500 de la fonction *vecfit3.m*.

2.3.4.2 Minimisation sous contraintes

Dans le cas où la méthode Vector Fitting ne renvoit pas de pôles aux valeurs suffisamment faibles, Cotté *et al.* [110] ont proposé d'utiliser une méthode de minimisation sous contraintes [114] pour pouvoir contrôler les valeurs de $\lambda\Delta t$. La fonction *fmincon* de la toolbox Optimization de Matlab est utilisée. Cette méthode consiste à chercher les valeurs de $A_{k,l}$ et $\lambda_{k,l}$ qui minimisent sur un nombre N_f de fréquences la fonction suivante, qui est l'erreur quadratique sur la partie réelle :

$$\sum_{i=1}^{N_f} \left(Re\left[Z_S^{approx}(Z^\infty, A_{k,l}, \lambda_{k,l}, \omega_i)\right] - Re\left[Z_S(\omega_i)\right]\right)^2 \tag{2.66}$$

avec une contrainte imposant un faible écart ϵ entre la partie imaginaire de l'impédance et son approximation :

$$\left|Im\left[Z_S^{approx}(Z^\infty, A_{k,l}, \lambda_{k,l}, \omega_i)\right] - Im\left[Z_S(\omega_i)\right]\right| < \epsilon \tag{2.67}$$

et des contraintes sur les pôles :

- $\lambda_k > 0$ et $Re(\lambda_l) > 0$ (nécessaire pour la condition de causalité)
- $\lambda_k \Delta t \leq 2.5$, $Re(\lambda_l)\Delta t <\leq 2.5$ et $Im(\lambda_l)\Delta t \leq 2.5$ (nécessaire pour la stabilité des calculs)

Cette procédure est répétée M fois, avec à chaque fois un tirage aléatoire $A_{k,l}$ et $\lambda_{k,l}$ comme points de départ de l'algorithme. Au final, le meilleur jeu de $A_{k,l}$ et $\lambda_{k,l}$ est conservé. Cette méthode présente le désavantage d'être coûteuse en temps de calcul, un grand nombre de répétitions M étant nécessaire pour converger vers des valeurs des coefficients et pôles approximant correctement l'impédance. A titre d'exemple, pour approximer avec $N = 5$ pôles une impédance calculée avec le modèle de Miki, en considérant uniquement des pôles réels (*i.e* $K = N$, $L = 0$), un nombre de $M = 200$ répetitions s'avère en général suffisant pour obtenir des bonnes valeurs des coefficients, et le calcul est alors de l'ordre de la dizaine de minutes.

2.4 Validation de l'implémentation de la condition d'impédance dans les codes

Dans cette section, on valide l'implémentation dans la FDTD et la TLM d'une impédance approximée par l'équation (2.50) en considérant des pôles réels et complexes conjugués. En effet, dans *Code_Safari* l'impédance n'était implémentée que pour une approximation par l'équation (2.50) avec des coefficients A_k et λ_k rééls uniquement et $Z^\infty = 0$. Dans la TLM, l'implémentation était effectuée pour une approximation dans le domaine temporel des modèles de Miki et de Zwikker-Kosten, sans prise en compte de l'épaisseur, comme détaillé dans [83].

2.4.1 Propagation au-dessus d'un sol absorbant homogène

On considère comme en 2.3.4.1 une impédance définie par le modèle de Miki avec $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4} et corrigée par une épaisseur de $e = 0.01$ m. Cette impédance est approximée de deux manières : par la méthode de minimisation sous contraintes à l'ordre $N = 5$ avec des coefficients et pôles A_k et λ_k réels uniquement (*i.e.* $K = 5$ et $L = 0$) et

$Z^\infty = 0$, et par Vector Fitting à l'ordre $N = 8$ avec des coefficients et pôles réels complexes conjugués ($K = 6$, $L = 1$), avec $Z^\infty \neq 0$. Les coefficients correspondant à ces deux approximations sont donnés dans l'annexe B. On simule avec *Code_Safari* la propagation 2D à 50 m d'une impulsion large-bande au-dessus de ce sol absorbant, avec l'une et l'autre des approximations. Les mêmes simulations sont réalisées avec le code TLM, pour les deux approximations. Dans les deux codes, le pas spatial vaut $\Delta x = 0.05$ m et la source est placée à une hauteur $H_S = 1.5$ m. Des simulations de propagation en espace libre sont également réalisées pour calculer l'atténuation par rapport au champ libre. Les paramètres des simulations sont donnés dans le tableau 2.4.

(a)

	FDTD
	Sol absorbant
Δt (s)	1.3×10^{-4}
Δx (m)	0.05
B (cf. (2.17) (m)	0.2

(b)

	TLM
	Sol absorbant
Δt (s)	1.02×10^{-4}
Δx (m)	0.05
f_c (cf. (2.46) (Hz)	350

TABLEAU 2.4 – Simulations numériques de la propagation au-dessus d'une surface absorbante. (a) Paramètres des simulations FDTD ; (b) Paramètres des simulations TLM.

Les résultats à différentes fréquences pour une ligne de récepteurs situés à la même hauteur que la source sont tracés sur la figure 2.11 et comparés à une solution analytique calculée par les équations (1.22) et (1.28) du chapitre 1.

Les résultats pour les deux implémentations présentent des différences pour la FDTD (particulièrement à 400 Hz) et sont identiques pour la TLM. Cela montre que les simulations FDTD sont plus sensibles à la manière dont est approximée l'impédance. On note également que les résultats des simulations FDTD sont en parfait accord avec les solutions analytiques, alors que les résultats TLM présentent des divergences avec cette solution, de l'ordre de 2.5 dB à 400 Hz et de 1 dB à 600 Hz. Les résultats permettent tout de même d'affirmer que la prise en compte d'une impédance de surface est correctement implémentée dans les deux codes, que l'impédance soit implémentée avec des coefficients à valeurs réelles uniquement ou à valeurs réelles et complexes conjuguées.

2.4.2 Propagation au-dessus de ruptures d'impédance

En vue d'application à des cas réalistes de propagation acoustique en milieu extérieur, on cherche maintenant à valider l'implémentation d'une condition d'impédance pour un cas de propagation au-dessus d'un sol présentant des ruptures d'impédance. Cette simulation est réalisée dans les deux codes. On considère un sol absorbant de résistance au passage de l'air $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4} (modèle de Miki) avec une épaisseur $e = 0.01$ m, traversé par une bande parfaitement réfléchissante (ce qui peut par exemple traduire la présence d'une route ou un cours d'eau traversant un terrain herbeux). La configuration considérée est représentée sur la figure 2.12, avec $D_1 = D_3 = 8$ m, $D_2 = 4$ m.

L'impédance des parties absorbantes est approximée par Vector Fitting à l'ordre $N = 8$ avec $K = 6$ et $L = 1$ (même approximation qu'en 2.4.1). Les paramètres des simulations sont donnés dans le tableau 2.5. La source est située à une hauteur $H_S = 4$ m. Deux récepteurs $R1$ et $R2$, représentés sur la figure 2.12, sont situés à des hauteurs $H_{R1} = 4$ m et $H_{R2} = 2$ m.

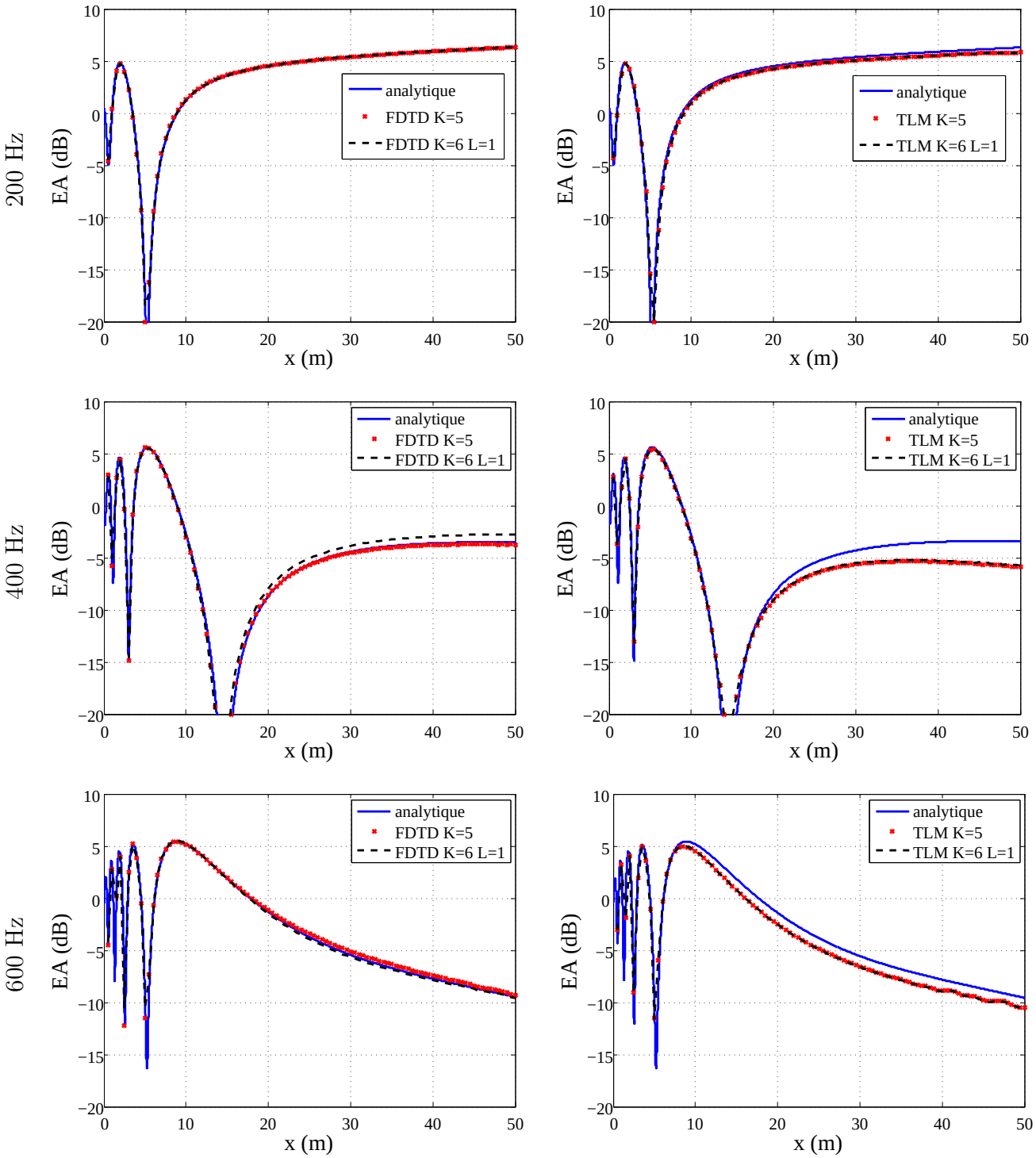


FIGURE 2.11 – Résultats de simulations de propagation au dessus d'un sol absorbant dans *Code_Safari* et dans le code TLM pour une impédance telle que σ=200 kN.s.m^{-4} et $e = 0.01$ m, implémentée avec deux approximations différentes par l'équation (2.50).

Des résultats qualitatifs sont représentés sur la figure 2.13, qui montre des cartographies temporelles des résultats de simulations. Les deux codes rendent bien compte des effets de diffraction dus aux ruptures d'impédance : on observe deux fronts d'onde sphériques formés suite au passage de l'onde, dont les origines sont les ruptures d'impédance

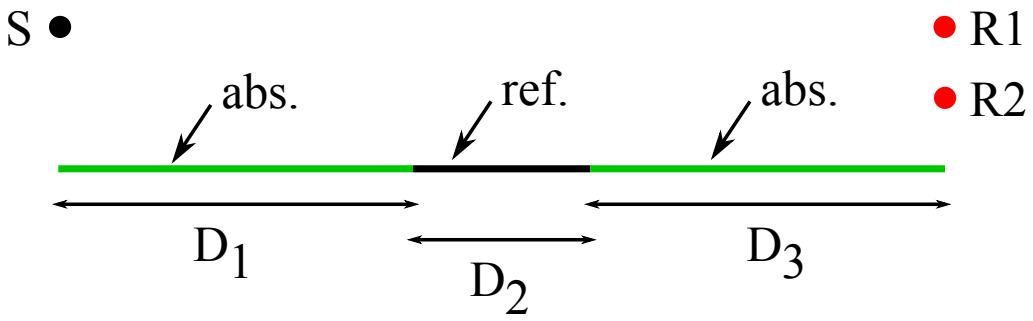


FIGURE 2.12 – Configuration de la modélisation de propagation au dessus d'un sol absorbant présentant des ruptures d'impédance.

(a)

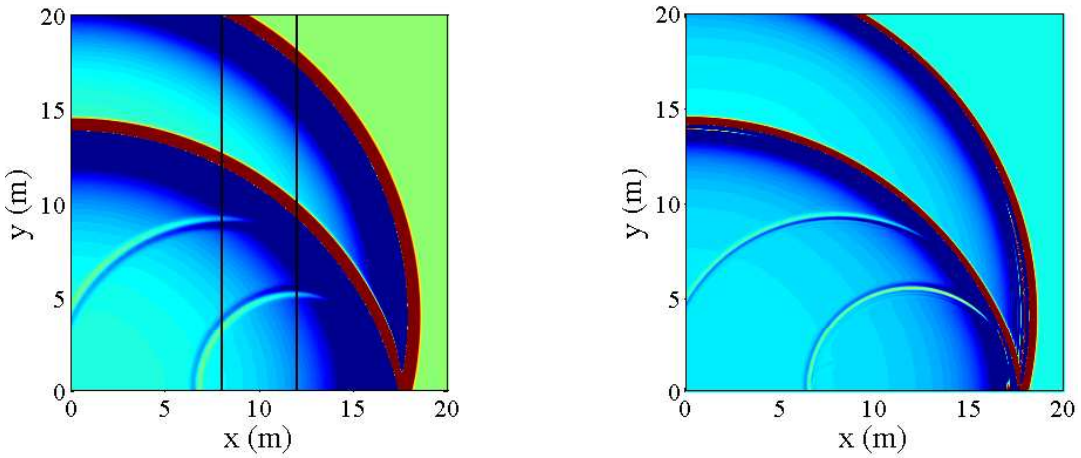
	FDTD
	Ruptures imp.
Δt (s)	5.2×10^{-5}
Δx (m)	0.02
B (cf. eq. (2.17)) (m)	0.2

(b)

	TLM
	Ruptures imp.
Δt (s)	4.1×10^{-5}
Δx (m)	0.02
f_c (cf. eq. (2.46)) (Hz)	1000

TABLEAU 2.5 – Simulations numériques de la propagation au-dessus de ruptures d'impédance. (a) Paramètres des simulations FDTD ; (b) Paramètres des simulations TLM.

en $x = 8$ m et $x = 12$ m (les ruptures d'impédance apparaissent ainsi comme des sources secondaires).

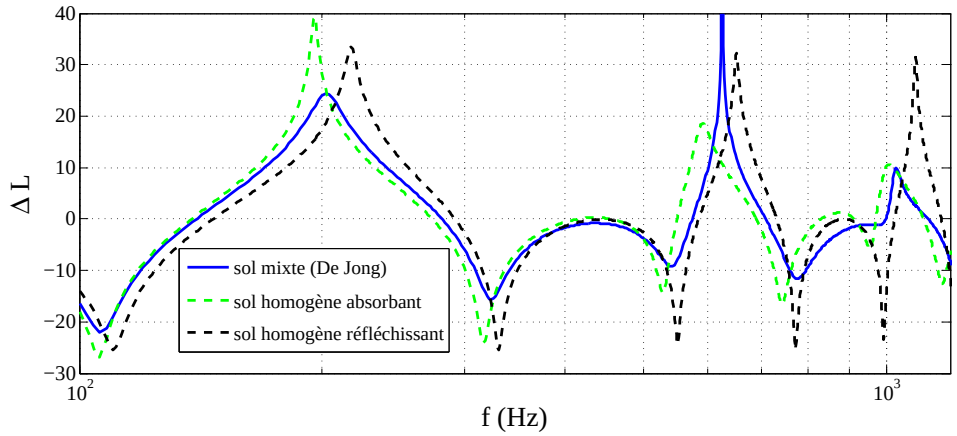


(a) (b)

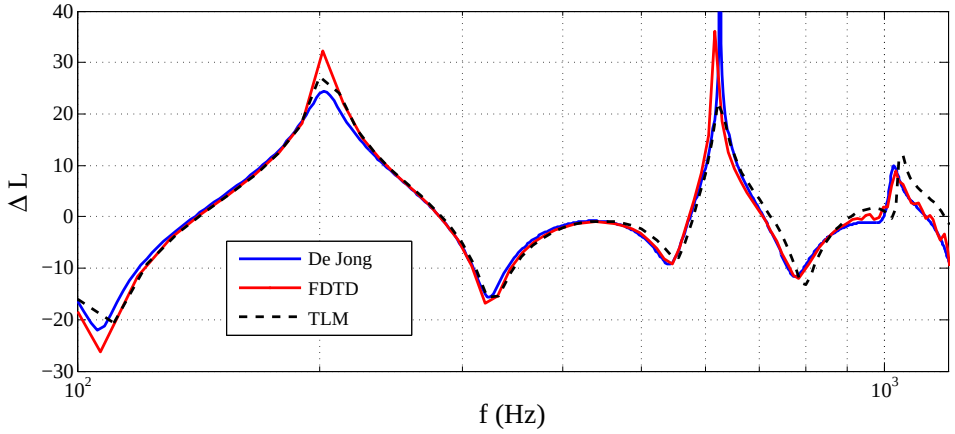
FIGURE 2.13 – Simulation de la propagation au-dessus d'une surface absorbante traversée par une surface réfléchissante : (a) Cartographie temporelle FDTD ; (b) Cartographie temporelle TLM.

Les spectres d'atténuation $\Delta L = L_{R1} - L_{R2}$ entre les deux récepteurs sont calculés par transformée de Fourier des résultats temporels numériques, et comparés à une solution analytique donnée par le modèle de De Jong, exposé dans le premier chapitre (équation (1.35)). Sur la figure 2.14(a) sont représentées la solution du modèle de De Jong ainsi que

les solutions analytiques pour des sols homogènes, uniquement impédant ou uniquement réfléchissant, afin de quantifier l'effet de la propagation au-dessus du sol mixte. Le modèle de De Jong prévoit pour le sol mixte un résultat intermédiaire entre ceux des sols homogènes. Sur la figure 2.14(b), on trace les résultats numériques FDTD et TLM et on les compare à la solution du modèle de De Jong. Les résultats FDTD et TLM sont équivalents et sont en très bon accord avec le modèle de De Jong. Les effets de la rupture d'impédance sur les niveaux sonores sont donc correctement modélisés dans les deux codes.



(a)



(b)

FIGURE 2.14 – (a) Solutions analytiques pour le sol mixte et pour des sols homogènes absorbant ($\sigma = 200$ kN.s.m^{-4}, $e = 0.01$ m) et réfléchissant ; (b) Résultats des simulations numériques FDTD et TLM pour le sol mixte.

2.5 Conclusion du chapitre

Code_Safari et le code TLM sont deux codes de propagation acoustique dans le domaine temporel. Les deux méthodes numériques sont basées sur des principes très différents : la première résout les équations modélisant la propagation (les équations d'Euler linéarisées) en les discrétisant par des schémas aux différences finies, tandis que la seconde est basée sur la modélisation d'un principe physique (le principe d'Huygens). Néanmoins, la prise en compte d'une condition limite d'impédance peut se faire de manière similaire

dans les deux codes, en considérant une impédance approximée par une somme de systèmes rationnels du premier ordre. La possibilité de prendre en compte une impédance approximée de cette manière, avec des pôles réels et des pôles complexes conjugués, a été implémentée dans les deux codes de calcul. Cette implémentation permet de modéliser efficacement des cas de propagation en milieu extérieur au-dessus de sol absorbants homogènes, dont l'impédance est calculée par le modèle de Miki avec effet d'épaisseur. Les effets de la propagation au-dessus de ruptures d'impédance sont également correctement modélisés.

Dans le chapitre 4, les codes FDTD et la TLM seront utilisés pour modéliser la propagation au-dessus de sol rugueux, dans le but de valider les modèles d'impédance effective présentés au chapitre 1. Les impédances effectives modélisant la rugosité pourront ensuite être implémentés dans les codes en les approximant par une somme de fonctions rationnelles présentant des pôles réels et complexes conjugués. Dans le chapitre 5, la méthode TLM sera utilisée pour étudier l'influence de la propagation au-dessus de sols d'impédance spatialement variable, dont les profils d'impédance ont été obtenus expérimentalement.

Chapitre 3

Propagation acoustique au-dessus de surfaces rugueuses : approche expérimentale

Plan du chapitre

3.1 Mesures à échelle réduite 66
3.1.1 Facteur de mise à l'échelle et fréquences d'intérêt 66
3.1.2 Similitude des propriétés d'absorption 66
3.1.3 Prise en compte de l'atténuation atmosphérique 67
3.2 Surfaces de mesure 68
3.2.1 Définition d'un spectre gaussien 68
3.2.2 Surfaces rugueuses 68
3.2.3 Surfaces planes 70
3.3 Mesures 70
3.3.1 Configuration des mesures 70
3.3.2 Impédance des plaques planes 72
3.3.3 Niveau de pression en champ libre à 1 m 72
3.4 Résultats dans le domaine fréquentiel 73
3.4.1 Plaques réfléchissantes 74
3.4.2 Plaques absorbantes 78
3.5 Résultats dans le domaine temporel 81
3.5.1 Solutions analytiques des formes d'ondes dans le domaine temporel 81
3.5.2 Surfaces réfléchissantes 81
3.5.3 Surfaces absorbantes 81
3.6 Conclusion du chapitre 85

La modélisation des effets de la rugosité sur les niveaux sonores grâce au modèle d'impédance effective à bosses présenté au chapitre 1 a pu être améliorée et validée par des mesures en laboratoire [56, 57, 53, 28]. On rappelle que ce modèle considère un profil de rugosité constitué d'une série de petits diffuseurs et exprime une impédance effective en fonction de la géométrie des diffuseurs et de leur espacement (cf. chapitre 1, section 1.3.1). Le modèle d'impédance effective MPP est, quant à lui, fonction du spectre de rugosité de

la surface et permet de considérer des profils de rugosité aléatoires (cf. chapitre 1, section 1.3.2). Ce chapitre présente une campagne de mesures en salle semi-anéchoïque réalisée afin de valider le modèle MPP. Les mesures sont réalisées à l'échelle 1/10 par rapport à un cas de propagation en milieu extérieur.

En premier lieu, on rappelle brièvement les principes de similitude à respecter pour faire des mesures à échelle réduite. On présente ensuite le spectre de rugosité considéré et les surfaces rugueuses conçues pour les mesures. La configuration des mesures, et des mesures complémentaires nécessaires au traitement et à l'analyse des résultats, sont détaillées.

Enfin, les résultats sont exposés. L'influence de la rugosité sur les spectres des niveaux de pression acoustique est étudiée et on compare les résultats à des solutions analytiques utilisant le modèle d'impédance effective. L'influence de la rugosité sur la forme des signaux temporels est également étudiée, et ces derniers sont également comparés à des résultats théoriques utilisant l'impédance effective, notamment dans le but de vérifier si la modélisation par l'impédance effective rend bien compte de l'onde de surface générée par la rugosité lors de la propagation.

3.1 Mesures à échelle réduite

3.1.1 Facteur de mise à l'échelle et fréquences d'intérêt

Les mesures sont réalisées dans la salle semi-anéchoïque de l'Ifsttar, à l'échelle 1/10 (dite échelle réduite) jusqu'à une distance de 5 m correspondant à un cas de propagation en milieu extérieur à moyenne distance d'environ 50 m (dite pleine échelle). Les géométries étant réduites d'un facteur 10, cette mise à l'échelle impose donc de travailler à des longueur d'ondes également réduites d'un facteur 10, et donc avec des fréquences 10 fois plus élevées. La source est un tweeter 3/4" Clarion SRH292HX (plage de réponse en fréquence 2kHz-120kHz d'après le constructeur), supposé omidirectionnel pour les distances de propagation considérées. Le récepteur est un microphone multi-champ 1/4" B&K 4961 (plage de fréquence 5Hz-20kHz d'après le constructeur). Le logiciel B&K PULSE LabShop est utilisé pour mesurer des réponses impulsionnelles à partir de l'émission d'un bruit blanc. D'après les propriétés de la source et du microphone, la plage fréquentielle de validité des mesures est 2kHz-20kHz. A pleine échelle, cette plage de fréquence devient donc 200Hz-2000Hz.

3.1.2 Similitude des propriétés d'absorption

Afin de modéliser correctement les propriétés d'absorption à l'échelle réduite, un matériau absorbant doit être choisi de manière à ce que son impédance aux fréquences de l'échelle réduite soit égale à l'impédance du matériau que l'on veut modéliser aux fréquences de la pleine échelle, *i.e.* :

$$Z_S^r(10 * f) = Z_S(f) \tag{3.1}$$

où l'exposant r indique l'échelle réduite. Si le matériau est caractérisé par les modèles d'impédance de Delany-Bazley ou de Miki (cf. chapitre 1, section 1.1.3.1), la relation (3.1) est vérifiée si le rapport f/σ reste constant aux deux échelles. Ainsi, la résistance au passage de l'air σ du matériau à l'échelle réduite doit être 10 fois plus importante qu'à pleine échelle. Si en plus la correction d'épaisseur est prise en compte (cf. chapitre 1,

équation (1.12)), il est nécessaire que le produit $(f \times e)$ reste constant. L'épaisseur effective e du matériau doit alors être 10 fois plus petite à échelle réduite. Par exemple, un sol herbeux tel quel $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4} et $e = 0.015$ m doit être modélisé à l'échelle 1/10 par un matériau absorbant avec $\sigma = 2000$ kN.s.m^{-4} et $e = 0.0015$ m. En général, des couches de feutrines sont utilisées pour modéliser des sols naturels absorbants à échelle réduite [115].

3.1.3 Prise en compte de l'atténuation atmosphérique

Aux hautes fréquences d'étude imposées par la réduction d'échelle, l'absorption atmosphérique n'est plus négligeable. Cette atténuation, qui augmente avec la fréquence et la distance, est due à des effets de dissipation visco-thermiques dans l'air ainsi qu'à des effets de relaxation moléculaire [116]. Elle peut être calculée par des méthodes standardisées, en fonction de la pression atmosphérique, de la température et de l'humidité [117, 118]. La pression atmosphérique dans la salle semi-anéchoïque est supposée constante et égale à une atmosphère. La température T et l'humidité relative H sont relevés à chaque mesure. Leur valeurs ont très peu varié et valaient en moyenne respectivement $T = 16.2 \pm 0.5$°C et $H = 82 \pm 2.7\%$. Le coefficient d'atténuation atmosphérique en dB.m^{-1} pour ces conditions moyennes est représentée sur la figure 3.1.

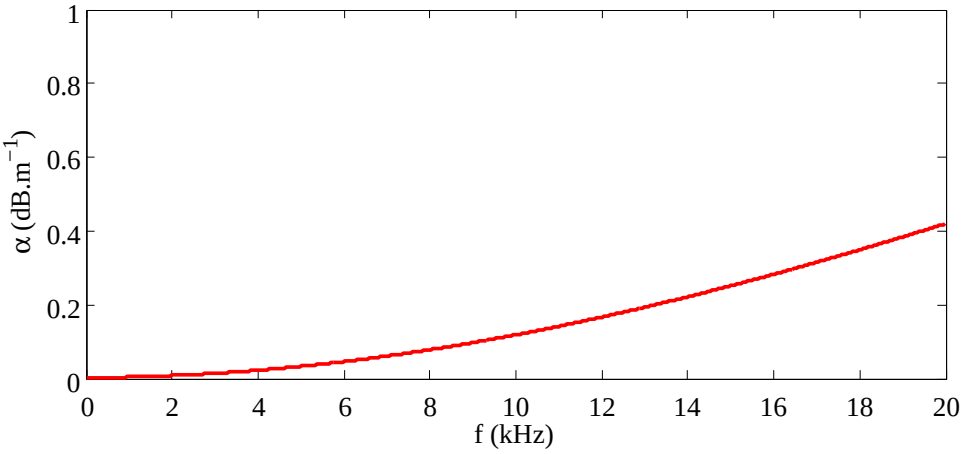


FIGURE 3.1 – Coefficient d'absorption atmosphérique α pour $T = 16.2$°C et $H = 82\%$ calculé d'après la norme ISO 9613-1 [117].

A échelle réduite, à des distances de l'ordre de 5 m, l'atténuation est d'environ de 2 dB à 20 kHz. A pleine échelle, à des distances de l'ordre de 50 m, l'atténuation est d'environ 0.4 dB à 2 kHz et s'avère donc être négligeable. Par la suite, toutes les mesures seront donc corrigées de manière à supprimer l'effet de l'absorption atmosphérique, présent à échelle réduite mais négligeable lorsque l'on se ramène à pleine échelle.

3.2 Surfaces de mesure

3.2.1 Définition d'un spectre gaussien

On considère ici un profil de rugosité 1D caractérisé par un spectre gaussien, défini dans l'espace des nombres d'onde k par [119] :

$$W(k) = \frac{\sigma_h^2 l_c}{2\sqrt{\pi}} e^{\frac{-k^2 l_c^2}{4}} \tag{3.2}$$

où σ_h est l'écart-type des hauteurs et l_c la longueur de corrélation. Ainsi, si le spectre de rugosité d'un sol est gaussien ou supposé gaussien, la rugosité du sol (et son impédance effective) peut être définie par ces deux paramètres statistiques. La figure 3.2 présente un exemple de profil de rugosité défini par un spectre gaussien.

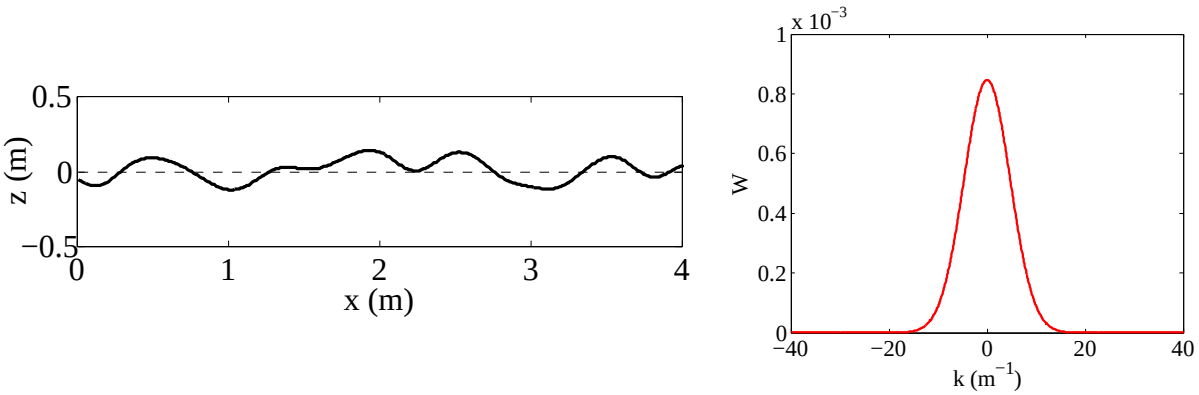


FIGURE 3.2 – Exemple de profil rugueux (à gauche) dont le spectre de rugosité gaussien (à droite) est défini par l'équation (3.2) avec $\sigma_h = 0.1$m et $l_c = 0.3$m.

3.2.2 Surfaces rugueuses

Un profil de rugosité d'une longueur de 55 m et défini par un spectre gaussien avec $\sigma_h = 0.05$ m and $l_c = 0.2$ m est généré par la méthode exposée dans [119]. Ce profil est réalisé à l'échelle 1/10 dans deux plaques de polystyrène de masse volumique 20 kg.m^{-3}. Le profil est invariant selon l'axe transverse. Les plaques sont de dimension 6 m x 1.8 m, chaque plaque étant en fait constituée par un ensemble 3x3 plaques de dimension 2 m x 0.6 m. Un schéma des plaques est donné sur la figure 3.3.

La largeur des plaques a été déterminée par un calcul de la zone de Fresnel (cf. chapitre 1, section 1.2.4), de manière à éviter que des diffractions dues aux effets de bords perturbent les résultats. En effet, d'après l'équation (1.37), la largeur de la zone de Fresnel pour une source et un récepteur espacés de $d = 5$ m et situés à une même hauteur de $H_R = H_S = 0.5$ m vaut 1.6 m pour une fréquence de 500 Hz. Ainsi, une largeur des plaques de 1.8 m garantit la possibilité de faire des mesures jusqu'à une fréquence minimale de 500 Hz à l'échelle 1/10 (et donc 50 Hz à pleine échelle).

Les plaques sont enduites de résine époxy. Une plaque est laissée enduite de résine uniquement afin de la laisser réfléchissante (figure 3.4(a)), tandis que l'autre est recouverte d'une couche de feutrine d'épaisseur 1 mm pour la rendre absorbante (figure 3.4(b)).

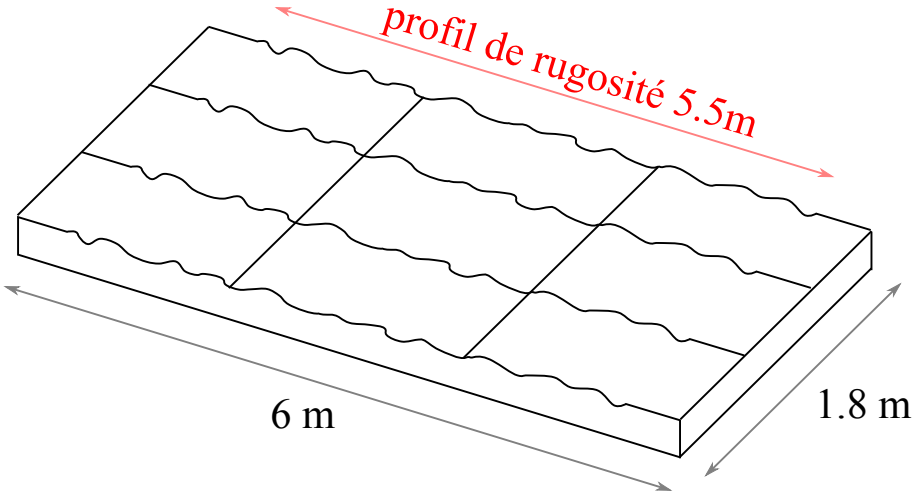
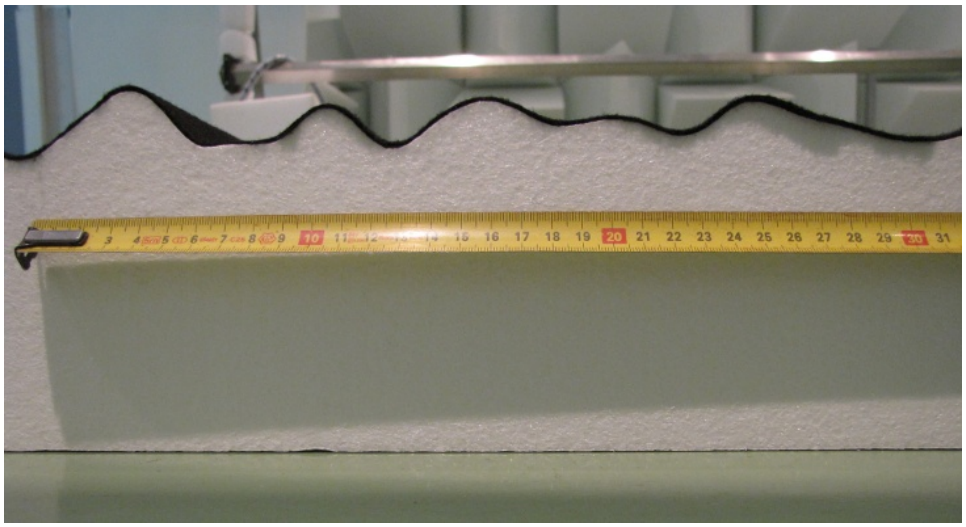


FIGURE 3.3 – Schéma des plaques présentant un profil de rugosité 1D.



(a) (b)

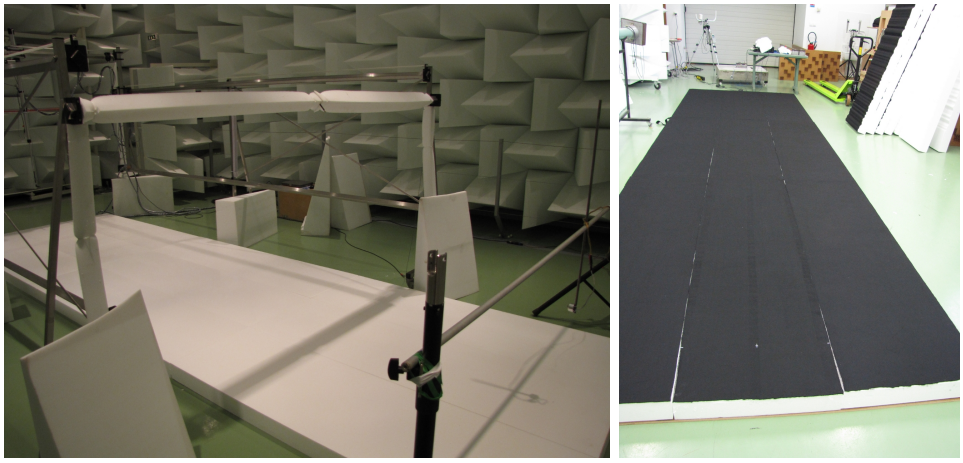


(c)

FIGURE 3.4 – Surface de mesure rugueuses avec un spectre de rugosité gaussien. (a) Enduite de résine époxy ; (b) Enduite de résine époxy et recouverte de feutrine ; (c) Echelle de la rugosité.

3.2.3 Surfaces planes

Deux plaques parfaitement planes de même dimensions sont également fabriquées. Comme précédemment, pour les rendre respectivement réfléchissante et absorbante, l'une est seulement enduite de résine époxy et l'autre est enduite de résine et recouverte de feutrine (figure 3.5). Les mesures au-dessus de ces plaques planes permettront de caractériser l'effet de la rugosité par rapport au cas parfaitement plat.



(a) (b)

FIGURE 3.5 – Surfaces de mesure planes (a) Enduite de résine époxy (réfléchissante) ; (b) Enduite de résine époxy et recouverte de feutrine (absorbante).

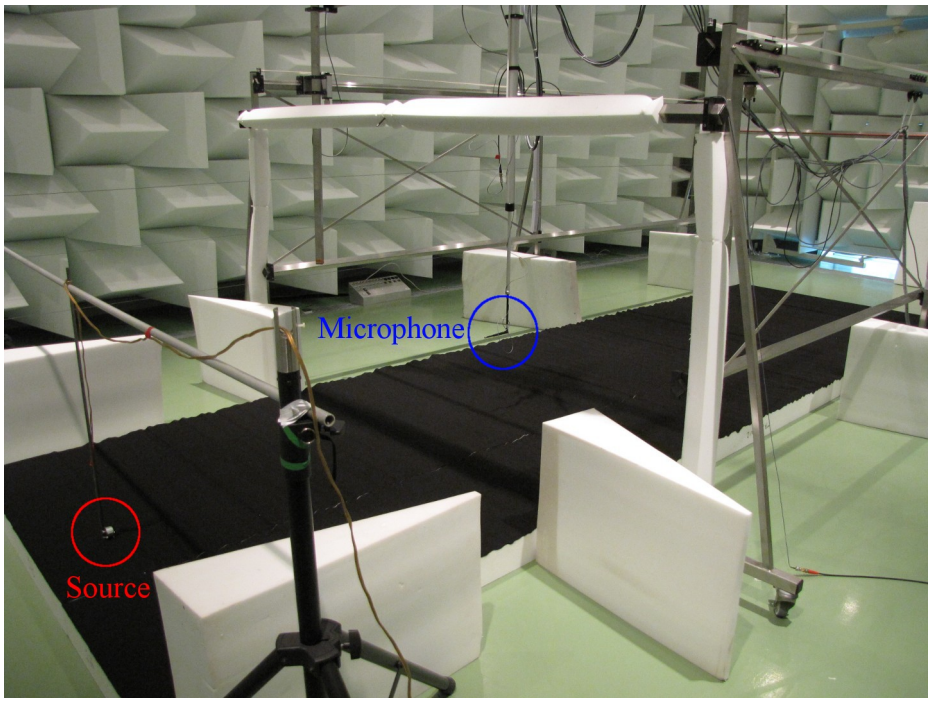
3.3 Mesures

On présente dans cette section la configuration des mesures, ainsi que des mesures complémentaires nécessaires à l'analyse des résultats (impédance des surfaces planes et niveau de pression en champ libre à 1 m). **A partir de maintenant, les dimensions et fréquences sont données à pleine échelle, sauf indication contraire. Ainsi, une mesure réalisée à une distance de 5 m est écrite comme réalisée à 50 m à pleine échelle. La bande de fréquence d'étude est 200-2000 Hz, alors que la bande de fréquence des mesures à échelle réduite est 2-20 kHz.**

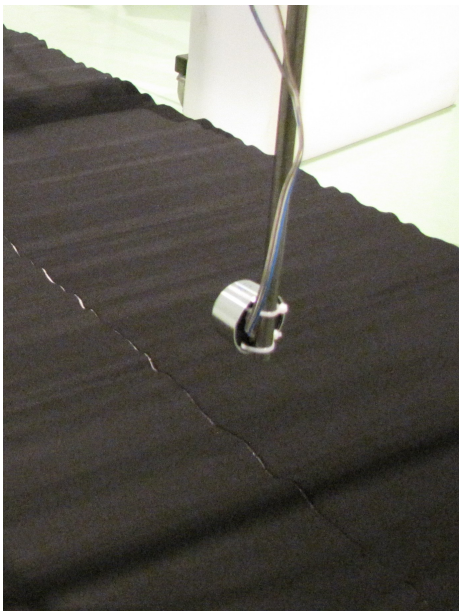
3.3.1 Configuration des mesures

Les réponses impulsionnelles sont mesurées au-dessus des quatre surfaces (rugueuse réfléchissante, rugueuse absorbante, plane réfléchissante, plane absorbante). La figure 3.6(a) montre un exemple de mesure au-dessus de la surface rugueuse absorbante. La position du microphone est pilotée avec une précision de l'ordre du mm par un système de déplacement automatique, visible sur la figure 3.6(c).

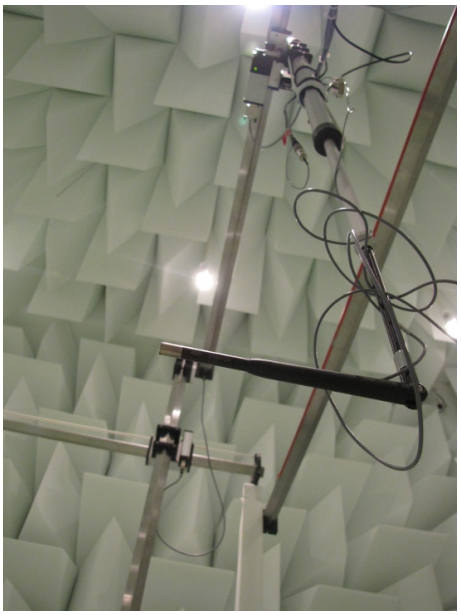
On considère six hauteurs de source H_S : 0.2 m, 1 m, 2 m, 3 m, 4 m et 5 m. Pour chacune de ces hauteurs de source, les mesures sont réalisées suivant un plan vertical dans l'axe de la source par rapport au plan de référence de la plaque, à 5 hauteurs H_R : 1 m, 2 m, 3 m, 4 m, 5 m et à 39 distances d : 17 m, 18 m, ... 54 m, 55 m. Ainsi, pour chacune des quatre surfaces, 1170 réponses impulsionnelles sont mesurées. La grille de mesure pour chaque hauteur de source est représentée sur la figure 3.7.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.6 – (a) Vue globale de la configuration de mesure ; (b) Source haute-fréquence ; (c) Microphone contrôlé par le système de déplacement automatique.

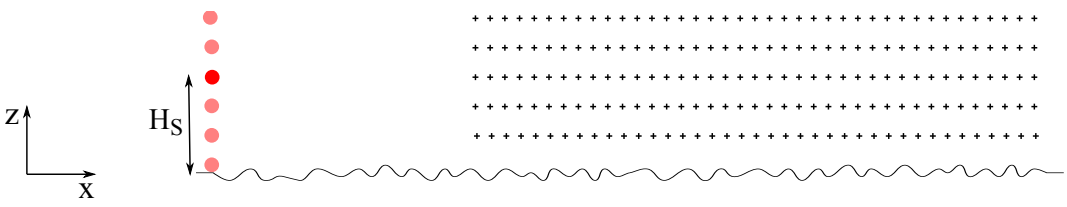


FIGURE 3.7 – Grille de mesure pour chaque hauteur de source H_S.

3.3.2 Impédance des plaques planes

Comme exposé dans le chapitre 1, la formulation de l'impédance effective s'exprime comme une correction de l'admittance normalisée (équation (1.43)). Il est donc nécessaire de mesurer l'impédance Z_S des surfaces planes pour pouvoir calculer l'impédance effective des surfaces rugueuses. Pour cela, le modèle de Miki avec une correction d'épaisseur est considéré (cf. chapitre 1, section 1.1.3.1). On utilise la technique à deux microphones et la méthode semi-automatique de recalage d'une solution analytique grâce aux paramètres σ et e, qui sont exposées plus en détails dans le chapitre 5. La géométrie de mesure décrite au chapitre 5 est ainsi reproduite à l'échelle 1/10. La figure 3.8 montre les résultats à pleine échelle.

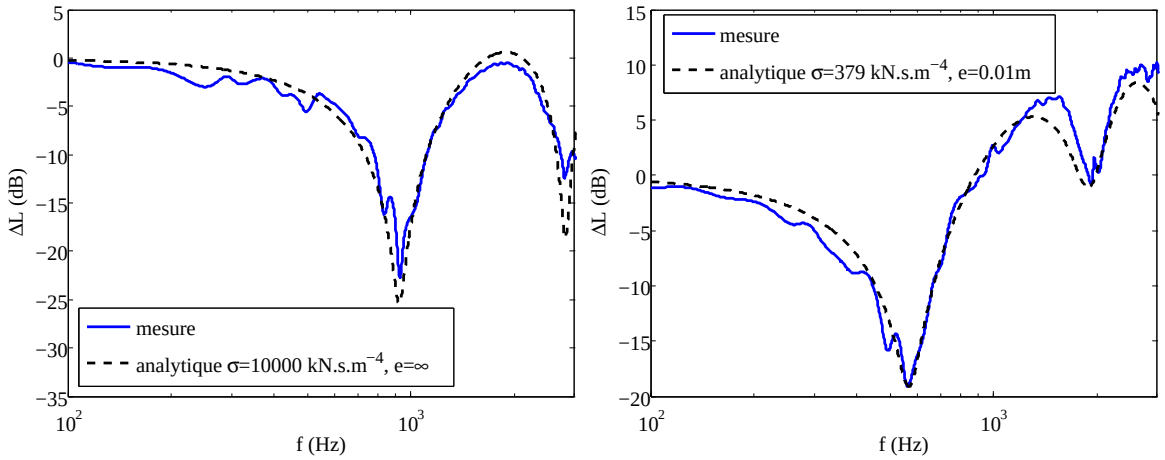


FIGURE 3.8 – Estimation des paramètres d'impédance des plaques planes à pleine échelle. (a) Surface enduite de résine époxy ; (b) Surface enduite de résine époxy et recouverte de feutrine.

On estime ainsi que la plaque uniquement enduite de résine correspond à une surface présentant une résistance au passage de l'air $\sigma = 10000$ kN.s.m^{-4} et une épaisseur e infinie (ce qui correspond bien au caractère réfléchissant de la plaque). La plaque recouverte de feutrine correspond quant à elle à une surface dont la résistance au passage de l'air vaut $\sigma = 380$ kN.s.m^{-4} et avec une épaisseur $e = 0.01$ m, ce qui est proche des propriétés d'un sol herbeux. On note qu'à échelle réduite, cette épaisseur vaut 1 mm, ce qui correspond à l'épaisseur réelle de la couche de feutrine.

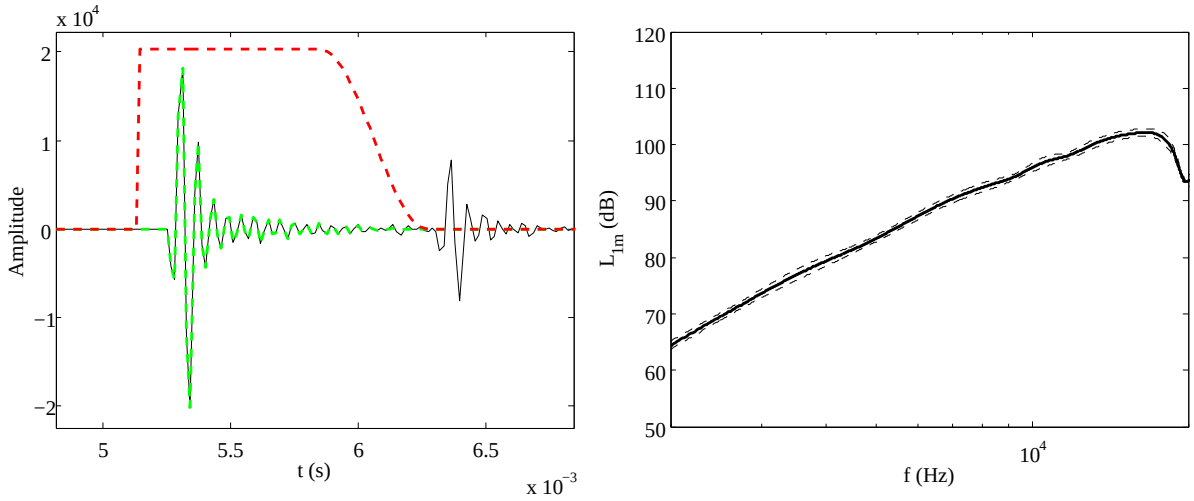
3.3.3 Niveau de pression en champ libre à 1 m

On cherche à caractériser le spectre de la source en estimant le niveau de pression en champ libre à 1 m. Des réponses impulsionnelles sont mesurées au-dessus du sol de la salle-semi-anéchoïque aux distances réduites $d = 1.7$ m, 1.8 m, ... 5.4 m, 5.5 m et avec la source et le microphone à la même hauteur réduite $H_S = H_R = 0.6$ m. Cette hauteur assure une séparation nette entre le signal direct et le signal réfléchi sur le sol. Pour chacune de ces 39 mesures, le signal est fenêtré afin de ne garder que le signal direct, comme montré sur la figure 3.9(a) et le niveau de pression en champ libre à 1 m L_{1m} est

estimé par :

$$L_{1m} = L_{exp}(d) - 20\log(d) \tag{3.3}$$

où L_{exp} est le niveau sonore du signal direct et corrigé pour supprimer l'effet de l'atténuation atmosphérique. Le niveau de pression en champ libre à 1 m (considéré par la suite pour calculer des niveaux relatifs) est la moyenne de toutes ces évaluations, représentée pour la source réelle (à échelle réduite) sur la figure 3.9(b). A pleine échelle, on considère pour la source équivalente un spectre de forme identique avec l'échelle de fréquence divisée par 10.



(a) (b)

FIGURE 3.9 – (a) Fenêtrage des réponses impulsionnelles pour ne garder que le signal direct : (- -) fenêtre, (—) signal brut, (- -) signal direct fenêtré ; (b) Estimation du niveau de pression en champ libre à 1 m : (—) valeur moyenne, (- -) valeur moyenne ± un écart-type.

3.4 Résultats dans le domaine fréquentiel

En chaque point de mesure les signaux temporels sont fenêtrés pour supprimer les réflexions parasites sur la structure de mesure (cf. figure 3.6(a)). Ces réflexions parasites sont visibles sur la figure 3.10. Une transformée de Fourier est réalisée ensuite pour obtenir des spectres de niveaux de pression. On calcule finalement le niveau relatif au niveau en champ libre à 1 m (mesuré dans la section précédente).

On présente dans cette section les résultats pour les hauteurs de source $H_S = 0.2$ m et $H_S = 2$ m. Les niveaux sonores relatifs au champ libre à 1 m obtenus expérimentalement au-dessus des surfaces rugueuses sont comparés à ceux obtenus au-dessus des surfaces planes (afin de caractériser les effets de la rugosité) et à des solutions analytiques. Ces dernières sont obtenues en utilisant la formule de Weyl-Van der Pol (équation (1.20)) avec le modèle d'impédance effective. Les impédances effectives sont calculées en intégrant numériquement l'équation (1.43) avec le spectre gaussien donnée par l'équation (3.2) et en considérant l'impédance des surfaces planes estimées avec le modèle de Miki. Les résultats expérimentaux et analytiques pour les autres hauteurs de source ($H_S = 1$, 3, 4 et 5 m) sont donnés dans l'annexe C et sont majoritairement très satisfaisants.

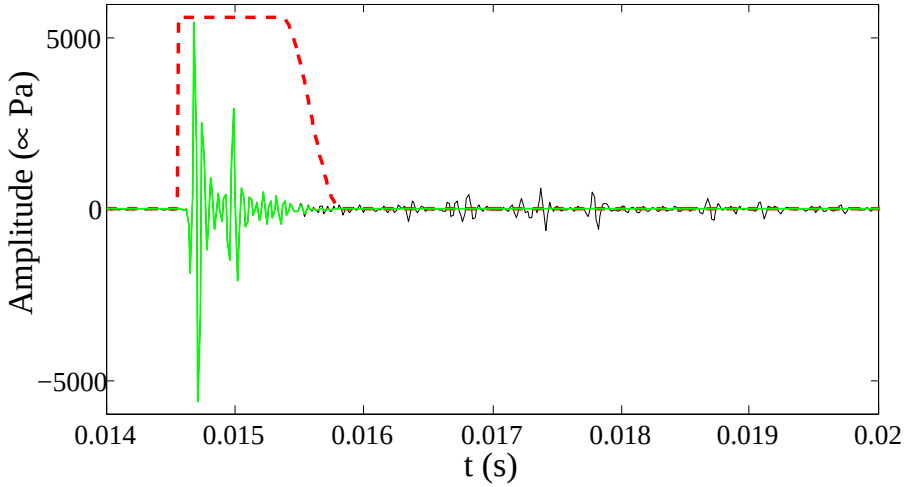


FIGURE 3.10 – Fenêtrage des signaux pour supprimer les réflexions parasites : (- -) fenêtre, (—) signal brut, (—) signal fenêtré.

3.4.1 Plaques réfléchissantes

Source proche du sol

La figure 3.11 présente des cartographies des niveaux de pression relatifs au champ libre à 1 m pour différentes fréquences, au-dessus des surfaces réfléchissantes et pour la source située à $H_R = 0.2$ m. Comparer les mesures au-dessus de la surface plane (cartographies du haut) à celles au-dessus de la surface rugueuse (cartographies du milieu) montre que la rugosité a pour effet de réduire les niveaux et de créer des zones d'ombre. Cet effet est plus prononcé et les zones d'ombres sont plus grandes aux hautes fréquences. Les niveaux sonores estimés analytiquement (cartographies du bas) sont en bon accord avec les mesures et on retrouve bien les zones d'ombre induites par la rugosité, particulièrement à 1000 Hz et 1500 Hz.

Les spectres de niveau à différents points de mesures (balayant toute la surface de mesure) sont tracés sur la figure 3.12. En comparant les courbes noires (mesures au-dessus des surfaces planes) et les courbes bleues, on voit de nouveau que la rugosité réduit très fortement les niveaux. Cette réduction augmente avec la distance et la fréquence. Elle est particulièrement forte en incidence rasante et atteint 20 dB en hautes fréquences à une distance $d = 55$ m et une hauteur $H_R = 1$ m. Les niveaux calculés analytiquement avec l'impédance effective (courbes rouges) rendent globalement bien compte de cette réduction.

Source élevée

Les cartographies de niveaux pour la source située à $H_R = 2$ m sont visibles sur la figure 3.13. La comparaison entre les mesures au-dessus de la surface plane et de la surface rugueuse montre que la rugosité réduit globalement les niveaux sonores, particulièrement aux plus grandes distances et près du sol (en incidence rasante) pour les plus basses fréquences (200 Hz et 500 Hz). La propagation au-dessus de la surface rugueuse conduit à la génération de figures d'interférence plus perturbées. Les niveaux estimés analytiquement avec l'impédance effective concordent globalement bien avec les cartographies de mesure, et la forme globale des figures interférentielles modifiées par la rugosité est correctement prédite.

Sur la figure 3.14 on trace les spectres à différents points de mesure. Les creux d'effets de sol sont dus aux interférences destructives entre le champ direct et le champ réfléchi. Pour toutes les mesures, on observe un important décalage vers les basses fréquences du premier creux sur les mesures au-dessus de la surface rugueuse (courbe noire) par rapport au cas plan (courbe bleue). Cela concorde avec les observations de Bashir *et al.* lors de mesures au-dessus de profil de rugosité constitué de diffuseurs de géométrie fixe [28]. Ce décalage du creux a pour conséquence de réduire de manière significative les niveaux en basses fréquences pour le cas rugueux. En incidence rasante, loin de la source ($d = 45,55$ m) et plus proche du sol ($H_R = 1$ m), les niveaux sont fortement réduits jusqu'à 1000 Hz, ce qui était déjà observable sur les cartographies. Par exemple, cette réduction est d'environ 10 dB entre 300 Hz et 700 Hz à $d = 55$ m. La concordance des niveaux de pression calculés analytiquement (courbes rouges) avec les mesures est satisfaisante. En particulier, à $H_R = 3$ m et $H_R = 5$ m, la position des creux d'effet de sol est très précisément retrouvée. On remarque que les spectres mesurés au-dessus de la surface rugueuse présentent des oscillations, dues aux multiples réflexions entre les éléments du profil de rugosité. Ces réflexions ne sont pas prise en compte par le modèle d'impédance effective ; ces oscillations ne sont donc pas observables sur les résultats analytiques, qui rendent compte des effets moyens de la surface rugueuse décrite statistiquement alors que les données expérimentales ne sont caractéristiques que d'une seule réalisation du profil de rugosité.

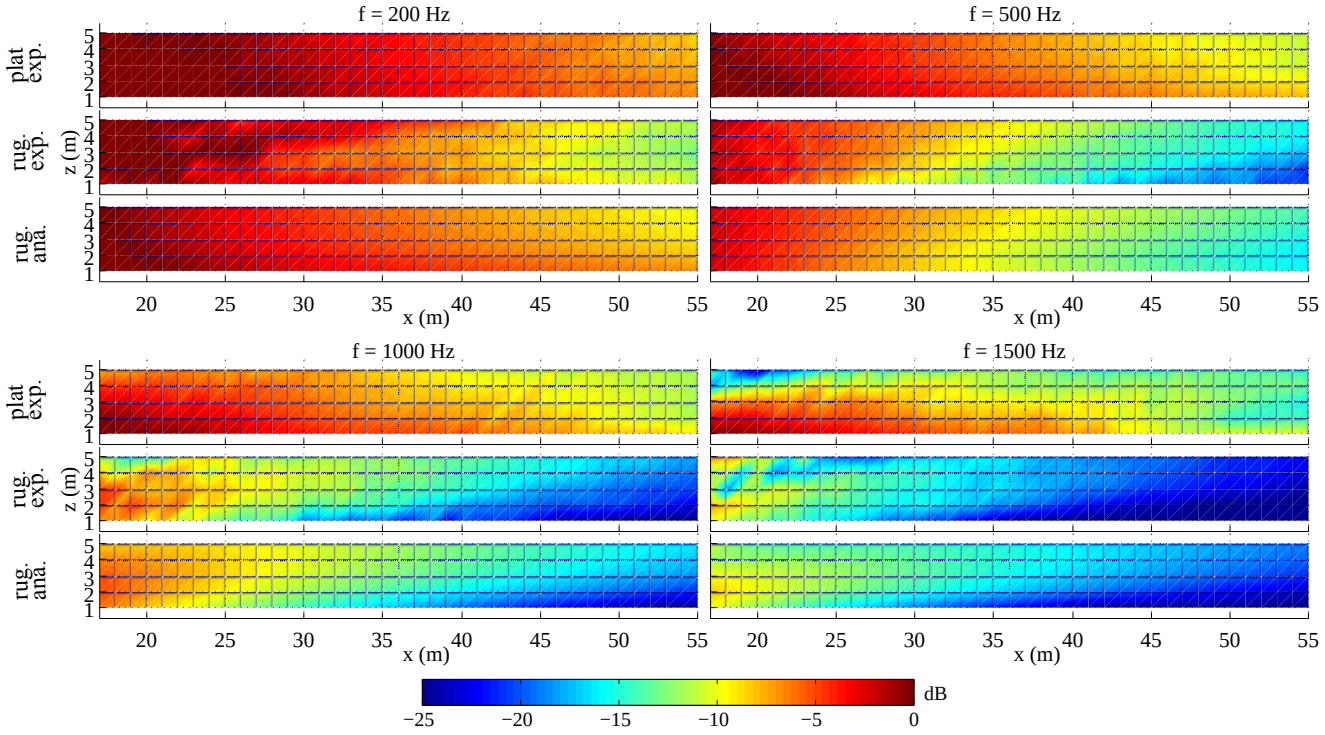


FIGURE 3.11 – Source située à $H_S = 0.2$ m au-dessus des surfaces réfléchissantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

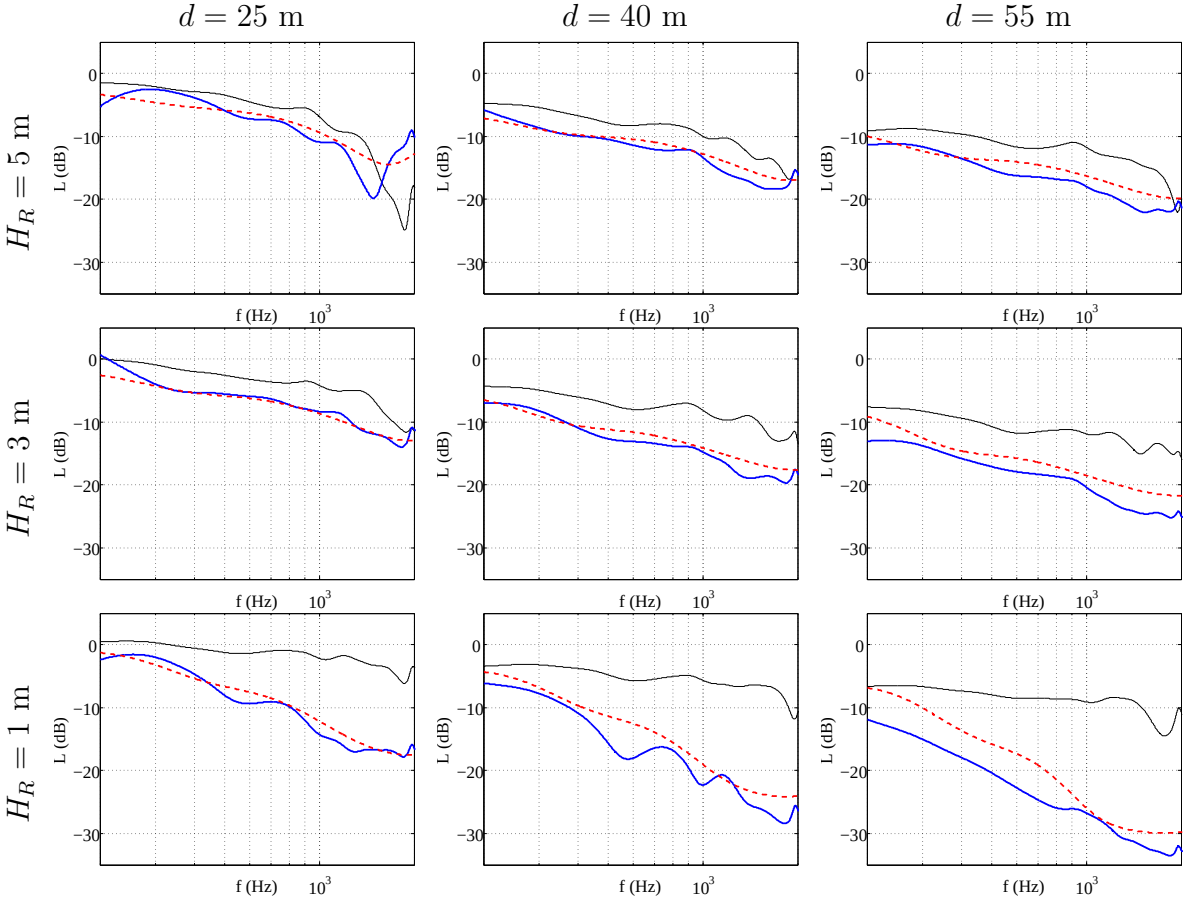


FIGURE 3.12 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces réfléchissantes pour $H_S = 0.2$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

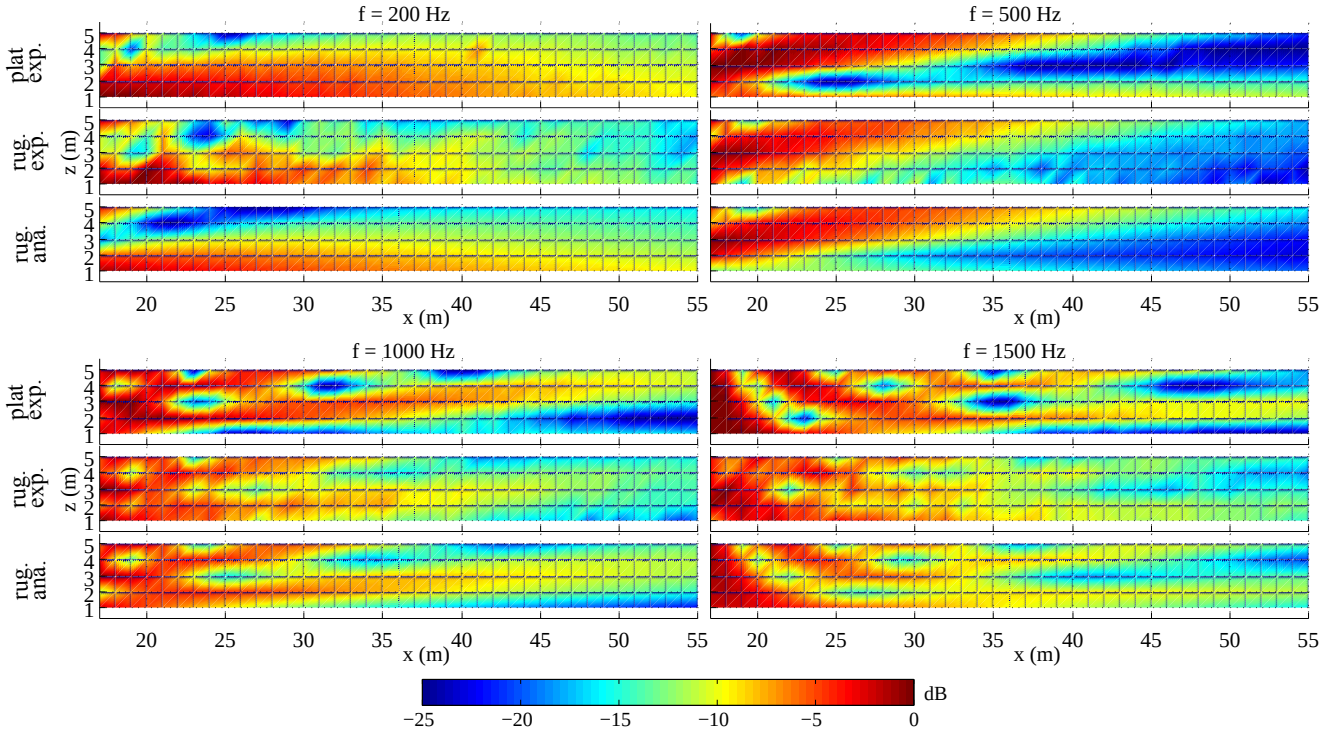


FIGURE 3.13 – Source située à $H_S = 2$ m au-dessus des surfaces réfléchissantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

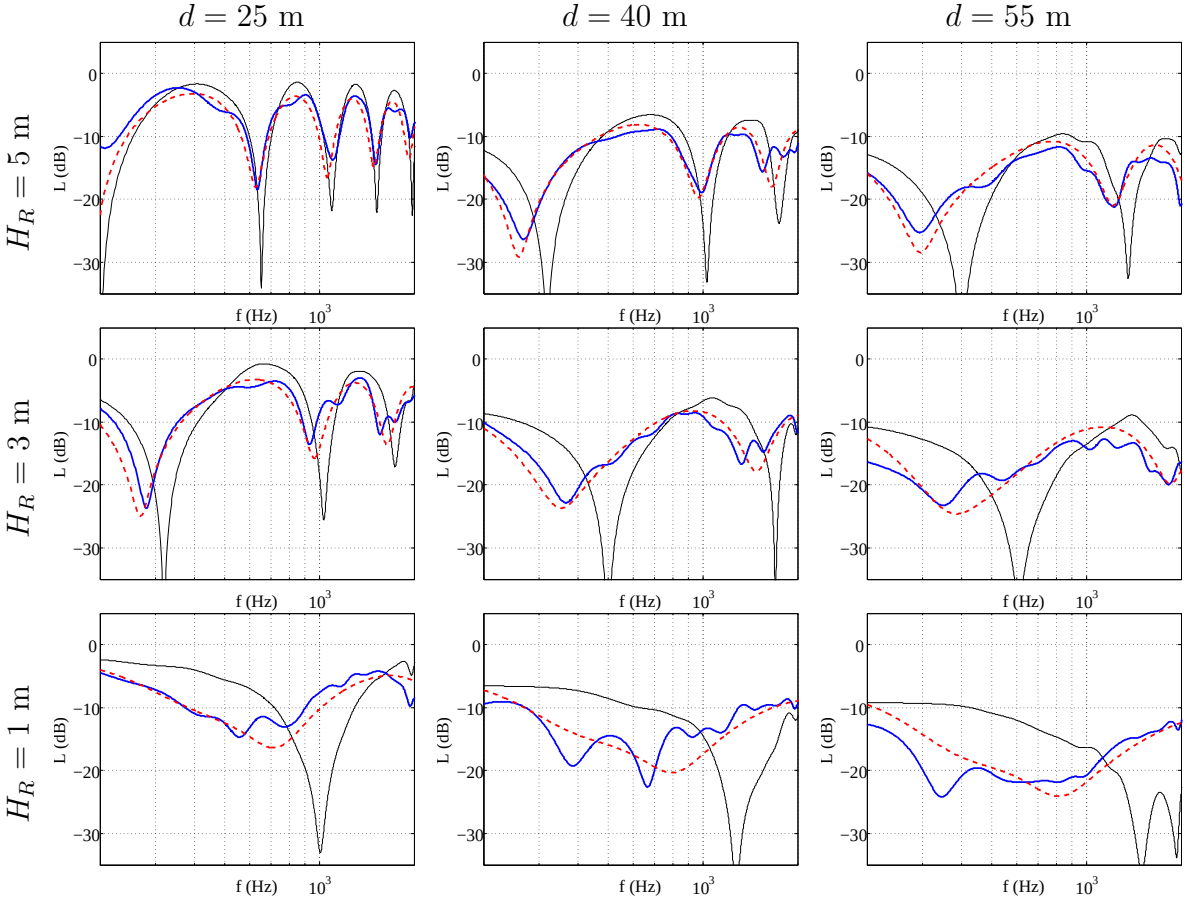


FIGURE 3.14 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces réfléchissantes pour $H_S = 2$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

3.4.2 Plaques absorbantes

Source proche du sol

La figure 3.15 montre les cartographies des niveaux sonores au-dessus des surfaces absorbantes pour une source située à une hauteur $H_S = 0.2$ m. En comparant les cartographies du haut et du milieu, on voit que l'effet de la rugosité est moins prononcé par rapport au cas des surfaces réfléchissantes avec la même hauteur de source. A 200 Hz, le niveau sonore est réduit au-dessus de la surface rugueuse pour les plus grandes distances (supérieures à $d = 35$ m). L'effet de la rugosité est beaucoup moins important aux plus hautes fréquences. Les cartographies obtenues analytiquement en utilisant le modèle d'impédance effective sont similaires à celles obtenues par mesure au-dessus de la surface rugueuse. Il faut cependant noter que ces solutions sont obtenues en considérant une impédance effective calculée avec $\sigma = 380$ kN.s.m^{-4} et une épaisseur infinie pour l'impédance de la surface plane, tandis qu'une valeur finie de l'épaisseur ($e = 0.01$ m) avait été estimée par la mesure d'impédance dans la section 3.3.2. En effet, les résultats analytiques présentent un moins bon accord avec les mesures si cette valeur finie de l'épaisseur est considérée. Cela peut s'expliquer par le fait que l'épaisseur de couche absorbante a surtout un effet pour des courtes distances de propagation, de l'ordre de quelques mètres [18].

Le même constat peut être fait en regardant les spectres des niveaux de pression en différents points de mesure (figure 3.16) : les courbes bleues et noires divergent principalement en basses fréquences. A $d = 55$ m à une hauteur $H_R = 1$ m les niveaux sont réduits d'une dizaine de dB entre 200 Hz et 400 Hz. Les solutions analytiques avec impédance effective rendent bien compte de cette réduction (mais toujours en considérant une épaisseur infinie).

Source élevée

On représente les cartographies de niveaux au-dessus des surfaces absorbantes pour une source située à une hauteur $H_S = 2$ m sur la figure 3.17. Pour cette hauteur de source, l'effet de la rugosité est également moins prononcé en comparaison avec le cas des surfaces réfléchissantes. A 200 Hz, le niveau sonore est réduit au-dessus de la surface rugueuse pour les plus grandes distances (supérieures à $d = 35$ m). Aux autres fréquences, le principal effet de la rugosité est de décaler faiblement la position des figures interférentielles. Néanmoins, ces effets sont assez bien pris en compte sur les niveaux calculés analytiquement.

Les spectres de niveaux pour cette hauteur sont tracés sur la figure 3.18. Comme pour le cas des surfaces réfléchissantes, la rugosité induit un décalage de la position des creux d'effet de sol. Le creux principal pour la surface plane absorbante (courbe noire) étant à plus basse fréquence, l'effet de la rugosité est moins prononcé que par rapport au cas plan réfléchissant, mais tout de même significatif aux basses fréquences. A une hauteur $H_R = 1$ m, le niveau est réduit de plus de 10 dB à 300 Hz. Aux plus hautes fréquences (supérieures à 1000 Hz), l'effet de la rugosité est négligeable (les courbes noires et bleues se superposent). Les niveaux de pression analytiques calculés avec l'impédance effective présentent encore une fois un bon accord avec les niveaux mesurés au-dessus des surfaces rugueuses.

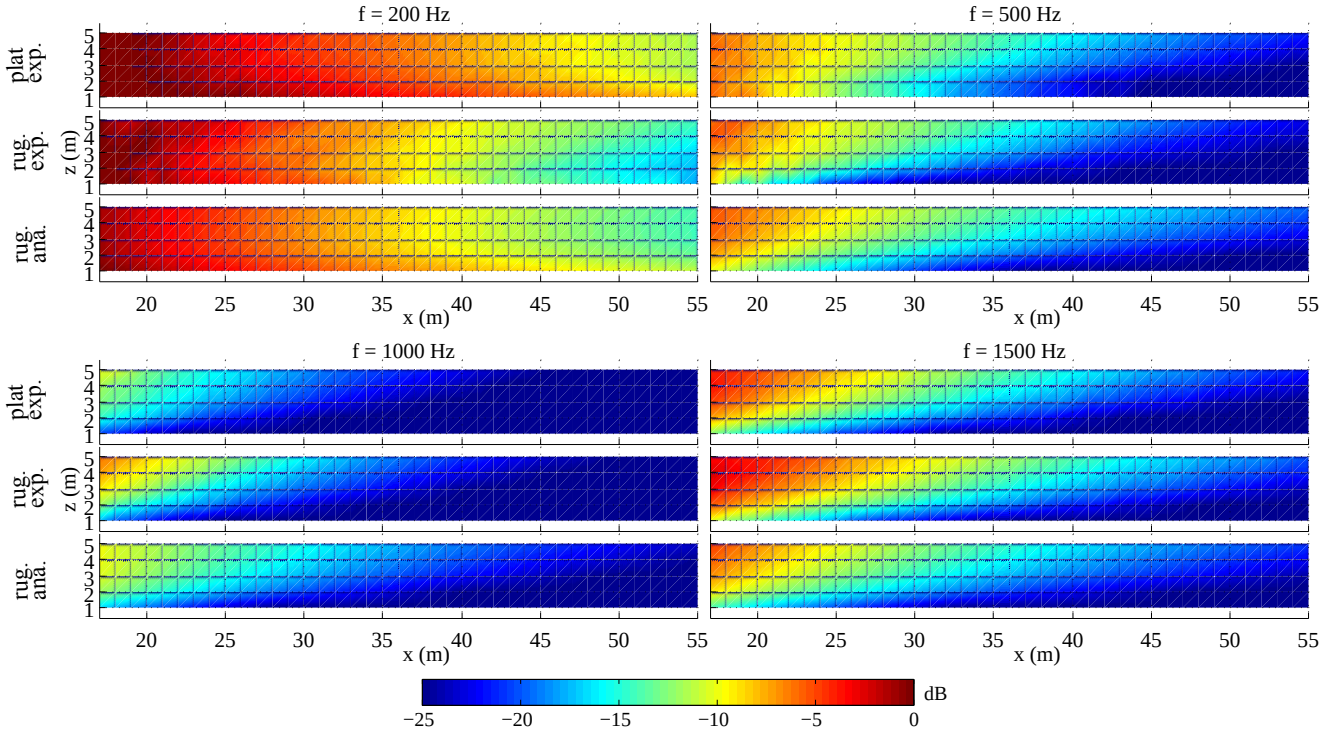


FIGURE 3.15 – Source située à $H_S = 0.2$ m au-dessus des surfaces absorbantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

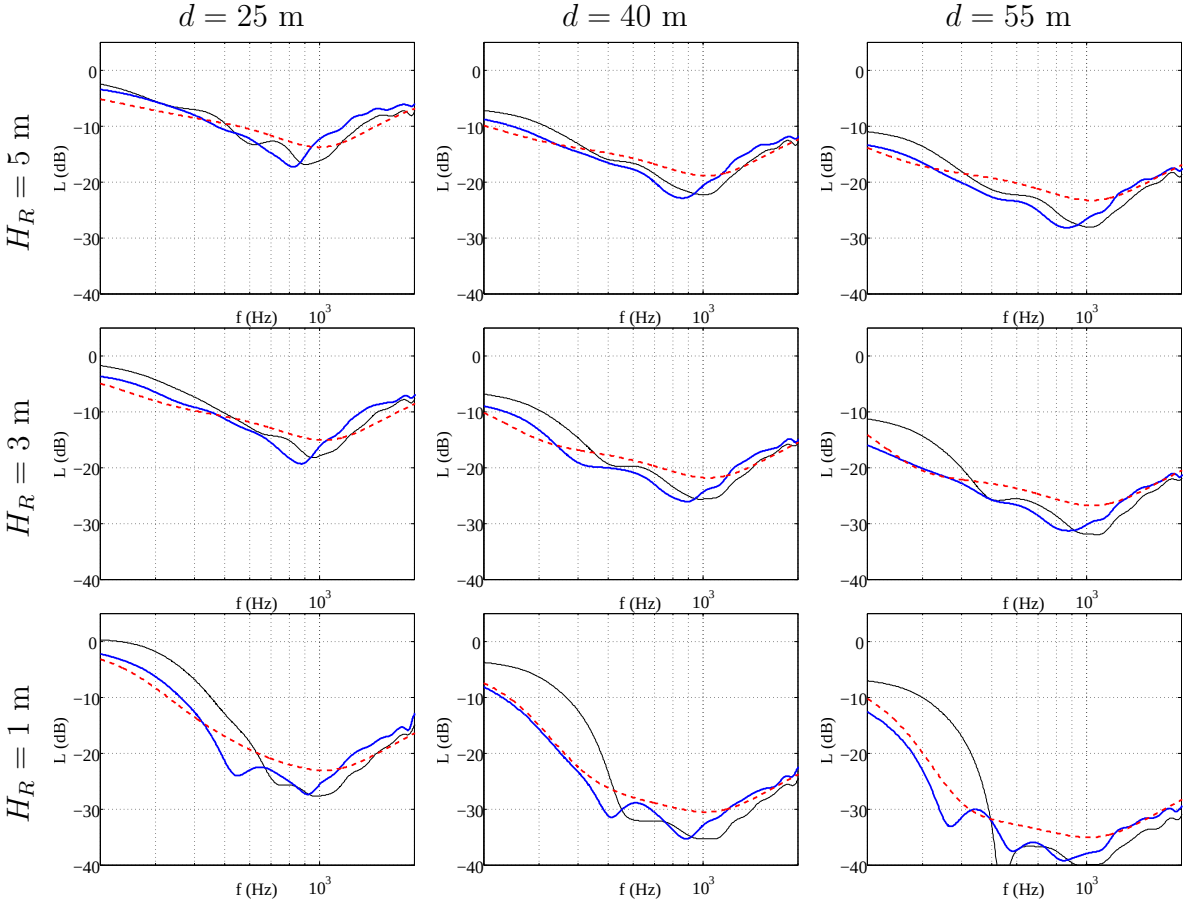


FIGURE 3.16 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces absorbantes pour $H_S = 0.2$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

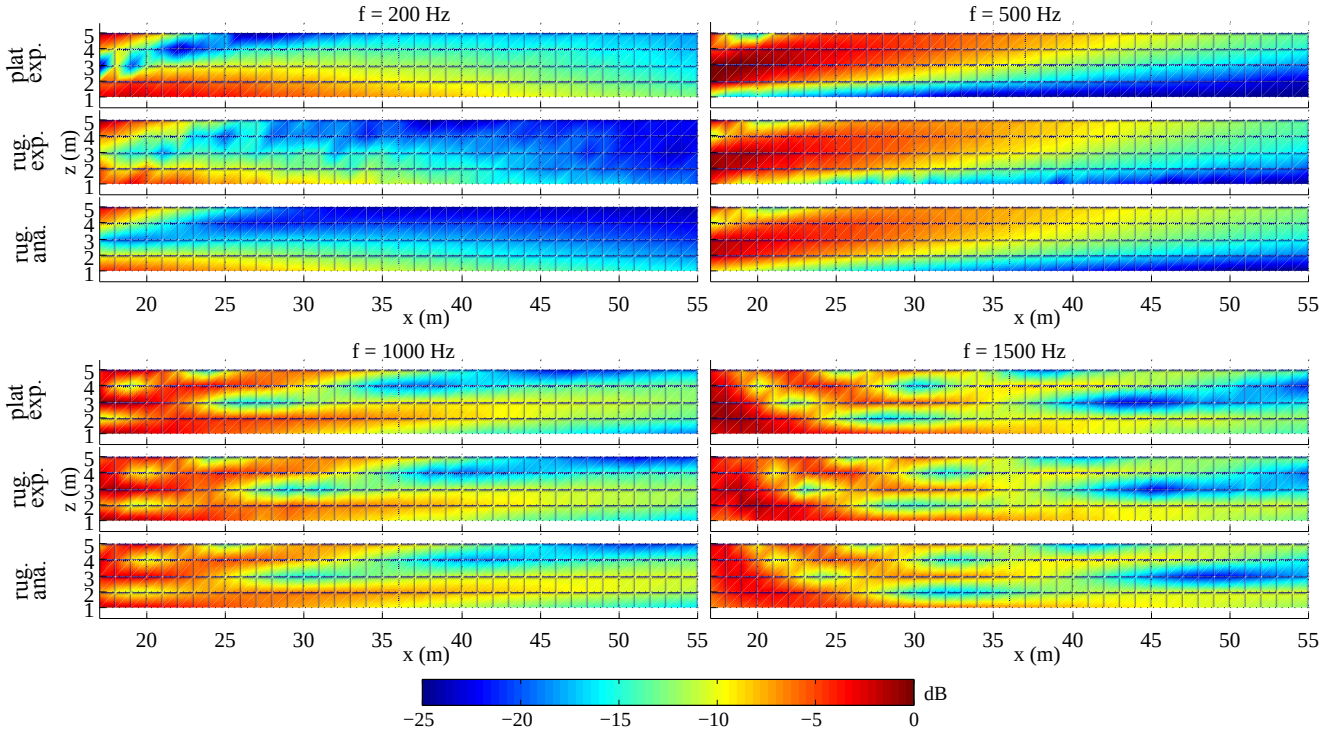


FIGURE 3.17 – Source située à $H_S = 2$ m au-dessus des surfaces absorbantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

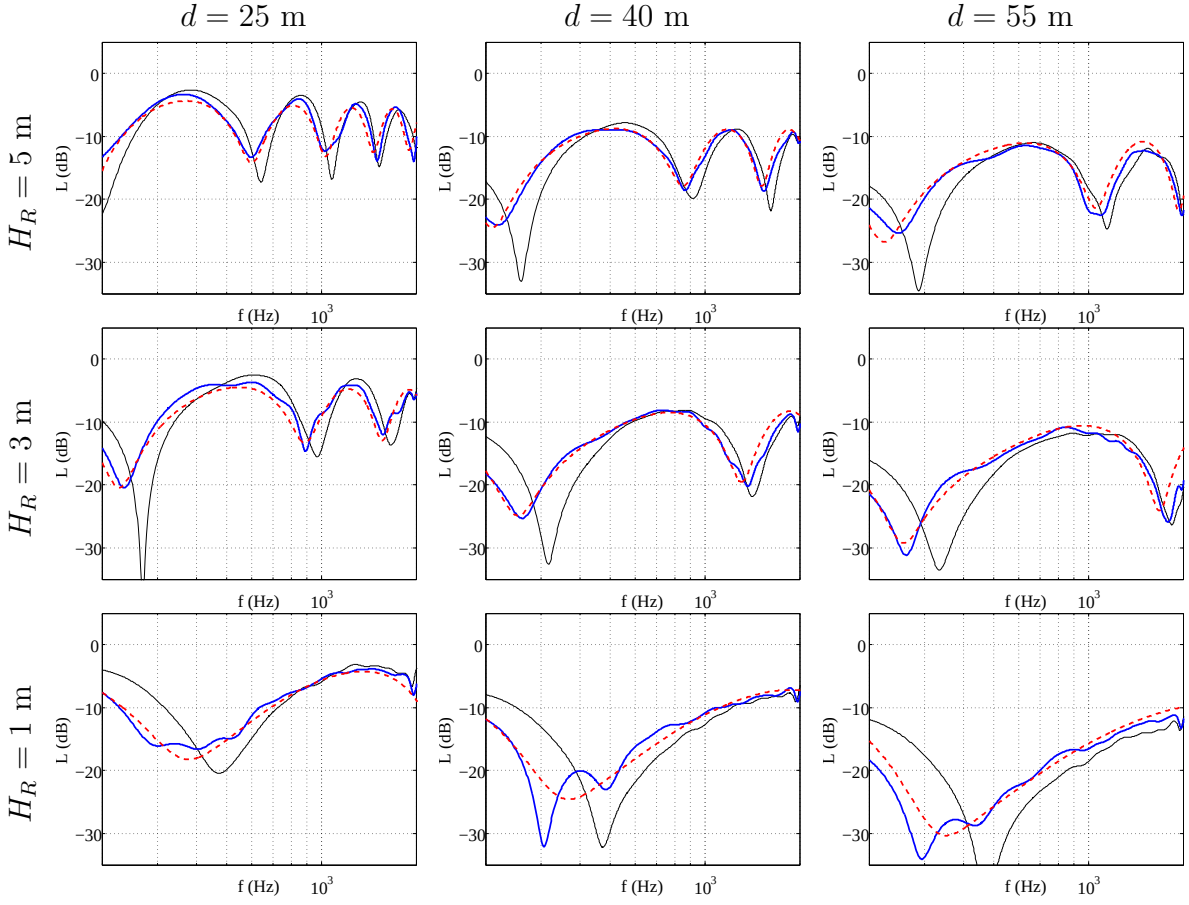


FIGURE 3.18 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces absorbantes pour $H_S = 2$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

3.5 Résultats dans le domaine temporel

Dans cette section, on étudie l'effet de la rugosité sur la forme des signaux temporels. On vérifie également si le modèle d'impédance effective prévoit correctement la forme des signaux temporels se propageant au-dessus des surfaces rugueuses. En particulier, on cherche à mettre en évidence la présence de l'onde de surface théoriquement induite par la rugosité de surface, et si la modélisation de la rugosité par une impédance effective rend correctement compte de sa contribution. Pour cela, on analyse les signaux temporels obtenus à une hauteur $H_R = 1$ m et une distance $d = 45$ m dans le cas où la source est à une hauteur $H_S = 0.2$ m (l'onde de surface potentiellement générée étant plus importante pour une source proche du sol).

3.5.1 Solutions analytiques des formes d'ondes dans le domaine temporel

Les solutions analytiques dans le domaine temporel, pour obtenir les formes d'onde du champ total et de l'onde de surface, sont calculées par transformée de Fourier inverse des solutions analytiques dans le domaine fréquentiel :

$$p(x, y, z, t) = \mathcal{F}^{-1}\left(S(f) \times P(x, y, z, f)\right) \tag{3.4}$$

où $S(f)$ est une fonction qui permet de tenir compte de la forme du spectre d'émission de la source et $P(x, y, z, f)$ la solution analytique du champ de pression dans le domaine fréquentiel. Cette dernière est donnée dans le Chapitre 1 par l'équation (1.20) (formule de Weyl-Van der Pol) pour le champ total et par l'équation (1.26) pour la contribution de l'onde de surface. Les solutions analytiques sont obtenues en utilisant l'amplitude du champ direct à 1 m estimé dans en section 3.3.3 comme fonction $S(f)$ et les impédances mesurées dans la section 3.3.2. En particulier, le modèle d'impédance effective est utilisé pour le calcul des solutions analytiques au-dessus des surfaces rugueuses.

3.5.2 Surfaces réfléchissantes

Sur la figure 3.19, les mesures au-dessus des surfaces planes et rugueuses réfléchissantes (enduites d'époxy uniquement) sont comparées aux solutions analytiques. En comparant les deux signaux mesurés (courbes noires), on voit que la rugosité change fortement la forme du signal. Pour les deux types de surfaces, les formes d'onde analytiques (courbes bleues) sont similaires à celles des signaux mesurés (courbes noires). Pour la surface rugueuse, le modèle d'impédance effective rend donc correctement compte des effets de la rugosité sur la forme des signaux temporels.

La propagation au-dessus de la plaque plane réfléchissante ne génère pas d'onde de surface clairement identifiable, arrivant après le front d'onde principal. Pour le cas de la plaque rugueuse, la solution analytique de la contribution de l'onde de surface (courbe rouge) prévoit la génération d'une queue basse fréquence. Elle ne peut cependant être mise en évidence sur le signal mesuré, qui présente une queue bruitée que l'on ne peut pas assimiler avec certitude à cette onde de surface due à la rugosité.

3.5.3 Surfaces absorbantes

Les mesures au-dessus des surfaces absorbantes (enduites d'époxy et recouvertes de feutrine) sont comparées aux solutions analytiques sur la figure 3.20. Là encore, les formes

d'ondes des signaux mesurés sont similaires aux formes d'onde analytiques, et la solution analytique utilisant l'impédance effective rend bien compte des effets de la rugosité sur la forme des signaux dans le domaine temporel.

Au-dessus de la surface plane absorbante, on observe bien sur le signal mesuré la contribution importante de l'onde de surface modélisée par la théorie et due aux propriétés d'impédance de la surface, qui présente une couche absorbante sur un support rigide. D'après la solution analytique avec impédance effective pour la surface rugueuse, la rugosité engendre une onde de surface d'amplitude moindre par rapport au cas plan, mais de plus basse fréquence. Le signal mesuré présente bien une queue d'amplitude moindre, mais encore une fois trop bruitée pour pouvoir affirmer qu'il s'agit de la même onde de surface prévue par le modèle d'impédance effective. Des mesures avec une hauteur de microphone plus basse permettraient sans doute de mettre en évidence la présence de l'onde de surface, étant donné que cette dernière décroit exponentiellement avec la hauteur.

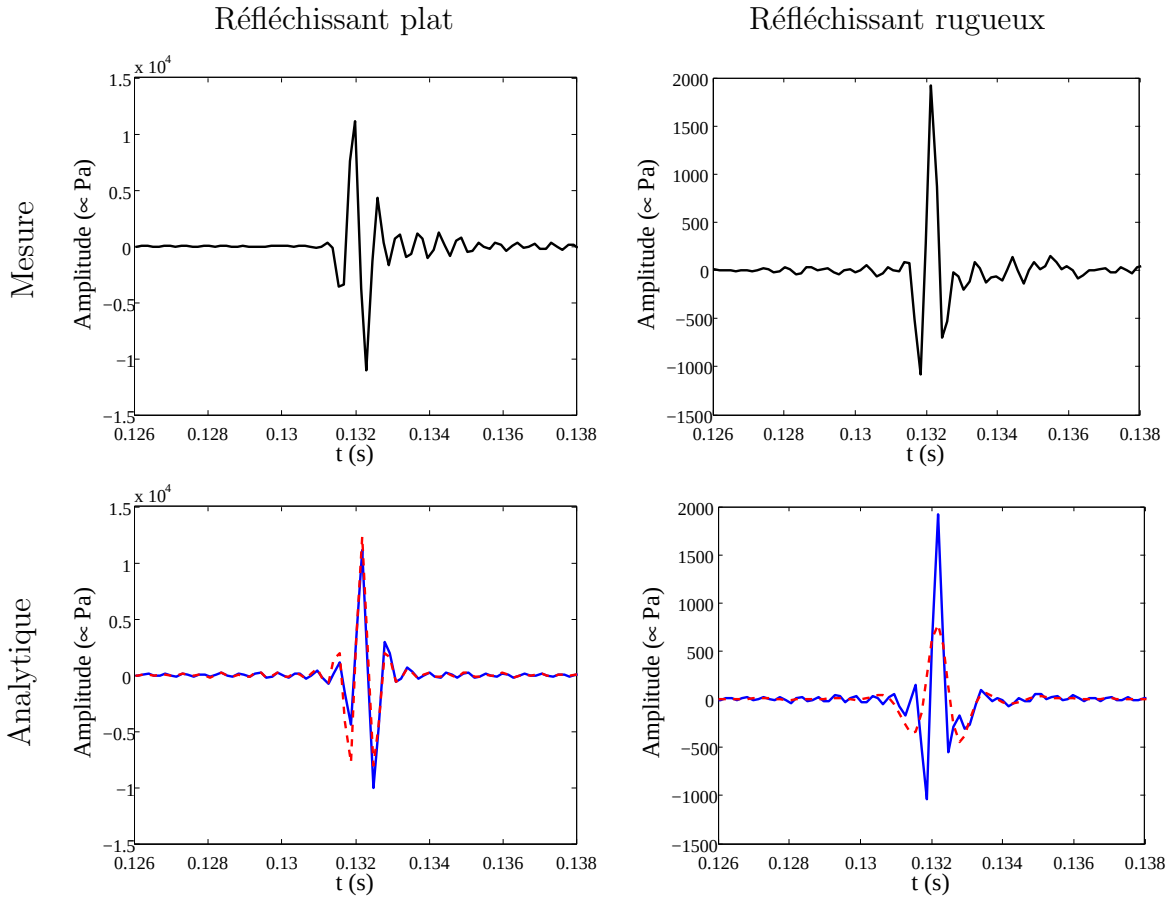


FIGURE 3.19 – Signaux temporels mesurés et analytiques pour la source située à $H_S = 0.2$ m et le récépteur une hauteur $H_S = 1$ m et une distance $d = 45$ m au-dessus des surfaces réfléchissantes : (—) mesure, (—) forme d'onde analytique pour le champ total, (- -) forme d'onde analytique pour l'onde de surface.

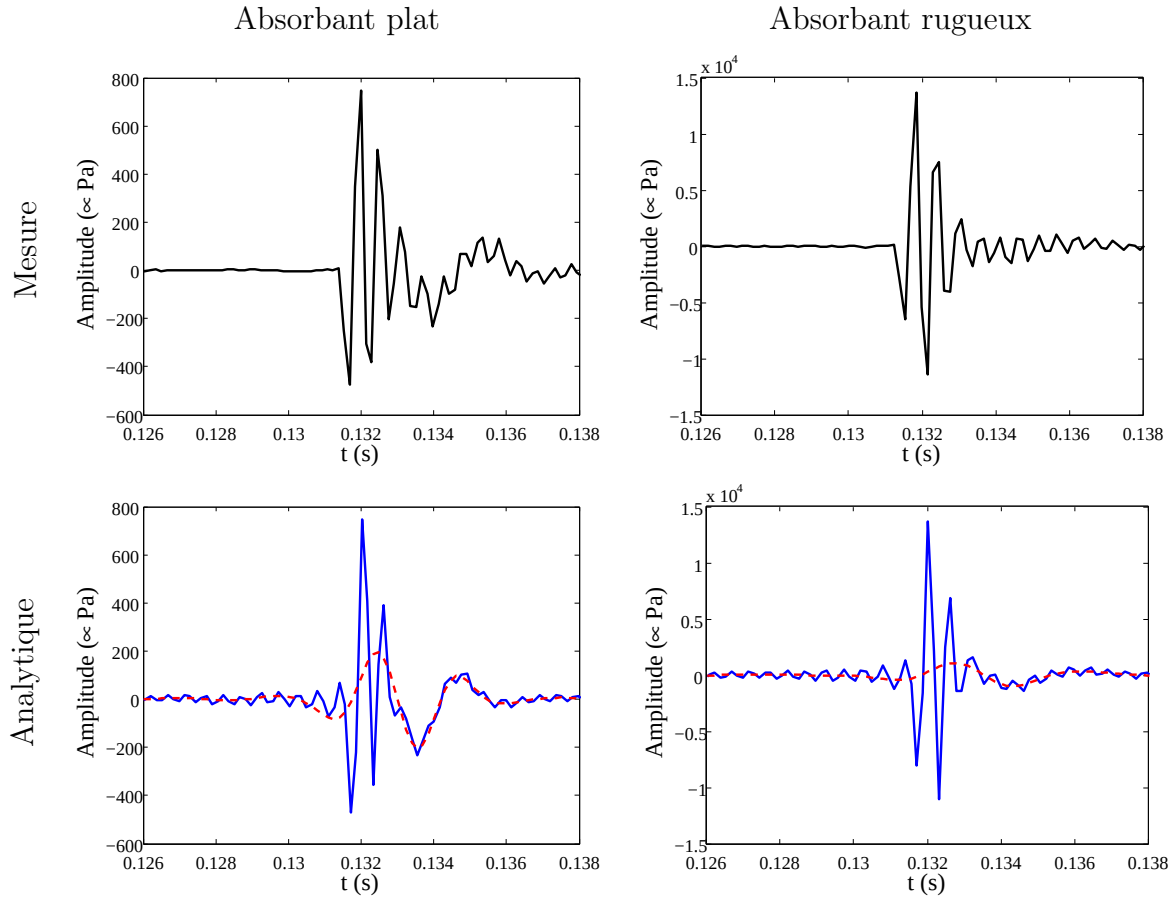


FIGURE 3.20 – Signaux temporels mesurés et analytiques pour la source située à $H_S = 0.2$ m et le récépteur une hauteur $H_S = 1$ m et une distance $d = 45$ m au-dessus des surfaces absorbantes : (—) mesure, (—) forme d'onde analytique pour le champ total, (- -) forme d'onde analytique pour l'onde de surface.

3.6 Conclusion du chapitre

Une campagne de mesures a été mise en oeuvre dans le but de valider le modèle d'impédance effective MPP pour la rugosité de surface, qui est fonction du spectre de rugosité de la surface. Les mesures ont été réalisées en salle semi-anéchoïque à l'échelle 1/10 par rapport à un cas de propagation acoustique en milieu extérieur à moyenne distance. Deux surfaces présentant un même profil de rugosité, une réfléchissante et une absorbante, ont été réalisées. Deux surfaces planes, l'une réfléchissante et l'autre absorbante, ont également été réalisées. Au-dessus de chacune de ces quatre surfaces, un bruit blanc a été émis pour différentes hauteurs de source et les réponses impulsionnelles ont été mesurées en un grand nombre de points de l'espace suivant une coupe verticale dans l'axe de la source. Les spectres de niveau de pression acoustique obtenus expérimentalement mettent en évidence les réductions des niveaux sonores et les décalages vers les basses fréquences des creux d'effet de sol, engendrés par la rugosité de surface. Les solutions analytiques utilisant le modèle d'impédance effective rendent bien compte de ces phénomènes, ce qui valide le modèle MPP pour ce cas. Dans le domaine temporel, les formes d'ondes obtenues analytiquement rendent également bien compte de la déformation des signaux dues à la propagation au-dessus des surfaces rugueuses. Nous n'avons néanmoins pas pu mettre en évidence avec certitude si l'impédance effective modélise correctement l'onde de surface théoriquement induite par la rugosité. Cela sera étudié numériquement dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Propagation acoustique au-dessus de surfaces rugueuses : approche numérique

Plan du chapitre

4.1 Modèle à bosses 88
4.1.1 Validation du modèle 88
4.1.2 Implémentation du modèle d'impédance effective dans les codes de propagation 91
4.2 Modèle MPP 92
4.2.1 Validation du modèle 92
4.2.2 Comparaison du modèle MPP avec le modèle à bosses 95
4.2.3 Implémentation du modèle d'impédance effective dans les codes de propagation 96
4.3 Modélisation de l'onde de surface due à la rugosité 98
4.3.1 Obtention d'une solution analytique dans le domaine temporel 98
4.3.2 Modèle à bosses 99
4.3.3 Modèle MPP 101
4.4 Conclusion du chapitre 104

Dans le chapitre précent, une campagne de mesures au-dessus de surfaces rugueuses au spectre de rugosité gaussien a été présentée. Les résultats de cette campagne ont servi à valider le modèle d'impédance effective MPP (cf. chapitre 1, section 1.3.2). Dans ce chapitre, on se propose de réaliser des simulations numériques de propagation acoustique au-dessus de surfaces rugueuses pour étudier la validité des modèles d'impédance effective, grâce aux codes de calcul présentés dans le chapitre 2.

Dans un premier temps, des simulations FDTD de propagation au-dessus de surfaces présentant un profil constitué de diffuseurs de géométrie constante répartis le long du chemin de propagation sont réalisées afin d'étudier le modèle d'impédance effective à bosses (cf. chapitre 1, section 1.3.1).

Dans un second temps, on valide le modèle MPP par comparaison à des résultats de simulations TLM pour des surfaces rugueuses présentant un spectre de rugosité gaussien,

tel que défini au chapitre 3. On montre aussi, pour chacun des deux modèles d'impédance effective, la faisabilité de leur l'implémentation dans les codes de calcul temporels.

Enfin, dans une dernière partie, on met en évidence l'onde de surface due à la rugosité et la capacité des modèles d'impédance effective à en rendre compte (ce qui n'avait pu être clairement montré expérimentalement au chapitre 3 pour le modèle MPP).

4.1 Modèle à bosses

4.1.1 Validation du modèle

On considère 4 profils d'une longueur de 50 m, présentant une rugosité formée par des diffuseurs de géométrie constante et régulièrement espacés. Ils permettent d'étudier la validité du modèle d'impédance effective à bosses pour différentes géométries et répartition des diffuseurs (cf. figure 1.18 du chapitre 1), et sont définis comme suit :

- *Profil 1* : diffuseurs semi-cylindriques de rayon $a = 0.09$ m, espacement centre-à-centre $b = 0.2$ m (250 diffuseurs au total), parfaitement réfléchissant.
- *Profil 2* : diffuseurs semi-elliptiques de hauteur $a' = 0.1$ m et de demi-base $b' = 0.05$ m, espacement centre-à-centre $b = 0.2$ m (250 diffuseurs au total), parfaitement réfléchissant.
- *Profil 3* : diffuseurs semi-cylindriques de rayon $a = 0.1$ m, espacement centre-à-centre $b = 0.3$ m (165 diffuseurs au total), parfaitement réfléchissant.
- *Profil 4* : diffuseurs semi-cylindriques de rayon $a = 0.15$ m, espacement centre-à-centre $b = 0.4$ m (125 diffuseurs au total), parfaitement réfléchissant.

On utilise *Code_Safari* pour modéliser numériquement la propagation 2D au-dessus de ces 4 profils, car ils peuvent être modélisés très précisément grâce à la prise en compte des géométries curvilignes et l'utilisation de maillages recouvrants. La figure 4.1 représente le maillage du *profil 1*.

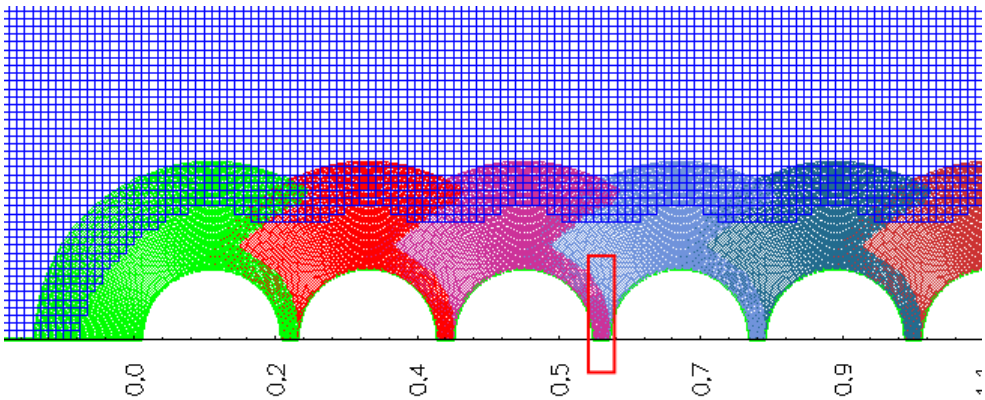


FIGURE 4.1 – Maillage du *profil 1* pour des calculs FDTD dans *Code_Safari*.

Chaque diffuseur est maillé par une grille curviligne se superposant avec celles des diffuseurs voisins. Le pas spatial Δx_{min} de ces grilles est déterminé de telle manière que les zones de recouvrement entre les grilles respectent la largeur minimale de recouvrement exposée en 2.1.2.3 au chapitre 2, et soient discrétisées par $8\Delta x$. Une de ces zones de recouvrement est encadrée en rouge sur la figure 4.1. Les grilles modélisant les diffuseurs recouvrent un maillage de fond qui modélise le domaine de propagation au-dessus des profils. Le pas spatial Δx_{max} du maillage de fond est plus grossier. Les paramètres des

calculs sont donnés dans le tableau 4.1(a). Chaque grille élémentaire du maillage devant être associée à au moins un processeur et étant donné le grand nombre de diffuseurs, les simulations de propagation au-dessus de ces profils nécessitent l'utilisation d'un supercalculateur. Par exemple, les simulations avec le *profil 1* et le *profil 2* sont réalisées sur 300 processeurs (250 processeurs pour les diffuseurs, 50 processeurs pour le maillage de fond).

La source émet une impulsion large bande, définie au chapitre 2 par l'équation (2.17). On considère deux récepteurs $R1$ et $R2$ à 50 m de la source afin de pouvoir exprimer des spectres d'atténuation relative $\Delta L = L_{R1} - L_{R2}$. La géométrie de la configuration source-récepteurs considérée est donnée dans le tableau 4.1(b). Cette configuration est choisie car elle engendre une situation d'incidence rasante (*i.e.* $\theta_i \simeq \pi/2$) et donne lieu à des spectres d'atténuation relative présentant des creux d'effet de sol bien marqués.

(a)

	FDTD			
	profil 1	*profil 2*	*profil 3*	*profil 4*
Δt (s)	6.2×10^{-6}	4.9×10^{-6}	2.6×10^{-5}	
Δx_{min} (m)	2.3×10^{-3}	1.9×10^{-3}	9.8×10^{-3}	
Δx_{max} (m)	0.01			
B (cf. eq. (2.17)) (m)	0.1			

(b)

H_S (m)	4
H_{R1} (m)	4
H_{R2} (m)	0.3
d (m)	50

TABLEAU 4.1 – Simulations numériques de la propagation au-dessus de profils rugueux formés par des diffuseurs. (a) Paramètres des simulations FDTD ; (b) Configuration géométrique source-récepteurs pour chaque simulation.

La figure 4.2 montre une cartographie de la simulation de propagation au dessus du *profil 1*. On y observe un effet de diffraction très prononcé dans la direction de la source, dû au fait que les diffuseurs sont régulièrement espacés : les diffuseurs forment un réseau de diffraction [28], engendrant un champ cohérent vers l'arrière et des figures d'interférence.

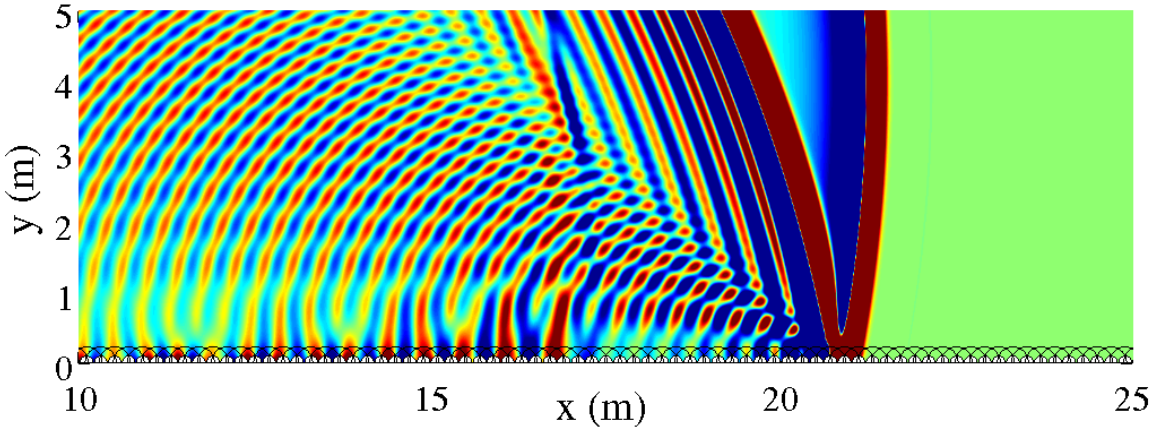
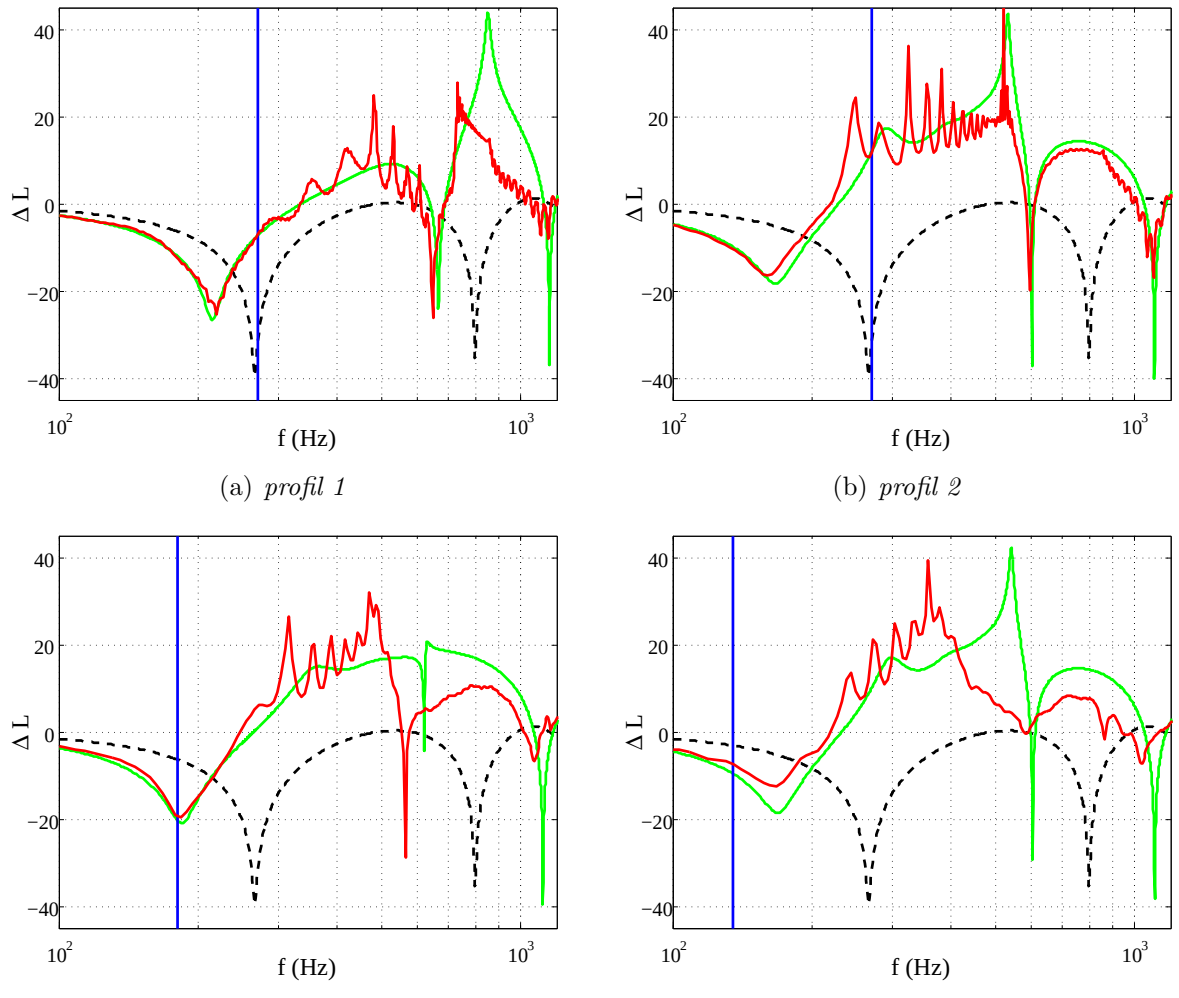


FIGURE 4.2 – Simulation FDTD de la propagation au-dessus du *profil 1*.

Les spectres d'atténuation sont calculés par transformée de Fourier des résultats temporels (pression acoustique aux récepteurs) obtenus par les simulations FDTD. Ils sont tracés pour chaque profil de rugosité sur la figure 4.3 (courbes rouges). Ces spectres obtenus numériquement sont comparés à des solutions analytiques obtenues en utilisant l'équation de Weyl-Van der Pol 2D (équation (1.22)) avec le modèle d'impédance effective

à bosses (courbe vertes). Les impédances effectives sont calculées par l'équation (1.42) avec $W = 0$ (diffuseurs espacés régulièrement), $\theta_i = \pi/2$ (incidence rasante), $\phi = 0$ (propagation normale aux diffuseurs), $\beta = 0$ et $\Omega = 0$ (sol parfaitement réfléchissant) et avec les paramètres géométriques des diffuseurs pour chaque profil. La solution analytique pour un sol plat réfléchissant est également représentée sur chaque figure (courbe noire pointillée) pour quantifier l'effet de la rugosité. Pour chaque profil, la limite fréquentielle théorique du modèle d'impédance effective telle que $k_0 b < 1$ (*i.e.* $f < c_0/(2\pi b)$) est représentée par la courbe verticale bleue.



(a) *profil 1* (b) *profil 2*

(c) *profil 3* (d) *profil 4*

FIGURE 4.3 – Spectres d'atténuation ΔL à une distance de 50 m au-dessus de profils rugueux composés de diffuseurs. (—) Résultat FDTD ; (—) Solution analytique avec impédance effective (modèle à bosses) ; (- -) Solution analytique pour le profil plat réfléchissant ; (—) Limite fréquentielle théorique du modèle d'impédance effective.

Comme au chapitre 3, on constate que la rugosité a pour effet de décaler les creux d'effet de sol vers les basses fréquences ainsi que de fortement modifier l'amplitude des niveaux, par rapport au cas où le sol est parfaitement plat. Les résultats analytiques obtenus avec le modèle à bosses sont en très bon accord avec les résultats FDTD, même si on note sur les résultats FDTD des oscillations dues aux réflexions multiples entre les diffuseurs, non-prises en compte par le modèle d'impédance effective. En effet, si l'on

fenêtre les signaux temporels pour ne garder que les arrivées principales dues au champ direct et au champ réfléchi, les spectres sont lissés et ces oscillations supplémentaires disparaissent, comme on peut le voir sur la figure 4.4 pour le *profil 1*.

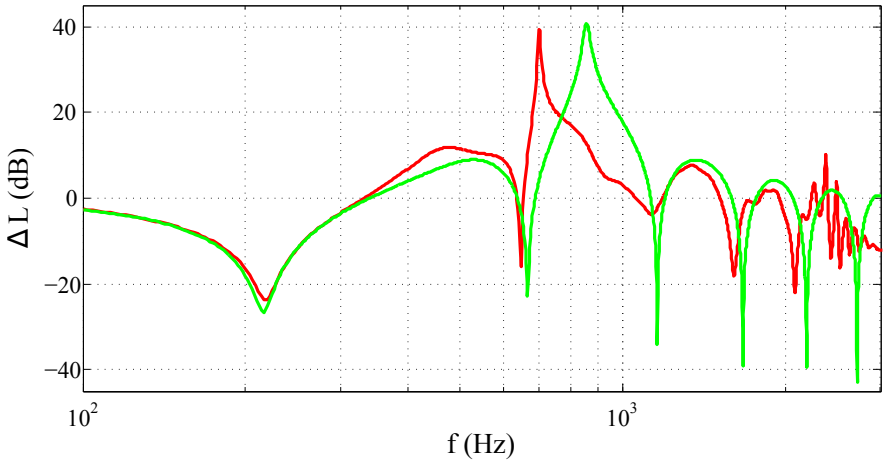


FIGURE 4.4 – Spectre d'atténuation obtenu au-dessus du *profil 1* après fenêtrage du signal temporel pour exclure les arrivées tardives. (—) Résultat FDTD ; (—) Solution analytique avec impédance effective (modèle à bosses).

Les différents résultats de la figure 4.3 montrent que le modèle à bosses rend compte très précisément des effets de la rugosité, et ce même au-delà de sa limite fréquentielle théorique. C'est particulièrement le cas pour le *profil 2*, pour lequel les résultats concordent jusqu'à 1200 Hz, soit plus de 4 fois la fréquence de validité théorique. Pour le *profil 1*, le *profil 3* et le *profil 4*, qui ont comme point commun d'être composés de diffuseurs semi-cylindriques, les résultats concordent jusqu'à 2 fois la fréquence maximale de validité.

4.1.2 Implémentation du modèle d'impédance effective dans les codes de propagation

On cherche maintenant à utiliser directement le modèle d'impédance effective dans les codes de propagation. Les impédances effectives calculées avec le modèle à bosses doivent être approchées par l'équation (2.50) du chapitre 2 afin d'obtenir les coefficients à implémenter dans les méthodes numériques temporelles. Les impédances effectives correspondant aux 4 profils peuvent être correctement approximées en utilisant la méthode de minimisation sous contraintes à l'ordre $N = 5$ (cf. section 2.3.4.2 du chapitre 2), et en ne considérant que des pôles réels (*i.e.* $K = N = 5$ et $L = 0$) et $Z^{\infty} = 0$. Les approximations par minimisation sous contraintes des impédances effectives correspondant au *profil 1* et au *profil 2* sont exposées dans l'annexe B.

Des simulations de propagation au-dessus d'un sol plat avec les impédances effectives correspondant aux profils rugueux précédents sont réalisées avec *Code_Safari* et le code TLM, afin de montrer la faisabilité d'utiliser une impédance effective pour modéliser la rugosité dans les deux méthodes. Les paramètres des simulations sont donnés dans le tableau 4.2. La source et les récepteurs sont placés selon la même configuration que précédemment, donnée dans le tableau 4.1(b).

Les spectres d'atténuation obtenus pour le *profil 1* et le *profil 2* sont tracés sur la figure 4.5 (courbes noires et bleues) et comparés aux spectres obtenus avec Code_Safari dans la section précédente (courbes rouges), où le maillage des profils considérés avait été réalisé.

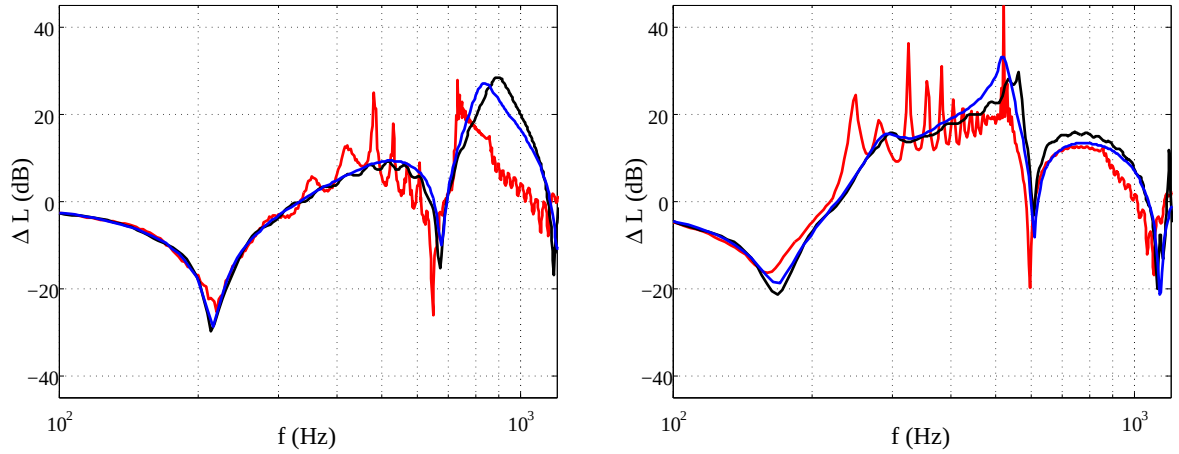
(a)

	FDTD
	Impédance effective
Δt (s)	6.6×10^{-5}
Δx (m)	0.025
B (cf. eq. (2.17)) (m)	0.1

(b)

	TLM
	Impédance effective
Δt (s)	5.1×10^{-5}
Δx (m)	0.025
f_c (cf. eq. (2.46)) (Hz)	1000

TABLEAU 4.2 – Simulations numériques de la propagation au-dessus de surfaces planes avec impédance effective. (a) Paramètres des simulations FDTD ; (b) Paramètres des simulations TLM .



(a) *profil 1* (b) *profil 2*

FIGURE 4.5 – Spectres d'atténuations ΔL obtenus par simulations FDTD et TLM avec impédance effective. (—) Résultat FDTD ; (—) Résultat TLM ; (—) Résultat FDTD obtenu en 4.1.1 avec maillage des diffuseurs.

Les résultats des simulations FDTD et TLM sont similaires, et en accord avec les résultats FDTD de référence de la section précédente. Ainsi, l'utilisation du modèle d'impédance effective à bosses dans les codes de calcul de propagation acoustique permet de rendre compte des effets sur les niveaux sonores d'une rugosité déterministe constituée de diffuseurs, sans avoir à modéliser les diffuseurs.

4.2 Modèle MPP

4.2.1 Validation du modèle

Le modèle MPP rendant compte de l'effet moyen d'un profil de rugosité aléatoire, plusieurs simulations au-dessus de tirages aléatoires de profils vérifiant ces statistiques doivent être réalisées pour le valider. Le résultat numérique moyen est ensuite comparé à une solution analytique avec le modèle MPP. On considère en premier lieu un profil rugueux aléatoire au spectre de rugosité gaussien (cf. section 3.2.1 du chapitre 3). Le spectre de rugosité du profil est défini par l'équation (3.2) avec $\sigma_h = 0.05$ m et $l_c = 0.2$ m (même propriétés de rugosité que les surfaces rugueuses du chapitre 3)), et le profil est

considéré parfaitement réfléchissant. 20 réalisations de profils rugueux d'une longueur de 50 m sont générées. Des simulations de propagation 2D au-dessus de ces 20 profils sont réalisées avec le code TLM. On choisit d'utiliser le code TLM pour ces simulations car il est plus simple de mailler les différentes réalisations de profils rugueux et cela nous permet de gagner du temps pour lancer les calculs. Le pas spatial vaut $\Delta x = 0.01$ m afin d'assurer une discrétisation assez fine de la rugosité. Les paramètres des calculs sont donnés dans le tableau 4.3(a), et la configuration source-récepteurs dans le tableau 4.3(b).

(a)

	TLM
	Profils rugueux gaussiens
Δt (s)	2.05×10^{-5}
Δx (m)	0.01
f_c (cf. eq. (2.46)) (Hz)	1200

(b)

H_S (m)	4
H_{R1} (m)	4
H_{R2} (m)	0.3
d (m)	50

TABLEAU 4.3 – Simulations numériques de la propagation au-dessus de profils rugueux gaussiens. (a) Paramètres des simulations TLM ; (b) Configuration géométrique source-récepteurs pour chaque simulation.

La figure 4.6 montre une cartographie temporelle d'une simulation pour une réalisation de profil rugueux. Par rapport aux simulations au-dessus d'une rugosité à bosses considérées dans la section 4.1.1, on observe un champ incohérent dû à l'aspect non-régulier de la rugosité.

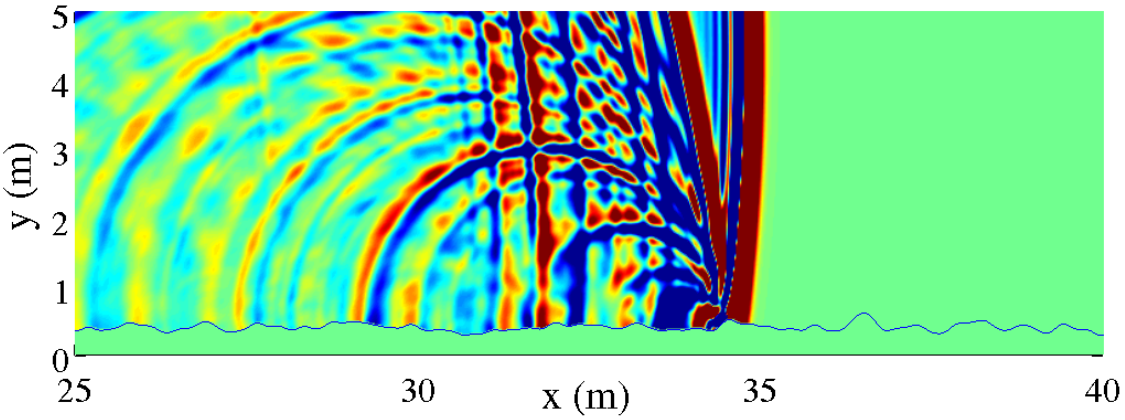


FIGURE 4.6 – Simulation TLM de la propagation au dessus d'un profil rugueux rugueux réfléchissant au spectre de rugosité gaussien ($\sigma_h = 0.05$ m, $l_c = 0.2$ m).

Les spectres d'atténuation ΔL entre les deux récepteurs obtenus pour chacune des simulations sont tracés sur la figure 4.7 (courbes pointillées bleues). La valeur moyenne des pressions acoustiques aux récepteurs en Pa pour les 20 simulations est calculée, et le spectre d'atténuation en dB de ce résultat moyen (courbe rouge) est comparé à la solution analytique avec impédance effective (courbe verte). L'impédance effective est calculée par l'équation (1.43), avec $\theta_i = \pi/2$, $\beta = 0$ et W exprimé avec l'équation (3.2). La solution analytique pour un sol plat réfléchissant est également représentée (courbe noire) pour mettre en évidence l'effet de la rugosité.

On observe sur la figure 4.7 que la rugosité considérée a également un fort impact sur les niveaux sonores par rapport à un cas où le sol est parfaitement plan, et décale

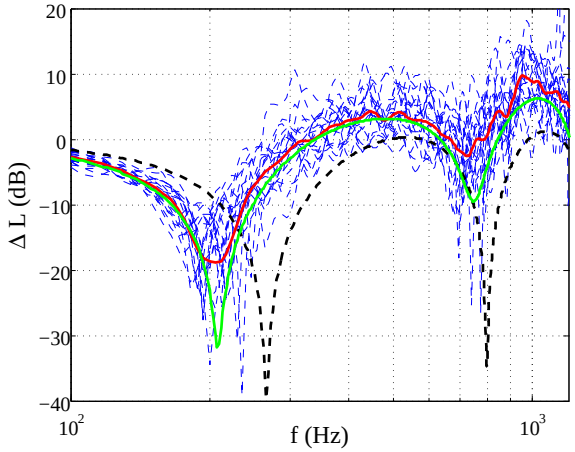


FIGURE 4.7 – Spectres d'atténuation ΔL à une distance de 50 m au-dessus de 20 réalisations d'un profil rugueux réfléchissant au spectre de rugosité gaussien ($\sigma_h = 0.05$ m, $l_c = 0.2$ m). (- -) Résultats TLM ; (—) Résultat TLM moyen ; (—) Solution analytique avec impédance effective (modèle MPP) ; (**- -**) Solution analytique pour le profil plat réfléchissant.

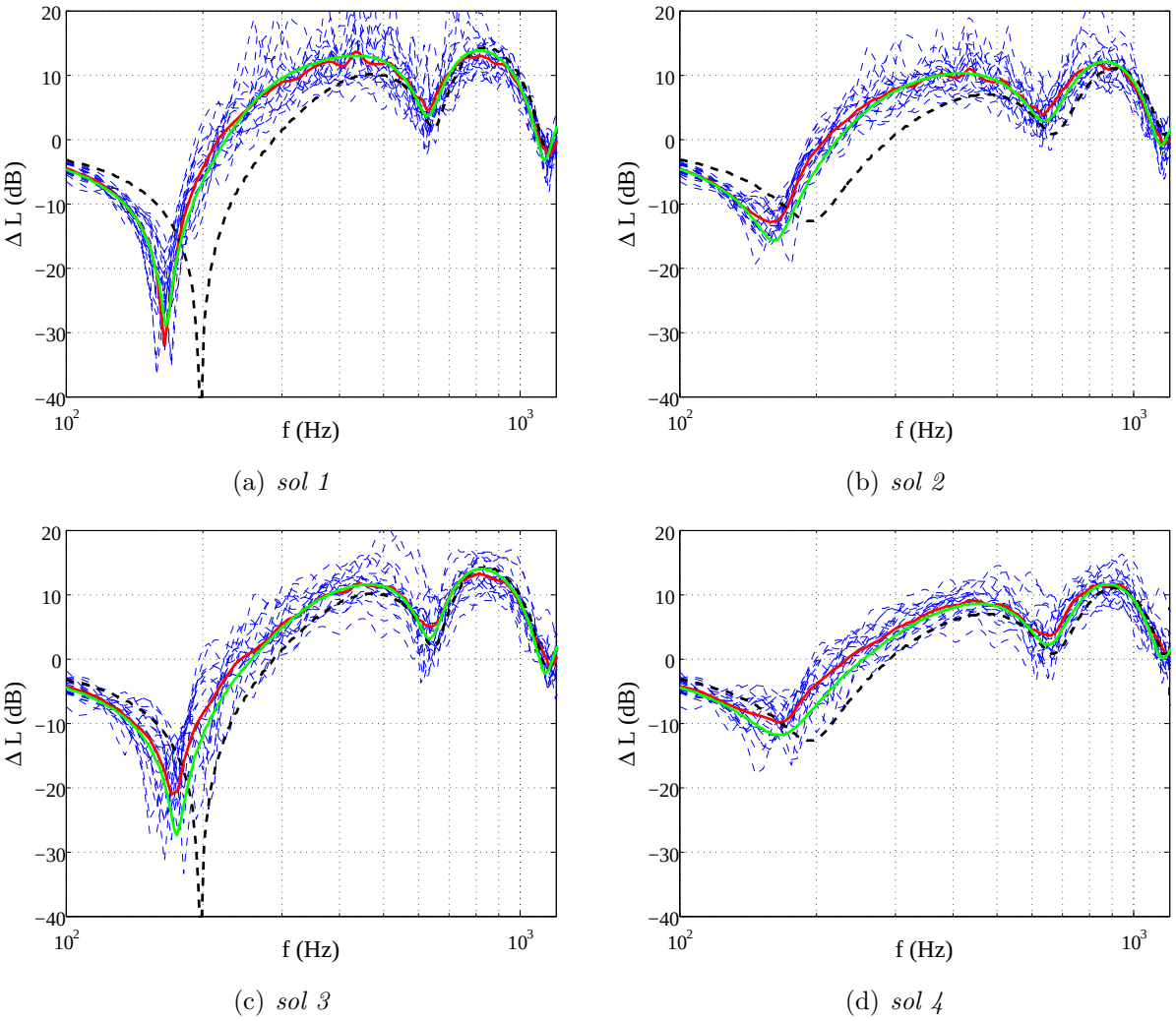
aussi les creux d'effet de sol vers les basses fréquences, comme nous l'avions constaté expérimentalement au chapitre 3. La solution analytique avec le modèle MPP concorde bien avec la moyenne des résultats numériques. Ainsi, le modèle d'impédance effective MPP prévoit bien l'effet moyen de la rugosité sur les niveaux sonores, même jusqu'à la plus haute fréquence considérée (1200 Hz). Il surestime l'amplitude des creux d'effet de sol mais rend très précisément compte de leur position. Augmenter le nombre de réalisations de profils rugueux et de simulations permettrait peut-être d'obtenir la même amplitude des creux que celle prévue par la solution analytique avec le modèle MPP. Ce résultat est tout de même très satisfaisant.

Afin de vérifier la validité du modèle MPP pour différentes caractéristiques de rugosité et pour des surfaces absorbantes, on considère maintenant 4 types de sol partiellement absorbants (l'impédance est définie par le modèle de Miki) présentant un profil de rugosité gaussien :

- *Sol 1*, propriétés de rugosité : $\sigma_h = 0.05$ m, $l_c = 0.2$ m ; propriétés d'impédance : $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4}, $e = 0.015$ m.
- *Sol 2*, propriétés de rugosité : $\sigma_h = 0.05$ m, $l_c = 0.2$ m ; propriétés d'impédance : $\sigma = 300$ kN.s.m^{-4}, $e = \infty$.
- *Sol 3*, propriétés de rugosité : $\sigma_h = 0.07$ m, $l_c = 0.4$ m ; propriétés d'impédance : $\sigma = 200$ kN.s.m^{-4}, $e = 0.015$ m.
- *Sol 4*, propriétés de rugosité : $\sigma_h = 0.07$ m, $l_c = 0.4$ m ; propriétés d'impédance : $\sigma = 300$ kN.s.m^{-4}, $e = \infty$.

Pour chacun de ces types de sol, 20 réalisations de profils rugueux sont générées et des simulations TLM de propagation acoustique sont réalisées avec la même configuration que pour le cas réfléchissant traité précédemment, exposée dans le tableau 4.3. Pour chaque type de sol, les spectres d'atténuation calculés à partir des pressions acoustiques moyennes sont comparés aux résultats analytiques avec impédance effective (figure 4.8). Les impédances effectives sont calculées par l'équation (1.43), avec $\theta_i = \pi/2$, W exprimé par l'équation (3.2), et β calculé par le modèle de Miki (équation (1.9)). Les solutions analytiques pour les sols absorbants plats sont représentées par les courbes noires.

Pour ces profils absorbants, on observe que l'effet de la rugosité par rapport aux cas où les sols sont plats est surtout notable sur le premier creux d'effet de sol. Même pour les sols dont la rugosité est moins prononcée (*sol 3* et *sol 4*), cet effet n'est pas négligeable à cette distance de propagation pourtant relativement faible (50 m). Pour chaque type de sol, le modèle d'impédance effective rend compte avec une grande précision des effets moyens de la rugosité. En effet, il permet de retrouver la position et l'amplitude des creux d'effets de sol du résultat moyen.



(a) *sol 1* (b) *sol 2*

(c) *sol 3* (d) *sol 4*

FIGURE 4.8 – Spectres d'atténuation ΔL à une distance de 50 m au-dessus de 20 réalisations du différentes types de sol. (- -) Résultats TLM (—) Résultat TLM moyen ; (—) Solution analytique avec impédance effective (modèle MPP) ; (- -) Solution analytique pour le sol plat absorbant.

4.2.2 Comparaison du modèle MPP avec le modèle à bosses

Il existe une formulation empirique du modèle à bosses pour modéliser une rugosité de sol aléatoire en fonction de paramètres statistiques [53]. L'admittance effective est alors calculée par :

$$\beta = \beta_S - ik_0\langle H\rangle(-0.156 * [\Sigma - 1.5]^2 + 0.35) \tag{4.1}$$

où $\Sigma = \sqrt{(2)}(\sigma_h/l_c)$, avec $\langle H \rangle$ la moyenne des hauteurs, σ_h l'écart-type des hauteurs et l_c la longueur de corrélation. Ces deux derniers paramètres sont similaires à ceux considérés par le modèle MPP avec un spectre de rugosité gaussien. Ainsi, sur la figure 4.9, le résultat analytique obtenu en utilisant cette formulation par l'équation (4.1) du modèle à bosses (courbe jaune) est comparé au résultat analytique obtenu en utilisant le modèle MPP (courbe verte) et aux résultats numériques TLM obtenus précédemment (courbes bleues et rouge), pour la propagation au-dessus du *sol 1*.

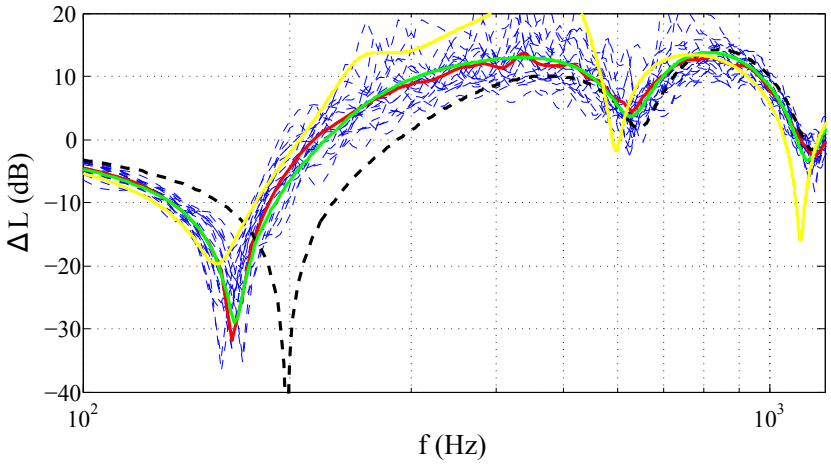


FIGURE 4.9 – Spectres d'atténuation ΔL au-dessus de 20 tirages aléatoires du *sol 1*, $H_S = 4$ m, $H_{R1} = 4$ m, $H_{R2} = 0.3$ m, $d = 50$ m. (- -) Résultats TLM ; (—) Résultat TLM moyen ; (—) Solution analytique avec le modèle MPP ; (—) Solution analytique avec le modèle à bosses formulé par l'équation (4.1) ; (**- -**) Solution analytique pour le sol plat absorbant

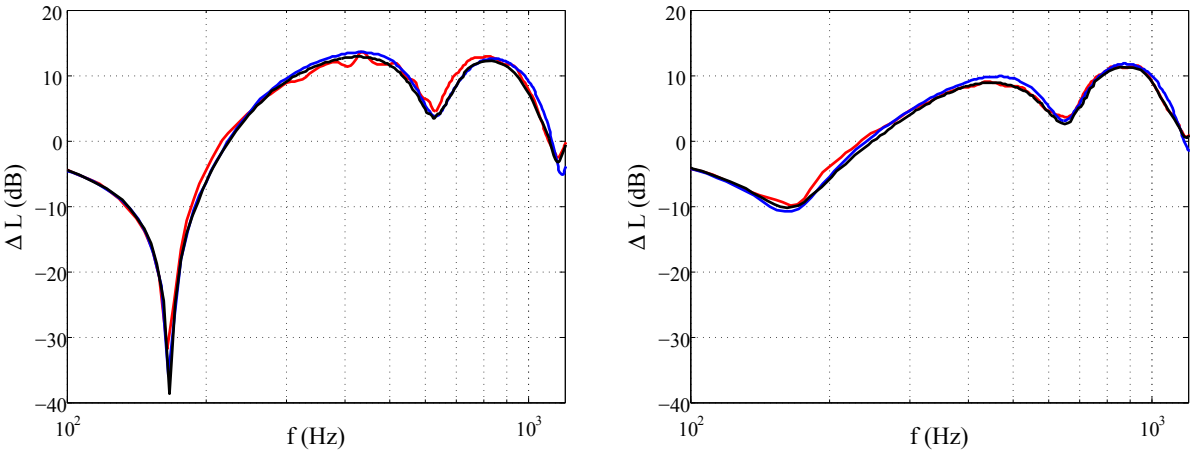
Cette formulation du modèle à bosses pour une rugosité aléatoire prévoit assez correctement la modification de la position et l'amplitude des creux d'effets de sol due aux effets de la rugosité, mais le modèle MPP est plus précis et donne un résultat plus en accord avec le résultat numérique moyen.

4.2.3 Implémentation du modèle d'impédance effective dans les codes de propagation

La méthode Vector Fitting se révèle être la plus efficace pour approximer par l'équation (2.50) les impédances effectives correspondant aux sols rugueux absorbants considérés précédemment. En effet, la méthode de minimisation sous contraintes présente des difficultés à converger vers une approximation correcte. La méthode Vector Fitting renvoie des valeurs réelles et complexes conjuguées des coefficients à utiliser dans les codes. L'implémentation de l'impédance telle que nous l'avons exposée au chapitre 2 nous permet ainsi d'intégrer ces impédances effectives dans les codes. Les approximations des impédances effectives par Vector Fitting sont présentées dans l'Annexe B.

Des simulations de propagation au-dessus d'un sol plat avec les impédances effectives correspondant aux sols rugueux absorbants sont réalisées avec *Code_Safari* et le code TLM. Les paramètres des calculs sont les mêmes que ceux exposés dans le tableau 4.2. La source et les récepteurs sont placés selon la même configuration que précédemment (tableau 4.3(b)). Les spectres d'atténuation relative obtenus pour le *sol 1* et le *sol 4* sont

tracés sur la figure 4.10 (courbes noires et bleues) et comparés aux spectres d'atténuation moyens obtenus dans la section précédente (courbes rouges).



(a) *sol 1* (b) *sol 4*

FIGURE 4.10 – Spectres d'atténuations ΔL obtenus par simulations FDTD et TLM avec impédance effective. (—) Résultat FDTD, (—) Résultat TLM, (—) Résultat TLM moyen obtenu en 4.2.1.

Les résultats FDTD et TLM avec impédance effective sont en très bon accord, et permettent de retrouver les spectres d'atténuation moyens obtenus par simulation TLM de propagation au-dessus des 20 réalisations de chaque type de sol. Des résultats tout aussi satisfaisants sont obtenus avec les impédances effectives correspondant au *sol 2* et au *sol 3*. L'utilisation dans les codes d'une impédance effective calculée par le modèle MPP s'avère donc être une approche efficace pour modéliser les effets moyens sur la propagation acoustique d'une rugosité définie de manière statistique.

4.3 Modélisation de l'onde de surface due à la rugosité

Le formalisme de l'impédance effective pour la rugosité de surface permet de modéliser certains effets de la rugosité sur les niveaux sonores, mais ne rend pas compte des phénomènes de diffraction et diffusion induits par la propagation au-dessus d'une surface rugueuse (ces phénomènes sont visibles sur les figures 4.2 et 4.6). Comme dans la section 3.5 du chapitre 3, on cherche à vérifier si les modèles d'impédance effective permettent néanmoins de rendre compte des effets de la rugosité sur les signaux temporels, ainsi que de reproduire l'onde de surface induite par la rugosité. Dans cette section, les signaux temporels obtenus par simulation numérique 2D de propagation au-dessus de surfaces rugueuses sont ainsi comparés à des solutions analytiques avec impédance effective dans le domaine temporel.

4.3.1 Obtention d'une solution analytique dans le domaine temporel

L'obtention d'une solution analytique dans le domaine temporel pour le champ de pression acoustique total ou pour l'onde de surface, en champ lointain et pour les sources acoustiques considérées dans les codes de calcul, est réalisée par la transformée de Fourier inverse suivante [43] :

$$P(r,t) = \mathcal{F}^{-1}\left[i\rho_0 c_0 k_0 \widehat{Q}(k_0)\bar{f}_t(f)P(r,f)\right] \tag{4.2}$$

où r est la distance à la source, $\widehat{Q}(k_0)$ est la transformée de Hankel du support spatial de la source $Q(r)$ et $\bar{f}_t(f)$ la transformée de Fourier du support temporel de la source $f_t(t)$. $P(r,f)$ est la solution du champ de pression dans le domaine fréquentiel (cf. chapitre 1, section 1.1.4). En 2D, pour le champ total, elle est donnée par l'équation (1.22). La contribution de l'onde de surface 2D est quant à elle donnée par l'équation (1.27).

Pour la source considérée dans *Code_Safari* (cf. chapitre 2 section 2.1.4), le support spatial est gaussien tel quel $Q(r) = \exp\left(-\ln 2 r^2/B^2\right)$ et le support temporel est une impulsion (condition initiale au temps $t = 0$) tel que $f_t(t) = \delta(t)$. Ainsi, il vient :

$$\widehat{Q}(k_0) = (\sqrt{\pi}B')^n \exp\left(\frac{-k_0^2 B'^2}{4}\right) \tag{4.3}$$

$$\bar{f}_t(f) = 1 \tag{4.4}$$

avec $B'^2 = B^2/\ln 2$ et n la dimension du problème.

Pour la source considérée dans le code TLM (cf. chapitre 2, section 2.2.4), le support spatial est impulsionnel (excitation en un seul point) tel quel $Q(r) = \delta(r)$ et le support temporel est gaussien tel que $f_t(t) = \exp(-(\pi(f_c t - 1))^2)$. Ainsi, il vient :

$$\widehat{Q}(k_0) = 1 \tag{4.5}$$

$$\bar{f}_t(f) = \frac{1}{\sqrt{\pi} f_c} \exp\left(-f^2/f_c^2\right) \exp\left(-2i\pi f^2/f_c^2\right) \tag{4.6}$$

4.3.2 Modèle à bosses

Une simulation de propagation au-dessus du *profil 1* de la section 4.1.1 est réalisée avec *Code_Safari*, pour une source située à une hauteur $H_S = 1$ m du sol. La source est plus proche du sol par rapport aux simulations précédentes afin de générer une onde de surface d'amplitude plus importante. Les paramètres du calcul sont donnés dans le tableau 4.4.

(a)

	FDTD
	profil 1
Δt (s)	6.2×10^{-6}
Δx_{min} (m)	2.3×10^{-3}
Δx_{max} (m)	0.01
B (cf. eq. (2.17)) (m)	0.05

(b)

H_S (m)	1
H_{R1} (m)	1
H_{R2} (m)	0.3
d (m)	25

TABLEAU 4.4 – Propagation au-dessus du *profil 1* pour observer l'onde de surface. (a) Paramètres de la simulation FDTD ; (b) Configuration géométrique source-récepteurs.

Les signaux temporels à une distance $d = 25$ m et à deux hauteurs $H_{R1} = 1$ m et $H_{R2} = 0.3$ m sont tracés sur la figure 4.11. Ils sont comparés aux solutions analytiques temporelles avec impédance effective (modèle à bosses) pour le champ total et l'onde de surface, calculées en utilisant l'équation (4.2).

On distingue clairement la présence de l'onde de surface sur les résultats numériques (courbes noires) comme une queue basse fréquence, d'amplitude plus forte pour le récepteur le plus proche du sol à $H_R = 0.3$ m. La solution analytique pour la pression totale (courbe pointillée bleue) rend correctement compte de l'amplitude et la forme du front d'onde principal. Elle prévoit la présence d'une onde de surface (dont la contribution seule est représentée par la courbe pointillée rouge) de même amplitude que celle des résultats numériques mais présentant un déphasage et moins d'oscillations. Ces oscillations supplémentaires sur le résultat numérique peuvent être dues à des réflexions non prises en compte par l'impédance effective. Néanmoins, la période de la première oscillation de l'onde de surface calculée avec le modèle à bosses concorde avec celle du résultat numérique.

Pour étudier le contenu fréquentiel de l'onde de surface, les spectres de niveaux sonores correspondant aux signaux temporels sont représentés sur la figure 4.12. Le résultat numérique et la solution analytique pour le champ total sont en bon accord. La position fréquentielle du maximum d'énergie de l'onde de surface analytique concorde assez bien avec la position du maximum d'énergie en basses fréquences du spectre obtenu numériquement (entre 300 et 400 Hz). Le modèle d'impédance effective à bosses rend donc assez correctement compte de l'onde de surface induite par la rugosité, que ce soit au niveau de son amplitude ou de son contenu fréquentiel.

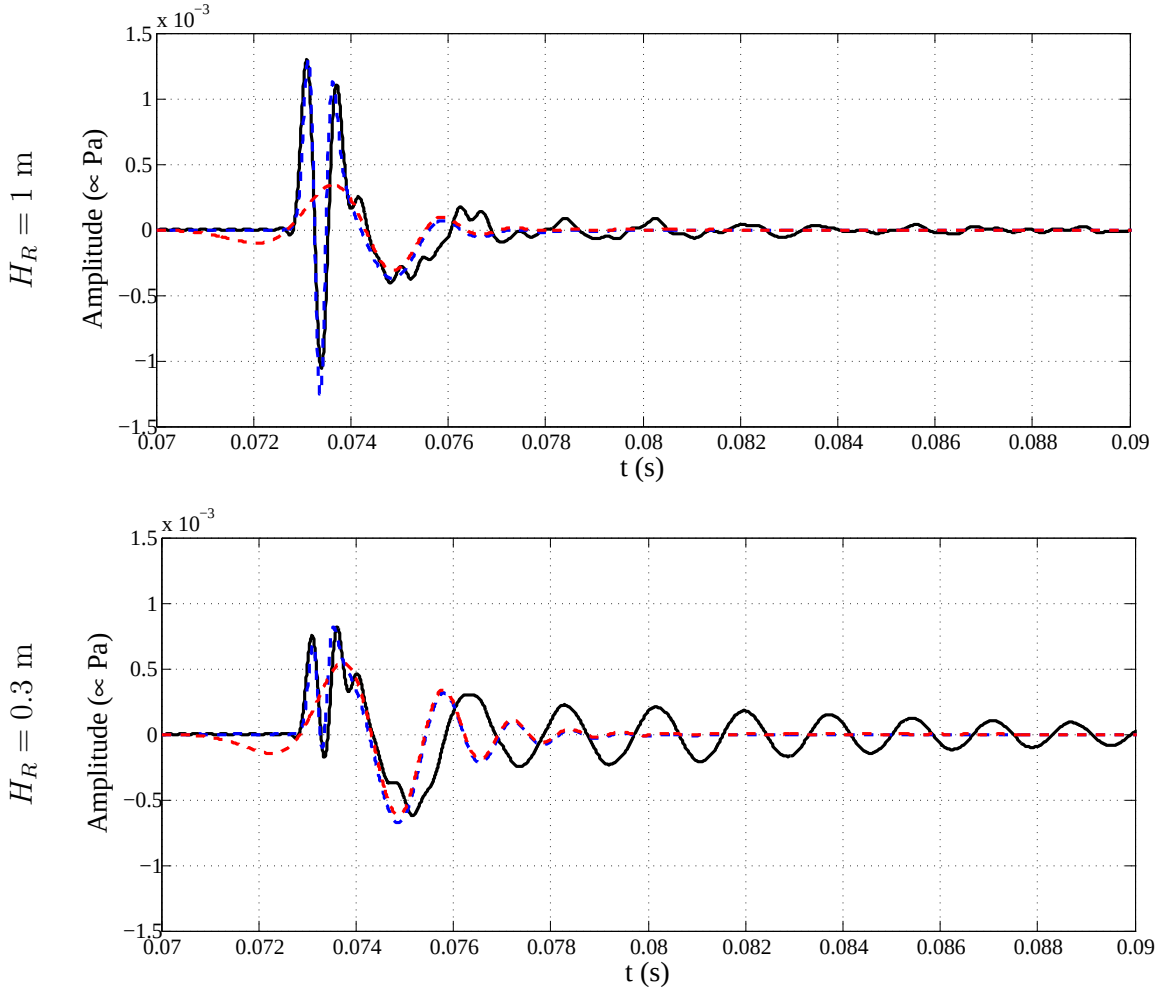


FIGURE 4.11 – Signaux temporels à $d = 25$ m au-dessus du *profil 1*, obtenus par simulation numérique FDTD et solutions analytiques, pour la source située à une hauteur $H_S = 1$ m. (—) simulation FDTD, (- -) solution analytique avec impédance effective pour le champ total, (- -) solution analytique avec impédance effective pour l'onde de surface.

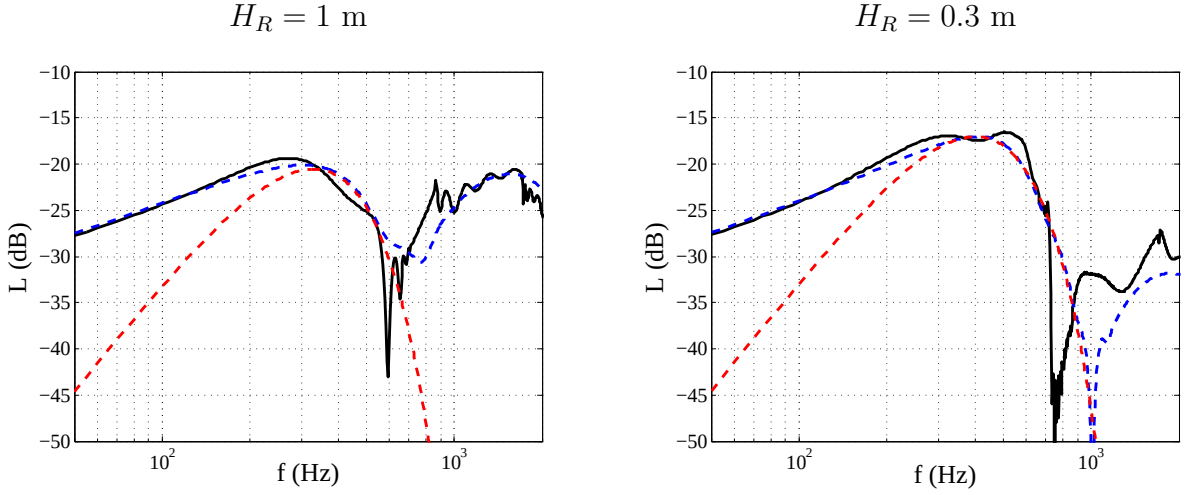


FIGURE 4.12 – Spectres de niveaux à $d = 25$ m au-dessus du *profil 1*, obtenus par simulation numérique FDTD et solutions analytiques, pour la source située à une hauteur $H_S = 1$ m. (—) simulation FDTD, (- -) solution analytique avec impédance effective pour le champ total, (- -) solution analytique avec impédance effective pour l'onde de surface.

4.3.3 Modèle MPP

Afin de vérifier que le modèle MPP rend compte des effets de la rugosité sur les signaux temporels (en particulier ceux de l'onde de surface), on considère un profil rugueux défini par un spectre gaussien avec $\sigma_h = 0.1$ m et $l_c = 0.2$ m (cette rugosité plus forte est plus apte à produire une onde de surface même à courte distance). Une réalisation d'un tel profil est générée. La surface rugueuse est considéré parfaitement réfléchissante. La propagation au-dessus de cette réalisation du profil rugueux pour une source à une hauteur $H_S = 1$ m est simulée avec le code TLM. Les paramètres des simulations sont donnés dans le tableau 4.5.

(a)

	TLM
	Profil rugueux gaussien
Δt (s)	2.05×10^{-5}
Δx (m)	0.01
f_c (cf. eq. (2.46)) (Hz)	1000

(b)

H_S (m)	1
H_{R1} (m)	1
H_{R2} (m)	0.3
d (m)	50

TABLEAU 4.5 – Propagation au-dessus d'un profil rugueux gaussien pour observer l'onde de surface. (a) Paramètres de la simulation TLM ; (b) Configuration géométrique source-récepteurs.

Les signaux temporels à une distance $d = 50$ m pour des récepteurs à $H_R = 1$ m et $H_R = 0.3$ m sont représentés sur la figure 4.13. On observe sur les résultats TLM (courbes noires) la présence d'une onde de surface d'amplitude importante. La solution analytique avec impédance effective rend bien compte de la forme des signaux, ainsi que de l'onde de surface, même si l'amplitude de cette dernière est légèrement surestimée. Les spectres de niveaux correspondant à ces signaux sont tracés sur la figure 4.14. On observe que la position fréquentielle du maximum d'énergie de la contribution de l'onde de surface calculée avec l'impédance effective (courbes pointillées rouges) concorde exactement avec le maximum d'énergie en basses fréquence des résultats numériques (à environ 120 Hz). Le modèle d'impédance effective MPP modélise donc de manière réaliste l'onde de surface due à la rugosité.

On réalise ensuite une simulation au-dessus du même profil rugueux, mais en le considérant cette fois-ci absorbant avec une impédance définie par le modèle de Miki tel que $\sigma = 300$ kN.s.m^{-4} avec une épaisseur e infinie. Les signaux temporels sont tracés sur la figure 4.15 et les spectres de niveaux correspondants sur la figure 4.16. Les signaux temporels obtenus numériquement indiquent la présence d'une onde de surface d'amplitude plus faible que pour le cas rugueux parfaitement réfléchissant considéré précédemment, étant donné qu'une partie de l'énergie est maintenant absorbée par le sol. Les solutions analytiques avec impédance effective sont encore une fois en bon accord avec les résultats numériques et l'onde de surface est correctement prise en compte. On observe sur les spectres de niveaux que l'onde de surface produite par ce profil rugueux absorbant a un contenu fréquentiel un peu plus basse fréquence par rapport au cas rugueux parfaitement réfléchissant (le maximum d'énergie en basses fréquences est maintenant en-dessous de 100 Hz).

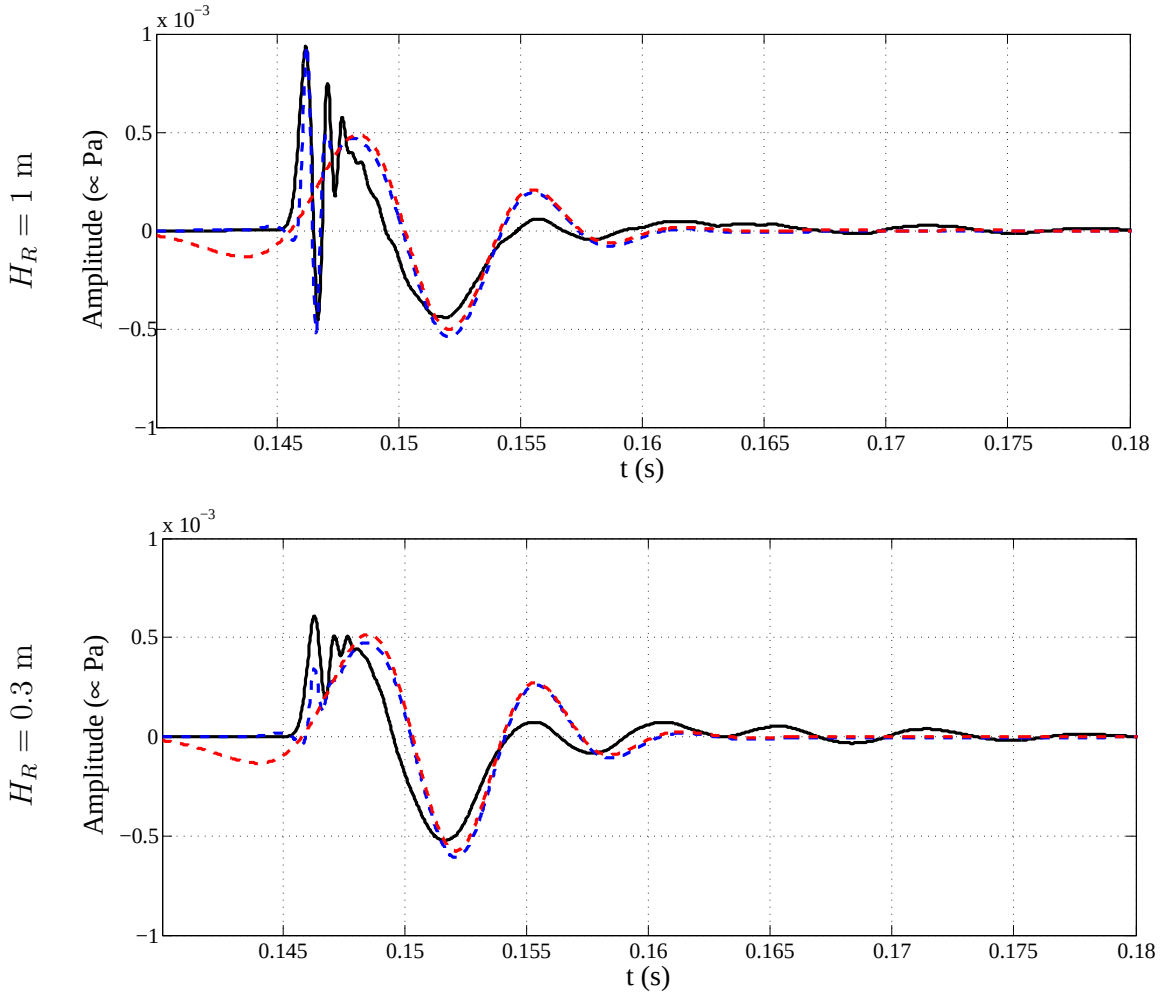


FIGURE 4.13 – Signaux temporels à $d = 50$ m au-dessus d'un profil rugueux réfléchissant, obtenus par simulation numérique TLM et solutions analytiques, pour la source située à une hauteur $H_S = 1$ m. (—) simulation TLM, (- -) solution analytique avec impédance effective pour le champ total, (- -) solution analytique avec impédance effective pour l'onde de surface.

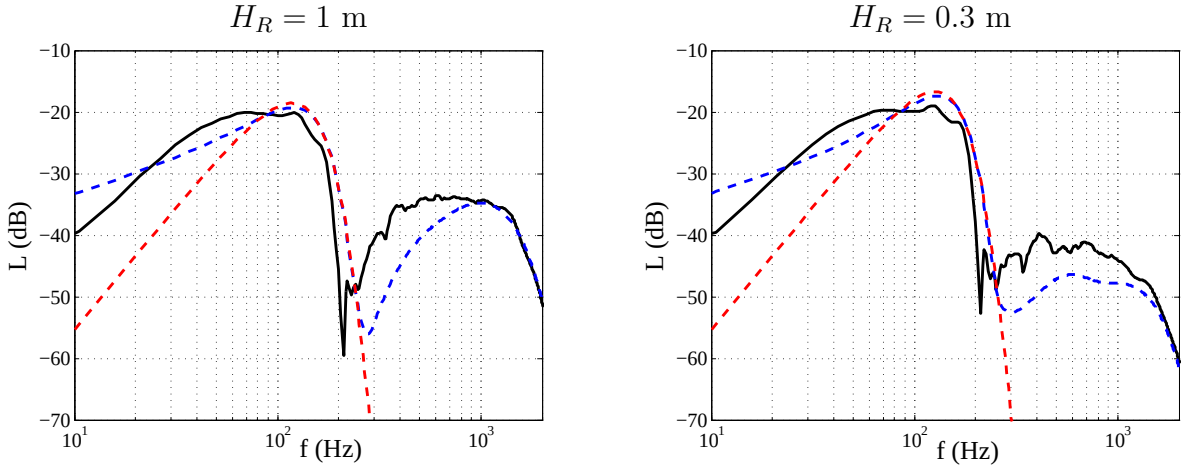


FIGURE 4.14 – Spectres de niveaux à $d = 50$ m au-dessus d'un profil rugueux réfléchissant, obtenus par simulation numérique TLM et solutions analytiques, pour la source située à une hauteur $H_S = 1$ m. (—) simulation TLM, (- -) solution analytique avec impédance effective pour le champ total, (- -) solution analytique avec impédance effective pour l'onde de surface.

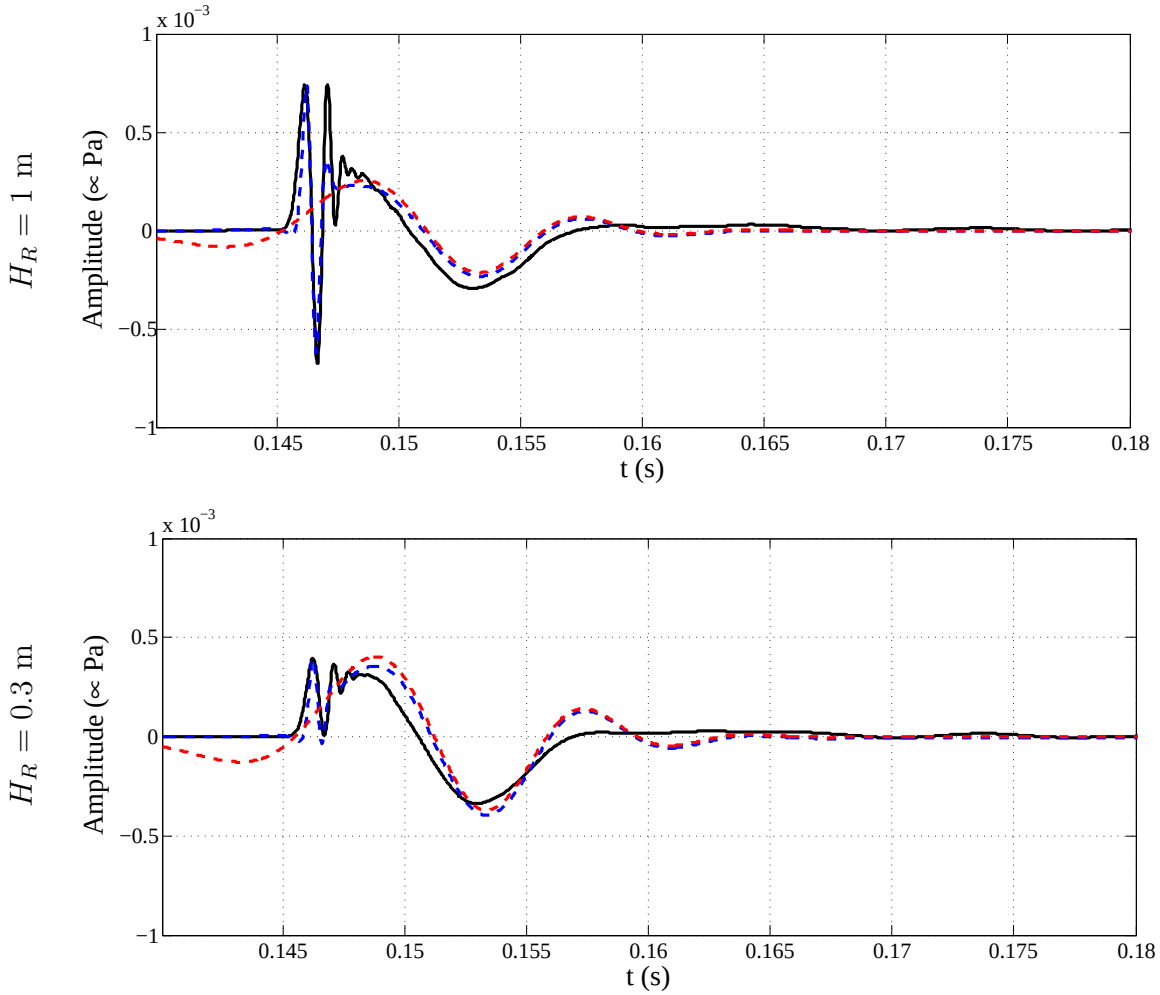


FIGURE 4.15 – Signaux temporels à $d = 50$ m au-dessus d'un profil rugueux absorbant, obtenus par simulation numérique TLM et solutions analytiques, pour la source située à une hauteur $H_S = 1$ m. (—) simulation TLM, (- -) solution analytique avec impédance effective pour le champ total, (- -) solution analytique avec impédance effective pour l'onde de surface.

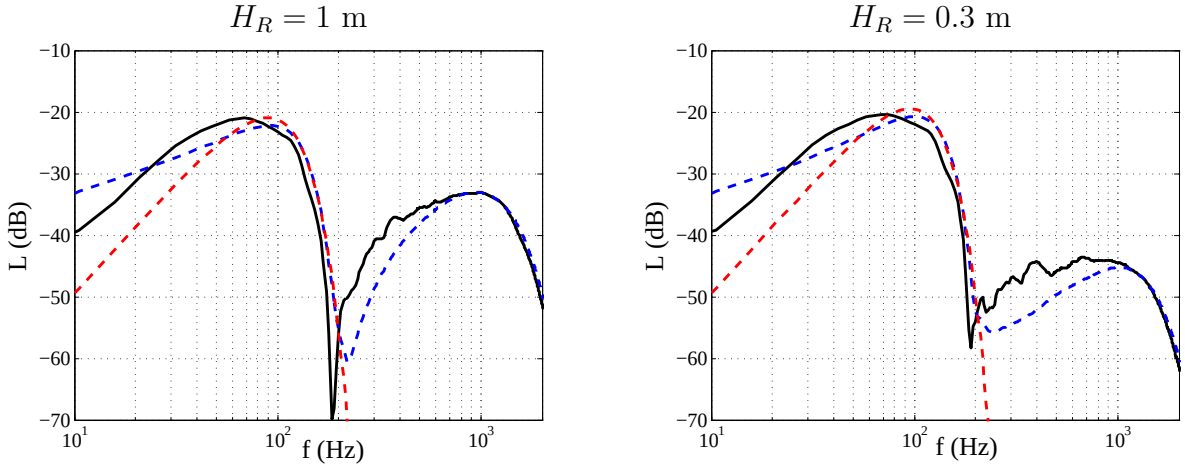


FIGURE 4.16 – Spectres de niveaux à $d = 50$ m au-dessus d'un profil rugueux absorbant, obtenus par simulation numérique TLM et solutions analytiques, pour la source située à une hauteur $H_S = 1$ m. (—) simulation TLM, (- -) solution analytique avec impédance effective pour le champ total, (- -) solution analytique avec impédance effective pour l'onde de surface.

4.4 Conclusion du chapitre

Des simulations FDTD de propagation 2D à une distance de 50 m au-dessus de profils rugueux constitués de diffuseurs cylindriques ont été réalisées avec *Code_Safari* afin de valider le modèle d'impédance effective à bosses. Différentes tailles et géométries de diffuseurs ont été considérées. Les spectres d'atténuation obtenus analytiquement en utilisant le modèle d'impédance effective sont en accord avec les résultats numériques, et ce même au delà de la limite fréquentielle théorique du modèle. Pour les cas considérés, le modèle à bosses s'avère être valide jusqu'à 2 fois sa limite fréquentielle théorique. Les impédances effectives correspondant aux profils rugueux considérés peuvent être implémentées dans les codes de calcul temporels en les approximant par l'équation (2.50) grâce à la méthode de minimisation sous contraintes. L'utilisation du modèle d'impédance effective à bosses dans les codes de calcul s'avère ainsi être une méthode efficace pour modéliser les effets sur les niveaux sonores d'une rugosité constituée de diffuseurs de géométrie fixe, sans avoir à réaliser les maillages des diffuseurs.

Le modèle d'impédance effective MPP pour une rugosité aléatoire caractérisée par un spectre de rugosité a été validé par des simulations TLM. Plusieurs types de sols rugueux réfléchissants et absorbants, présentant des spectres de rugosité gaussiens, ont été considérés. Le modèle MPP rendant compte des effets moyens de la propagation au-dessus de profils rugueux aléatoires, 20 réalisations de profils de sol ont été générées pour chaque type de sol considéré. Des simulations de propagation 2D à 50 m au-dessus de chaque réalisation ont été réalisées, et des spectres de niveaux moyens au-dessus de chaque type de sol ont été obtenus. Pour tous les types de sol, les résultats analytiques utilisant le modèle d'impédance effective MPP concordent avec les résultats numériques moyens. Le modèle rend donc correctement compte des effets moyens d'une rugosité aléatoire sur les niveaux sonores. Ce modèle peut être implémenté dans les codes temporels en l'approximant par l'équation (2.50) grâce à la méthode Vector Fitting. L'utilisation de ce modèle permet donc de modéliser dans des codes de calcul les effets sur la propagation acoustique d'une rugosité connue de manière statistique.

Enfin, l'onde de surface induite par la propagation au-dessus d'une surface rugueuse a été étudiée. Des simulations FDTD et TLM de propagation au-dessus de surfaces rugueuses, réfléchissantes ou partiellement absorbantes, montrent la présence de cette onde de surface sur les signaux temporels, pour des récepteurs proches de la surface. Des solutions analytiques dans le domaine temporel utilisant les modèles d'impédance effective rendent compte de la forme des signaux obtenus numériquement. Ces signaux analytiques présentent des ondes de surface similaires à celles observées sur les signaux numériques. Les modèles d'impédance effective reproduisent donc correctement les ondes de surfaces dues à la rugosité.

Les deux modèles d'impédance effective étudiés s'avèrent donc être une approche intéressante pour modéliser des surfaces rugueuses dans les codes de propagation pour l'acoustique extérieure. Les simulations numériques réalisées dans ce chapitre ont été réalisées en 2D. Il serait intéressant de continuer cette étude avec des simulations 3D et des profils de rugosité de surface plus réalistes, obtenus expérimentalement. Les spectres de rugosité mesurés par Oelze [15, 63] au-dessus de surfaces agricoles pourraient par exemple être utilisés.

Chapitre 5

Étude expérimentale de la variabilité de l'impédance de surface

Plan du chapitre

5.1 Mesure in-situ de l'impédance d'un sol 108
5.2 Campagne de mesures 110
5.2.1 Présentation des terrains 110
5.2.2 Protocole expérimental 111
5.3 Automatisation de la méthode de recalage 112
5.3.1 Détermination des zones de recalage des spectres 112
5.3.2 Minimisation par moindres carrés sous contraintes 113
5.3.3 Description pas à pas de la méthode semi-automatisée 114
5.3.4 Influence de la configuration de mesure sur les estimations de σ et e 114
5.4 Analyse des résultats de mesures 117
5.4.1 Présentation des résultats 117
5.4.2 Influence du type de terrain 122
5.4.3 Influence de la saison 124
5.5 Utilisation des résultats de mesure pour simuler la propagation au-dessus d'un sol d'impédance variable 125
5.5.1 Implémentation des impédances mesurées dans les méthodes temporelles 126
5.5.2 Simulations TLM et résultats 126
5.6 Conclusion du chapitre 128

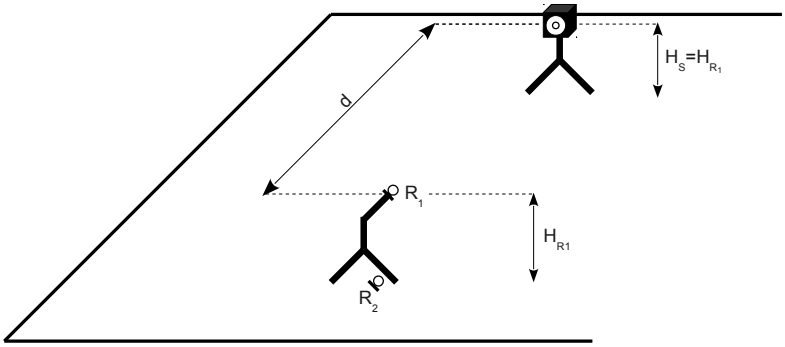
Ce dernier chapitre présente une étude expérimentale dont l'objectif est de caractériser la variabilité spatiale de sols herbeux et la variabilité saisonnière, ainsi que d'obtenir des données d'entrées réalistes afin de modéliser et étudier numériquement avec les méthodes temporelles la propagation au-dessus de sols d'impédance variable. La nécessité d'obtenir des données réalistes pour réaliser une telle étude a été notamment mise en avant par Ostashev [20].

Dans un premier temps, on expose les principes de la méthode de mesure *in-situ* de l'impédance de sol. Le protocole expérimental est présenté, ainsi que la méthode semi-automatisée développée pour exploiter les résultats expérimentaux et déterminer les pa-

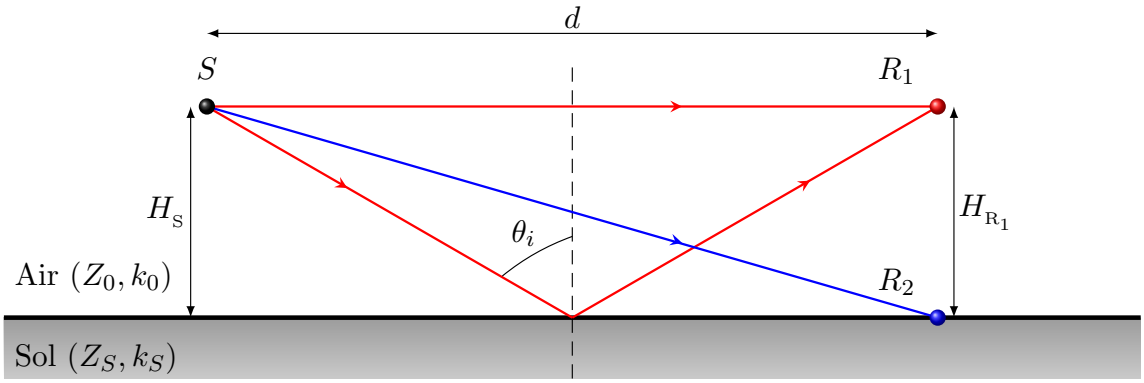
ramètres caractéristiques de l'impédance. Les résultats de cette campagne sont ensuite exposés et analysés. Dans un second temps, on exploite les données expérimentales pour obtenir des données d'entrée pour le code TLM.

5.1 Mesure in-situ de l'impédance d'un sol

La méthode de mesure permet d'estimer *in-situ* l'impédance acoustique d'un sol sur une large bande de fréquence grâce à la mesure du spectre d'atténuation verticale entre deux microphones R_1 et R_2, situés à une distance d de la source et à des hauteurs H_{R1} et H_{R2} différentes. Un solution analytique est ensuite recalée à ces résultats expérimentaux, en faisant varier les paramètres du modèle d'impédance choisi (cf. section 1.1.3.1 du chapitre 1). La configuration de mesure recommandée afin d'assurer un bon rapport signal sur bruit pour faciliter le recalage est donnée sur la figure 5.1 [120, 121] .



(a) Vue globale de la configuration de mesure



(b) Trajets des rayons sonores

FIGURE 5.1 – Configuration recommandée pour la mesure d'impédance de sol [120, 121]. La distance au sol source-récepteurs vaut $d = 4$ m, la source est à une hauteur $H_S = 0.6$ m, le premier microphone $R1$ à une hauteur $H_{R_1} = 0.6$ m, le second microphone $R2$ à une hauteur $H_{R_2} = 0$ m (microphone posé sur le sol).

La source est alimentée par un signal Maximum Length Sequence (MLS), qui est un signal pseudo-aléatoire. La réponse impulsionnelle est obtenue en calculant l'intercorrélation entre le signal émis et le signal reçu au niveau de chaque microphone. Ce calcul est facilité grâce aux propriétés des MLS [122]. Le rapport signal/bruit est amélioré en répétant le même signal 20 fois et en moyennant la réponse au microphone [120]. La figure 5.2 montre un exemple de réponses impulsionnelles mesurées : au récepteur R_1, on observe

bien deux pics, le premier correspondant au champ direct et le second au champ réfléchi par le sol, tandis qu'au récepteur R_2 situé sur le sol on observe un seul pic car en ce point les ondes directe et réfléchie sont quasiment en phase.

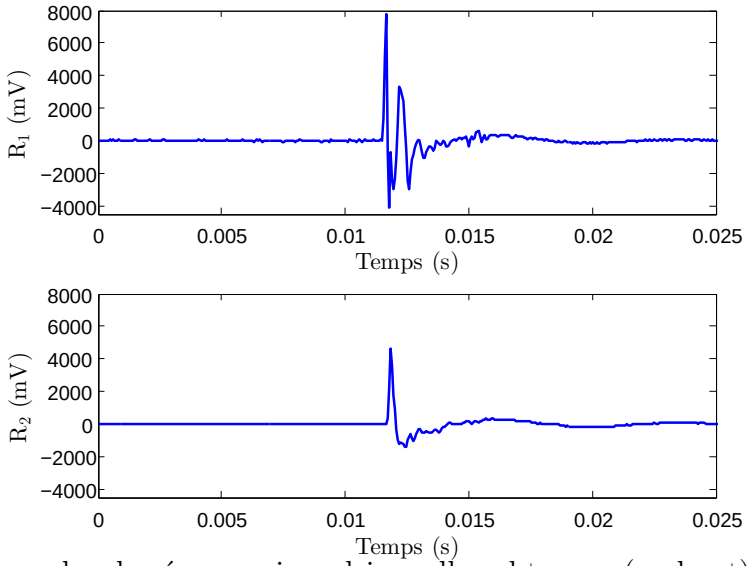


FIGURE 5.2 – Exemples de réponses impulsionnelles obtenues (en haut) au récepteur R_1 et (en bas) au récepteur R_2.

Les réponses impulsionnelles ainsi obtenues sont ensuite fenêtrées afin de supprimer les réflexions parasites, dues par exemple à la présence d'un mur ou de végétation. Les spectres L_{R1} et L_{R2} des deux réponses impulsionnelles fenêtrées sont calculés pour obtenir le spectre d'atténuation $\Delta_L = L_{R1} - L_{R2}$ entre les deux microphones. Un spectre d'atténuation pour cette configuration de source et récepteurs est calculé grâce à l'équation de Weyl-Van der Pol (équation (1.20)), en utilisant le modèle d'impédance de Delany-Bazley (équation (1.7)) ou de Miki (équation (1.9)), corrigé par un effet d'épaisseur (équation (1.12)). La procédure de recalage consiste à faire varier la résistance au passage de l'air σ et l'épaisseur effective e dans l'expression de Z_S, de manière à ce que les spectres mesuré et calculé se superposent au mieux. La figure 5.3 montre un exemple de recalage de solution analytique à un spectre expérimental à l'aide du modèle de Delany-Bazley.

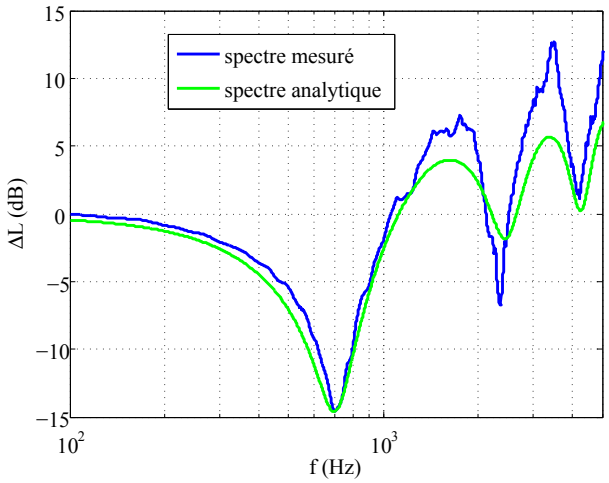


FIGURE 5.3 – Recalage d'un spectre d'atténuation analytique (modèle de Delany-Bazley avec d'épaisseur, $\sigma = 355$ kN.s.m^{-4} et $e = 0.012$ m) avec un spectre d'atténuation mesuré au-dessus d'un sol herbeux.

5.2 Campagne de mesures

On présente dans cette section la campagne de mesures d'impédance au cours de laquelle la méthode de mesure précédemment décrite est utilisée. L'objectif de cette campagne est d'obtenir des jeux de données sur différents terrains et à différentes saisons pour pouvoir caractériser l'influence du type de terrain et de la saison sur la variabilité spatiale de l'impédance.

5.2.1 Présentation des terrains

Les mesures ont été réalisées en de nombreux points sur trois terrains, afin de caractériser une **variabilité spatiale** de l'impédance selon le type de terrain. Les mesures ont été réalisées d'abord en été lorsque les terrains étaient secs (campagne *été*), puis en hiver lorsque les terrains étaient humides (campagne *hiver*). Cette répétition des mesures à deux périodes de l'année espacées de plusieurs mois (avec des conditions d'humidité des terrains différentes) permet d'évaluer une **variabilité saisonnière** de l'impédance.

Les trois terrains, supposés d'hétérogénéité spatiale croissante, sont :

- un terrain de football en gazon synthétique, très plat et supposé spatialement homogène, à Brains (44, France), dit terrain *synthétique* (figure 5.4) ;
- un terrain de football en gazon naturel, très plat mais supposé moins homogène, également à Brains (44, France), dit terrain *gazon* (figure 5.5) ;
- un sol herbeux naturel sur le site de l'Ifsttar, à Bouguenais (44, France), dit terrain *herbeux naturel* (figure 5.6).



FIGURE 5.4 – Mesure d'impédance sur le terrain de football en gazon synthétique (terrain *synthétique*).

Les mesures de la campagne *été* ont été effectuées lorsque les sols étaient parfaitement secs à la fin mai 2012. Les mesures de la campagne *hiver* ont quant à elles été effectuées à la mi-décembre 2012 lorsque les sols étaient humides (mais non inondés, ni gelés) à la suite d'épisodes pluvieux.



FIGURE 5.5 – Mesure d'impédance sur le terrain de football en gazon naturel (terrain *gazon*).



FIGURE 5.6 – Mesure d'impédance sur le terrain de l'Ifsttar (terrain *herbeux naturel*).

5.2.2 Protocole expérimental

Le protocole expérimental suivant est appliqué sur chacun des trois terrains et pour les deux campagnes saisonnières. Sur une ligne de 50 m (figure 5.7) :

- Entre 0 et 10 m, trois mesures sont effectuées avec la configuration classique, dite *configuration 4 m*, présentée en 5.1. La première entre 0 et 4 m, la seconde entre 3 et 7 m et la troisième entre 6 et 10 m. Trois mesures sont faites de manière analogue entre 10 et 20 m, entre 20 et 30 m, entre 30 et 40 m, entre 40 et 50 m (cf. figure 5.7(a)). Au total, 15 mesures sont réalisées avec cette configuration.
- 5 mesures sont effectuées tous les 10 m, entre 0 et 10 m, 10 et 20 m, 20 et 30 m, 30 et 40 m, 40 et 50 m, avec une autre configuration de mesure que celle présentée précédemment (cf. figure 5.7(b)). Cette configuration est définie telle que $d = 10$m, $H_s = H_{R_1} = 1$m, $H_{R_2} = 0.2$m, et dite *configuration 10 m*. Ces mesures sont réalisées pour étudier l'influence de la géométrie de mesure sur les estimations des paramètres e et σ.

Pour les terrains *gazon* et *herbeux naturel*, ces deux séries de mesures sont effectuées de nouveau sur une seconde ligne de 50 m parallèle à la première (translation de 10 m) afin de se placer dans d'autres conditions de terrain et d'obtenir plus de données.

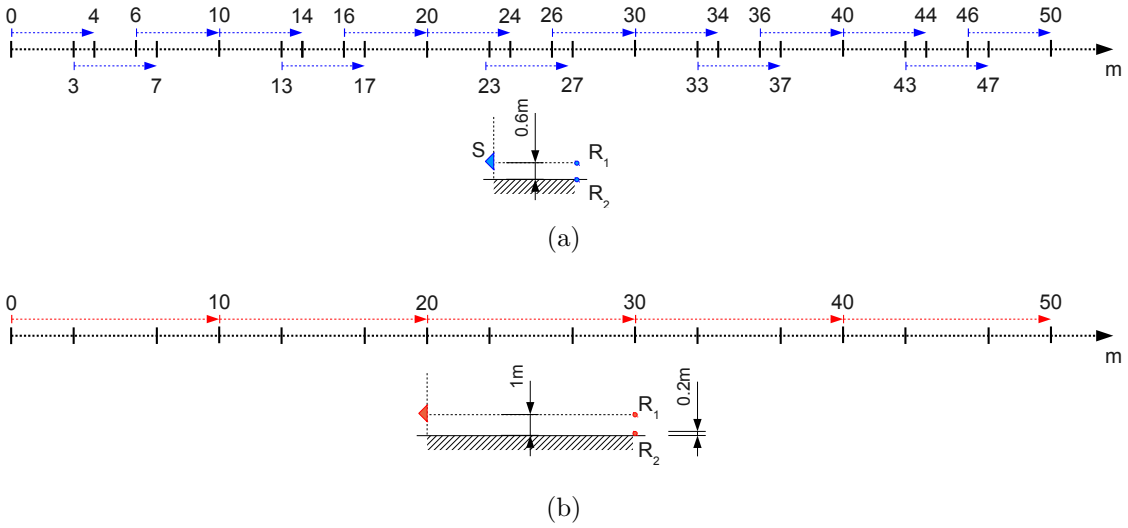


FIGURE 5.7 – Protocole de mesure : (a) Mesures sur une ligne de 50 m avec la *configuration 4 m* ; (b) Mesures sur une ligne 50 m avec la *configuration 10 m*

5.3 Automatisation de la méthode de recalage

Cette campagne de mesures fournit un grand nombre de résultats à traiter par recalage pour estimer les propriétés d'absorption des terrains. En ajustant manuellement les paramètres du modèle d'impédance, la qualité du recalage des spectres (*i.e.* la bonne superposition du spectre expérimental et du spectre analytique) était précédemment jugée visuellement par l'opérateur lui-même. Ainsi, d'un opérateur à l'autre, les paramètres estimés pour une même mesure pouvaient varier. Une méthode semi-automatisée a donc été développée pour obtenir des résultats dépendant peu de l'opérateur et pour gagner en efficacité. Cette méthode est décrite ci-après.

5.3.1 Détermination des zones de recalage des spectres

Dans les travaux de thèse d'O. Leroy [11], une étude a été menée sur le comportement d'un opérateur lors de la procédure de recalage. Il avait été demandé à différent opérateurs « experts » familiers de la méthode de procéder en aveugle au recalage des mêmes spectres (c'est-à-dire sans connaître quels paramètres ils font varier ni leurs valeurs, afin qu'ils ne soient pas influencés). Cette étude a permis de remarquer que les recalages effectués par ces opérateurs présentaient une faible dispersion, car ils procédaient de manière similaire :

- les opérateurs se concentraient essentiellement sur la zone basses fréquences du spectre et sur le premier creux d'effet de sol car un modèle d'impédance à 2 paramètres ne modélise pas de manière optimale le comportement du sol à plus haute fréquence (cf. figure 5.3) ;

– il était accordé une grande importance à bien retrouver la position en fréquence du premier creux d'effet de sol, très dépendante de la valeur de la résistance au passage de l'air ;
– les opérateurs essayaient de minimiser les écarts entre le spectre calculé et le spectre mesuré de part et d'autre du premier creux d'effet de sol (tangentes au creux d'effet de sol), notamment en jouant sur le paramètre d'épaisseur.

On tient donc compte de ces éléments pour élaborer une méthode de recalage semi-automatique.

5.3.2 Minimisation par moindres carrés sous contraintes

Un algorithme de minimisation sous contraintes [114] est utilisé pour automatiser la méthode de recalage. La minimisation est faite par la méthode des moindres carrés dans deux bandes de fréquence $[fmin_1\ fmax_1]$ et $[fmin_2\ fmax_2]$ de part et d'autre du premier creux d'effet de sol (figure 5.8). Cela permet d'exclure le minimum du creux qui peut être lissé si le signal est bruité, et de recaler la solution analytique aux tangentes du creux d'effet de sol du spectre expérimental.

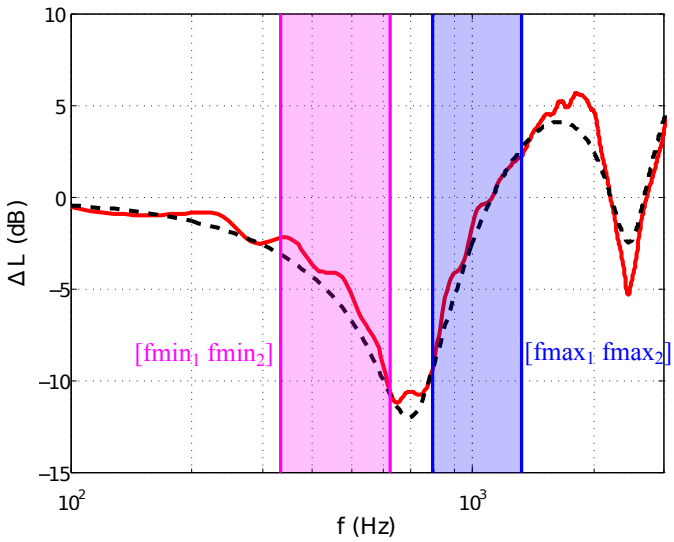


FIGURE 5.8 – Exemple de recalage par la méthode de minimisation sous contraintes. (- -) spectre analytique recalé, (—) spectre expérimental bruité dont le creux d'effet de sol est bruité.

La fonction *fmincon* de la Optmization Toolbox de Matlab est utilisée pour minimiser la fonction suivante :

$$\sum_{f=fmin_1}^{fmax_1} \left(\Delta L_{exp}(f) - \Delta L_{th}\right)^2 + \sum_{f=fmin_2}^{fmax_2} \left(\Delta L_{exp}(f) - \Delta L_{th}\right)^2 \tag{5.1}$$

où ΔL_{exp} est le spectre d'atténuation mesuré et $\Delta L_{th}\left[d, H_{R_1}, H_{R_2}, Z_S(f,\sigma,e)\right]$ le spectre d'atténuation théorique calculé à partir de l'équation de Weyl-Van der Pol (équation (1.20) et d'un modèle d'impédance Z_S avec correction d'épaisseur pour une réaction localisée (équation (1.12)). La minimisation est faite dans les deux bandes de fréquence avec les contraintes suivantes :

– $0 < \sigma < \sigma_{max}$, où σ_{max} est défini en fonction de la surface que l'on cherche à caractériser (par exemple pour un sol herbeux on peut fixer $\sigma_{max} = 1000$ kN.s.m^{-4}).

- $0 < e < e_{max}$, où e_{max} peut être pris égal à 0.1 m car à partir de cette taille l'épaisseur a le même effet qu'une épaisseur infinie (car la fonction coth tend vers 1 dans l'équation (1.12) quand $e > 0.1$, pour les fréquences et les types de sols absorbants considérés).
- $\Delta L_{th}[Z_S(f, \sigma, e)] \leq \Delta L_{exp}(f)$ entre $fmax_1$ et $fmin_2$ (zone de minimum du creux d'effet de sol, visible sur la figure 5.8). Cette condition permet d'assurer que le spectre théorique s'ajuste en dessous du minimum du premier creux d'effet de sol du spectre mesuré quand celui-ci est bruité, comme on peut le voir sur la figure 5.8.

5.3.3 Description pas à pas de la méthode semi-automatisée

La méthode de recalage semi-automatisée que l'on propose ci-dessus se déroule selon les étapes suivantes :

1. Chargement du spectre expérimental ΔL_{exp}.
2. Affichage du spectre expérimental ΔL_{exp} et définition par l'utilisateur des deux plages fréquentielles de recalage $[fmin_1\, fmax_1]$ et $[fmin_2\, fmax_2]$ autour du creux d'effet de sol (cf. figure 5.8).
3. Processus répété N fois :
   - Tirage aléatoire d'un couple de valeurs de σ et e comme points de départ de l'algorithme de minimisation ;
   - Minimisation de l'équation (5.1) avec les contraintes définies dans le paragraphe précédent ;
   - Dans les deux bandes de fréquence $[fmin_1\, fmax_1]$ et $[fmin_2\, fmax_2]$, calcul de l'erreur :

$$err(\sigma, e) = \left[\sum_f \left(\Delta L_{th}\left(f, \sigma, e\right) - \Delta L_{exp}(f) \right)^2 / \sum_f \left(\Delta L_{exp}(f) \right)^2 \right]^{1/2} \tag{5.2}$$

   - Stockage des valeurs de σ, e et de l'erreur.
4. Sélection parmi les N couples de σ et e de celui pour lequel l'erreur est minimale.
5. Affichage du spectre théorique calé par dessus le spectre expérimental et possibilité de faire varier manuellement les valeurs de σ et e pour ajuster le calage si besoin

Les principes et étapes de cette méthode de recalage sont schématisés sur la figure 5.9. Elle est utilisée pour traiter les nombreux résultats de la campagne de mesures afin d'obtenir des jeux de données de σ et e pour chaque terrain et chaque saison. On considère le modèle de Miki pour les recalages, afin de pouvoir utiliser les résultats en données d'entrées des méthodes numériques temporelles. **Les valeurs de σ sont supposées estimées avec une incertitude de $\pm$20 kN.s.m^{-4} et les valeurs de e avec une incertitude de $\pm$2 mm.**

5.3.4 Influence de la configuration de mesure sur les estimations de σ et e

Certaines mesures ont été effectuées avec les deux configurations (*configuration 4 m* et *configuration 10 m*) de telle manière que la position théorique du point de réflexion soit identique dans les deux cas. Par exemple, pour la mesure entre 3 et 7 m et celle entre 0

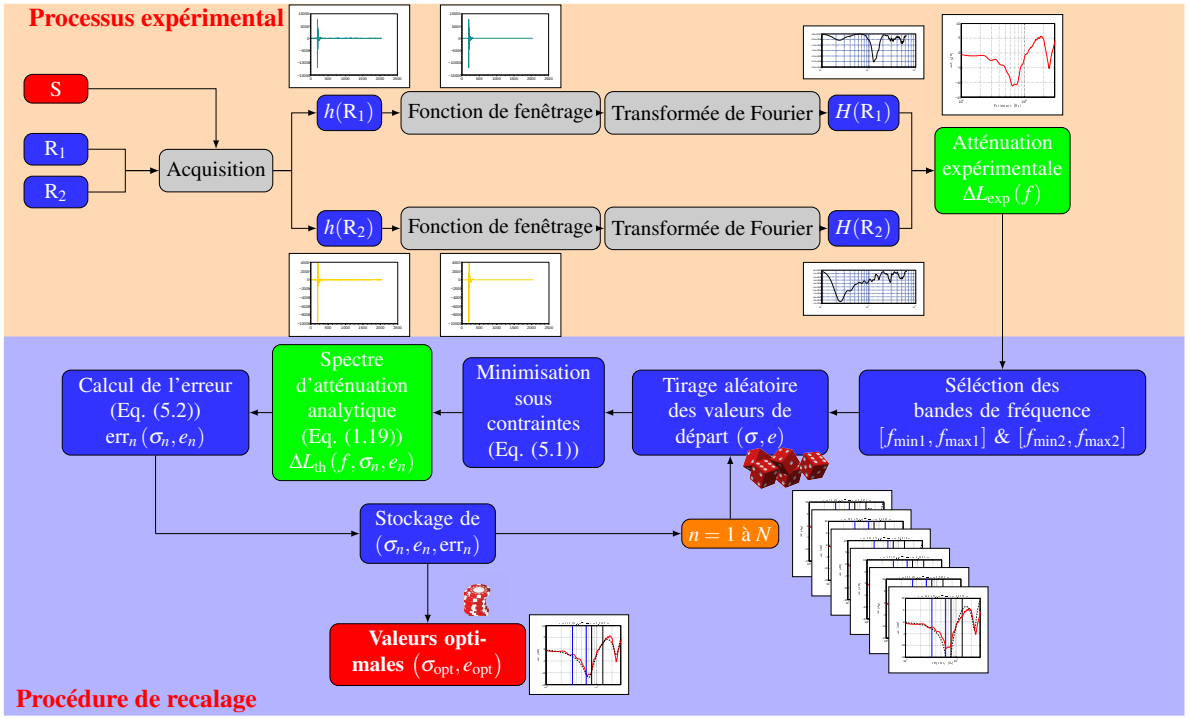


FIGURE 5.9 – Processus expérimental et procédure de recalage semi-automatique.

et 10 m, le point de réflexion théorique est situé à $d = 5$ m dans les deux cas. De même, pour la mesure entre 13 et 17 m et celle entre 10 et 20 m, le point de réflexion théorique est à $d = 15$ m.

On utilise les mesures faites aux mêmes points de réflexion théorique par les deux configurations sur les deux terrains de football (terrain *synthétique* et terrain *gazon*) lors de la campagne *été* pour étudier l'influence de la configuration. Les valeurs de e et σ obtenues par calage du modèle de Miki pour les deux configurations sont comparées dans les tableaux 5.1 et 5.2.

TABLEAU 5.1 – Comparaison des valeurs de e et σ (modèle de Miki) obtenues avec la *configuration 10 m* et la *configuration 4 m* pour le même point de réflexion théorique sur le terrain *synthétique* lors de la campagne *été*.

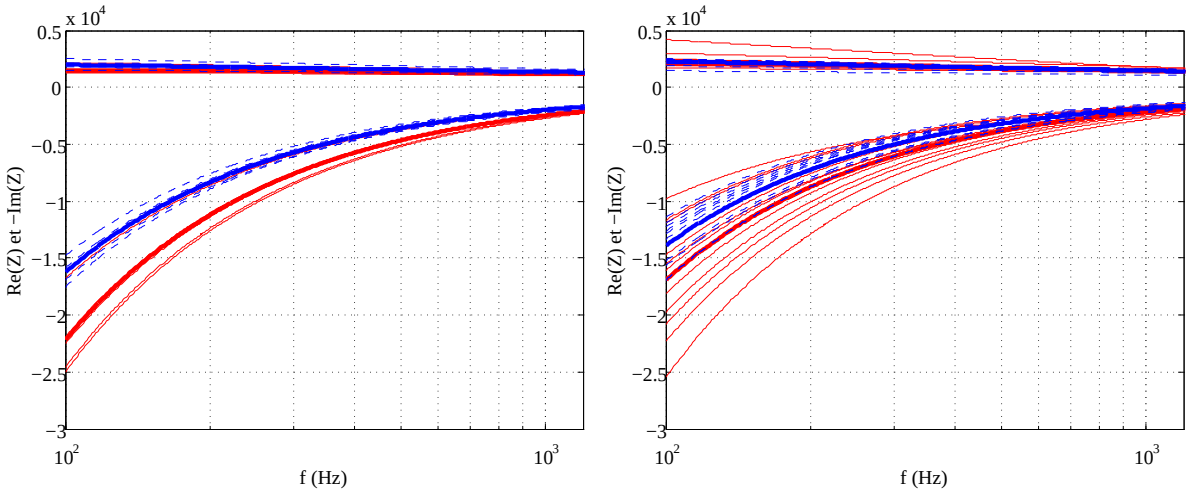
Mesure (*4 m*)	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})	Mesure (*10 m*)	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})
Ligne 1, 3-7 m	1.06	389	Ligne 1, 0-10 m	0.81	410
Ligne 1, 13-17 m	1.16	398	Ligne 1, 10-20 m	0.74	420
Ligne 1, 23-27 m	1.12	462	Ligne 1, 20-30 m	0.73	460
Ligne 1, 33-37 m	1.26	318	Ligne 1, 30-40 m	0.83	371
Ligne 1, 43-47 m	1.16	301	Ligne 1, 40-50 m	1.12	411
moyenne	1.15	374	moyenne	0.85	414
écart-type	0.07	65	écart-type	0.16	31

On observe que la *configuration 10 m* conduit à estimer une épaisseur e moyenne plus faible et une résistance au passage de l'air σ moyenne plus élevée. Les valeurs des fonctions d'impédance sont donc différentes selon la configuration de mesure, comme le montrent les figures 5.10(a) et 5.10(b). En basses fréquences, les amplitudes moyennes des parties réelles et imaginaires sont sensiblement plus élevées pour l'estimation par la *configuration*

TABLEAU 5.2 – Comparaison des valeurs de e et σ (modèle de Miki) obtenues avec la *configuration 10 m* et la *configuration 4 m* pour le même point de réflexion théorique sur le terrain *gazon* lors de la campagne *été*.

Mesure (*4 m*)	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})	Mesure (*10 m*)	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})
Ligne 1, 3-7 m	1.12	453	Ligne 1, 0-10 m	1.25	485
Ligne 1, 13-17 m	1.12	455	Ligne 1, 10-20 m	0.72	515
Ligne 1, 23-37 m	1.58	336	Ligne 1, 20-30 m	2.29	395
Ligne 1, 33-37 m	1.66	258	Ligne 1, 30-40 m	1.64	294
Ligne 1, 43-47 m	1.38	246	Ligne 1, 40-50 m	1.17	393
Ligne 2, 3-7 m	1.25	418	Ligne 2, 0-10 m	0.83	519
Ligne 2, 13-17 m	1.5	354	Ligne 2, 10-20 m	0.94	449
Ligne 2, 23-27 m	1.21	415	Ligne 2, 20-30 m	0.89	474
Ligne 2, 33-37 m	1.51	320	Ligne 2, 30-40 m	1.03	434
Ligne 2, 43-47 m	1.62	320	Ligne 2, 40-50 m	1.27	334
moyenne	1.39	357	moyenne	1.20	429
écart-type	0.2	75	écart-type	0.46	75

10 m. On voit que, globalement, la *configuration 10 m* conduit à estimer des sols plus réfléchissants que la *configuration 4 m*. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la zone de Fresnel de chaque configuration n'est pas la même (cf. section 1.2.4 du chapitre 1) : ainsi on ne vient pas mesurer l'impédance de la même portion de sol autour du point de réflexion théorique (« empreinte de mesure »).

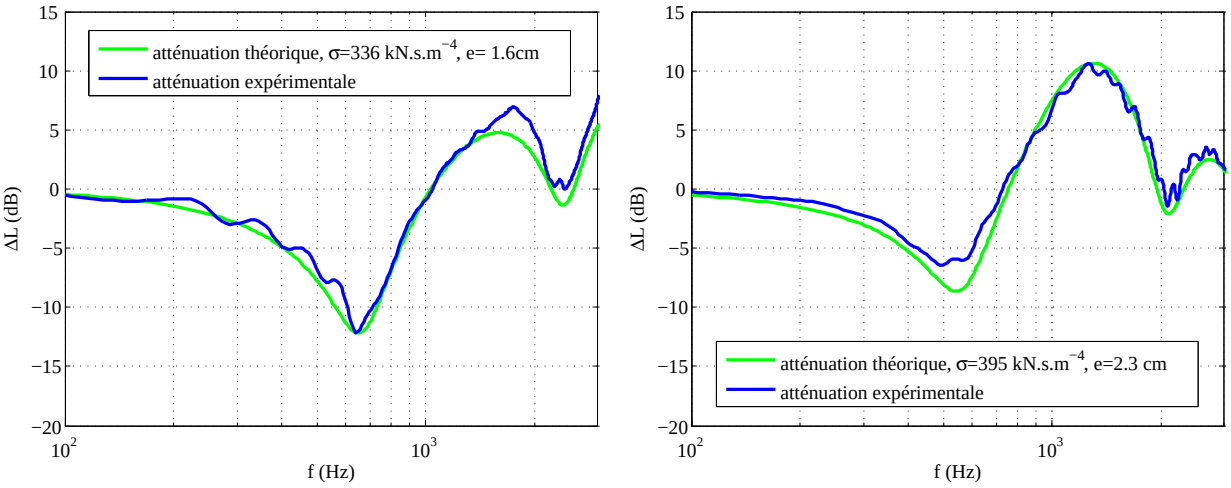


(a) terrain *synthétique* (b) terrain *gazon*

FIGURE 5.10 – Impédances estimées lors de la campagne *été* avec (—) la *configuration 10 m* et (- -) la *configuration 4 m* (les valeurs moyennes sont représentées par les traits plus épais).

Les mesures obtenues par la *configuration 10 m* présentent un écart-type de l'épaisseur e environ deux fois plus important pour les deux terrains par rapport à la *configuration 4 m*. Au niveau des fonctions d'impédance, cela se traduit par une variabilité des amplitudes des parties réelles et imaginaires en basses fréquences plus importante pour les mesures avec la *configuration 10 m*. Ceci est particulièrement visible sur la figure 5.10 à

$f = 100$ Hz. Cette variabilité plus importante des résultats de mesure pour la *configuration 10 m* peut en partie s'expliquer par le fait que l'erreur de mesure est plus importante pour cette configuration. En effet, les mesures avec la *configuration 4 m* sont globalement moins bruitées au niveau du creux d'effet de sol et le recalage de e et σ se fait mieux que pour la *configuration 10 m*, comme cela est montré pour un des points de mesure sur la figure 5.11.



(a) *configuration 4 m* (b) *configuration 10 m*

FIGURE 5.11 – (—) Spectres mesurés le terrain *gazon* et (—) spectres analytiques recalés par la méthode semi-automatisée (modèle de Miki), avec les deux configurations, pour un même point de réflexion spéculaire théorique.

Ainsi, pour la suite de l'étude, on choisit d'utiliser les résultats de recalage des mesures avec la *configuration 4 m*, plus faciles à recaler, et qui permettent de retenir un plus grand nombre de données.

Remarque : les résultats de cette section montrent que le choix de la configuration peut avoir une influence sur les estimations des paramètres e et σ qui caractérisent l'impédance. Ainsi il faut comprendre que ces paramètres doivent être considérés comme des paramètres effectifs et non comme des paramètres purement physiques dont la valeur dépendrait uniquement des caractéristiques physiques du sol.

5.4 Analyse des résultats de mesures

5.4.1 Présentation des résultats

Les résultats obtenus par les mesures avec la *configuration 4 m* sont traités par la méthode de recalage semi-automatisée afin de déduire, pour chaque point de mesure, une valeur de la résistance aux passage de l'air σ et de l'épaisseur e. On obtient ainsi un grand nombre de données. Elles nous permettent d'étudier l'influence du type de terrain et de la saison sur :

- les valeurs de σ et e
- leur variabilité spatiale

– la dispersion dans la prévision des niveaux sonores avec ces valeurs mesurées.

Les résultats de recalage à chaque point de mesure sont donnés dans l'Annexe D. Les fonctions d'impédances (modèle de Miki) correpondant à toutes les valeurs de σ et e mesurées sur chaque terrain et à chaque saison sont tracées sur la figure 5.12. Les moyennes $\overline{\sigma}$ et $\overline{e}$, les écart-types s_σ et s_e [1], les écarts-types relatifs s_σ/σ et s_e/e et les coefficients de corrélation $r_{\sigma e}$ pour chaque terrain pour la saison *été* et pour la saison *hiver* sont respectivement donnés dans le tableau 5.3 et 5.4. Le coefficient de corrélation $r_{\sigma e}$ est défini comme :

$$r_{\sigma e} = \frac{cov(\sigma, e)}{s_\sigma s_e} \tag{5.3}$$

avec $cov(\sigma, e)$ la covariance.

Enfin, la dispersion statistique des valeurs est représentée pour chaque terrain et saison en traçant e en fonction de σ sur la figure 5.13. On trace également les contours des fonctions de densité de probabilité pour une loi normale bidimensionnelle dans le cas de deux variables aléatoires corrélées, calculées par la formule suivante :

$$\Phi(\sigma, e) = \frac{1}{2\pi s_\sigma s_e \sqrt{1 - r_{\sigma e}^2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\sigma - \overline{\sigma}}{s_\sigma} \right)^2 + \left(\frac{e - \overline{e}}{s_e} \right)^2 - 2 r_{\sigma e} \frac{(\sigma - \overline{\sigma})(e - \overline{e})}{s_\sigma s_e} \right] \right) \tag{5.4}$$

On remarque l'existence d'une corrélation entre les paramètres σ et e. Cette corrélation ne doit pas être attribuée à un lien « physique » entre ces paramètres mais plutôt à un lien qui s'établit via le processus de recalage pour les estimer. Elle permet d'envisager de réaliser des tirages aléatoires plus réalistes de couples (σ, e) pour des calculs statistiques.

1. Cette notation s_x pour l'écart-type est utilisée plutôt que la notation usuelle σ_x afin d'éviter toute confusion avec la résistance au passage de l'air σ

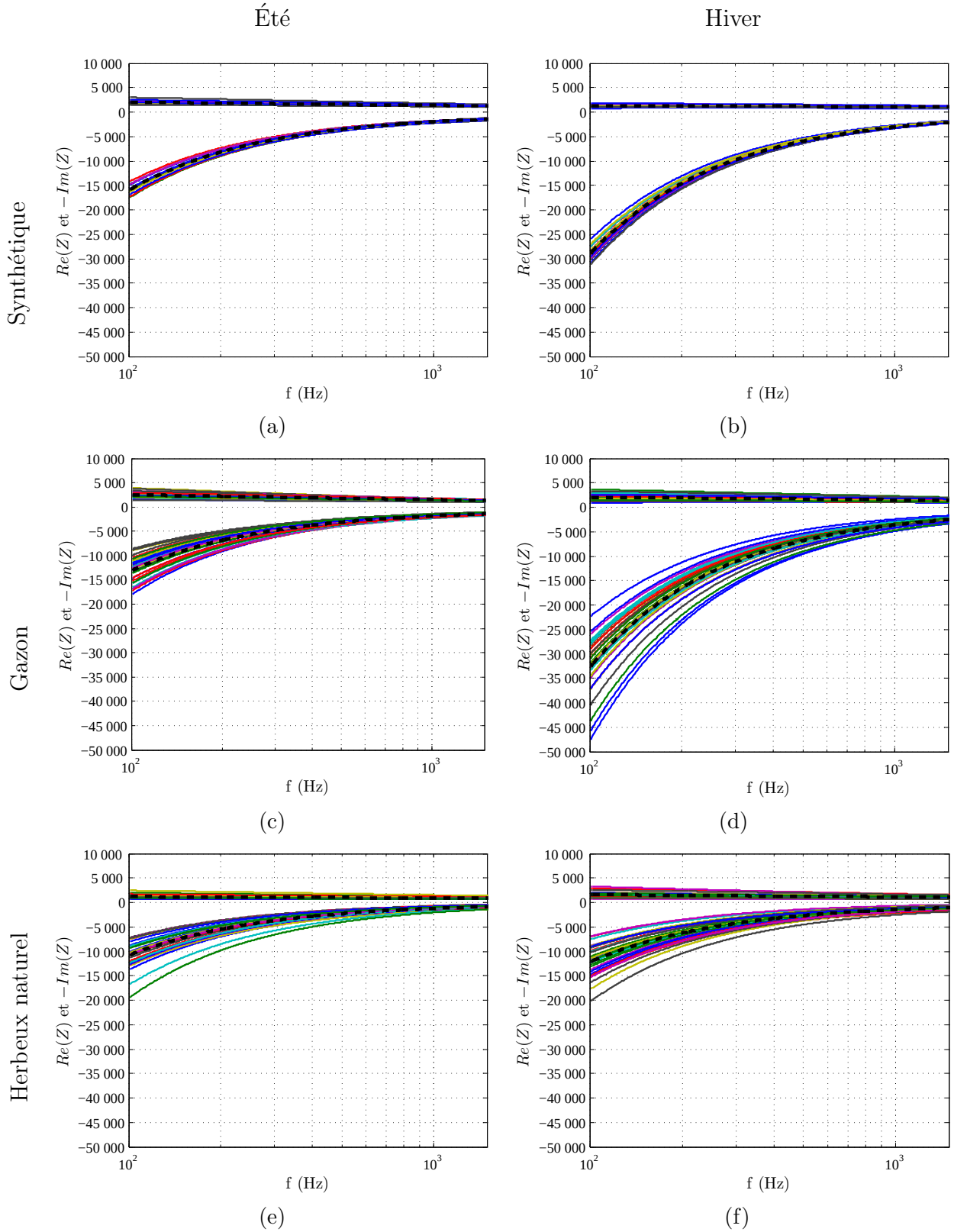


FIGURE 5.12 – Impédances estimées avec la *configuration 4 m* lors des campagnes *été* et *hiver*, pour les terrains *synthétique*, *gazon* et *herbeux naturel*. (--) valeurs moyennes des parties réelles et imaginaires.

TABLEAU 5.3 – Statistiques terrain par terrain pour la campagne *été*.

Terrain	*synthétique*	*gazon*	*herbeux naturel*
$\overline{e}$	1.18	1.6	1.8
s_e	0.07	0.40	0.46
$s_e/\overline{e}$	0.05	0.25	0.26
$\overline{\sigma}$	369	355	172
s_σ	57	74	72
$s_\sigma/\overline{\sigma}$	0.16	0.21	0.41
$r_{\sigma e}$	-0.27	-0.57	-0.82

TABLEAU 5.4 – Statistiques terrain par terrain pour la campagne *hiver*.

Terrain	*synthétique*	*gazon*	*herbeux naturel*
$\overline{e}$	0.63	0.58	1.6
s_e	0.03	0.1	0.45
$s_e/\overline{e}$	0.05	0.17	0.28
$\overline{\sigma}$	484	732	243
s_σ	74	181	104
$s_\sigma/\overline{\sigma}$	0.15	0.25	0.43
$r_{\sigma e}$	-0.73	-0.47	-0.71

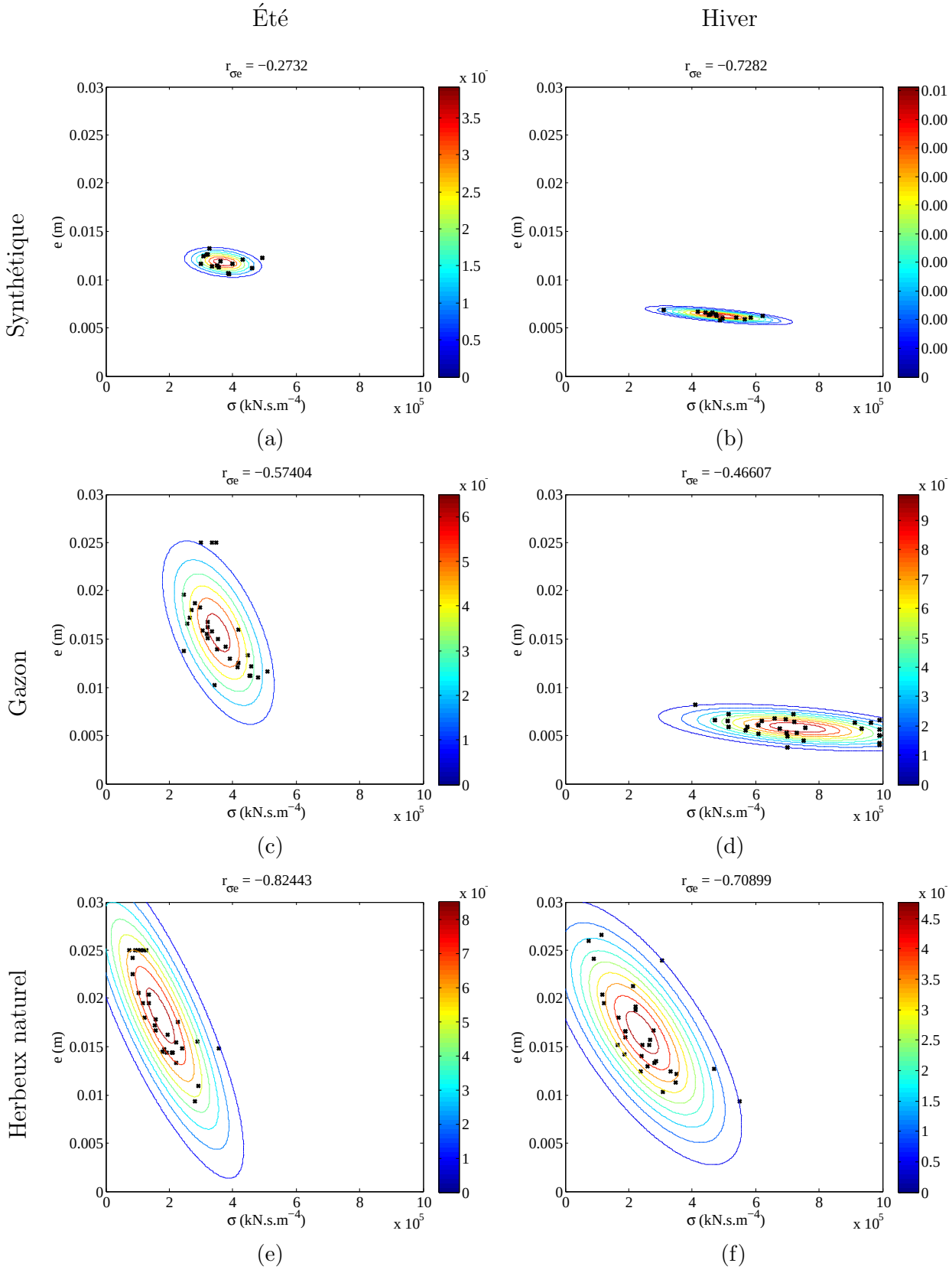


FIGURE 5.13 – Dispersion des couples (σ, e) mesurés sur chaque terrain à chaque saison et contour des fonctions de densité de probabilité calculées par l'équation (5.4).

5.4.2 Influence du type de terrain

On étudie l'influence du type de terrain à partir des résultats de la campagne *été* présentés dans la section précédente.

5.4.2.1 Influence du type de terrain sur les propriétés d'absorption moyennes

On voit dans le tableau 5.3 que les terrains *synthétique* et *gazon* ont à peu près les mêmes propriétés d'absorption, les valeurs moyennes de l'épaisseur e et de la résistance au passage de l'air σ pour ces deux terrains étant proches. On l'observe également sur les figures 5.12(a) et 5.12(c), où les courbes moyennes des parties réelles et imaginaires des impédances mesurées sont similaires. Le terrain *herbeux naturel* est plus absorbant : les valeurs moyennes de σ pour les deux lignes sont plus faibles que celles des deux autres terrains. La partie imaginaire de son impédance moyenne représentée sur la figure 5.12(e) est donc plus faible que celle des deux autres terrains.

5.4.2.2 Influence du type de terrain sur la variabilité spatiale

D'après les résultats du tableau 5.3, les valeurs de σ et e mesurées sur le terrain *synthétique* présentent une variabilité relativement faible. La variabilité est plus importante pour les deux terrains *gazon* et *herbeux naturel*. Les écarts-type s_σ et s_e pour ces terrains sont similaires (environ 0.4 cm et 70 kN.s.m^{-4}). Cependant, les valeurs des écarts-types relatifs sont supérieures pour le terrain *herbeux naturel*, ce qui témoigne d'une plus grande hétérogénéité spatiale pour ce terrain. Ces valeurs des écarts-types relatifs concordent avec ce qui était attendu en jugeant les terrains *synthétique*, *gazon* et *herbeux naturel*, respectivement, d'hétérogénéité spatiale croissante.

Pour chaque terrain, la variabilité des valeurs de e et σ se traduit principalement par une variabilité en basses fréquences sur les parties imaginaires des fonctions d'impédance de chaque mesure. La variabilité sur les parties imaginaires des impédances du terrain *synthétique* (figure 5.12(a)) est faible. Logiquement, cette variabilité augmente pour le terrain *gazon* (figure 5.12(c)), et encore plus pour le terrain *herbeux naturel* (figure 5.12(e)). Ceci est particulièrement visible en regardant sur les trois figures la dispersion des valeurs de l'impédance pour $f = 100$ Hz.

5.4.2.3 Influence du type de terrain sur la prévision des niveaux sonores

Pour chaque terrain, 100 spectres d'atténuation par rapport au champ libre sont calculés analytiquement en tirant aléatoirement des valeurs de σ et e dans les distributions normales bidimensionnelles dont les contours de la fonction de densité de probabilité ont été tracés sur les figures 5.13(a), 5.13(c), et 5.13(e). Les tirages aléatoires sont effectués en utilisant la fonction *mvnrnd* de la Statistics Toolbox de Matlab, et on s'assure à chaque tirage que les valeurs sont physiques (*i.e.* positives). On considère une source et un récepteur à une hauteur $H_S = H_R = 2$ m au-dessus du sol et des distances source-récepteur $d = 50$ m, $d = 100$ m et $d = 500$ m. Les niveaux moyens (calculés à partir des moyennes des pressions en Pa, qui sont ensuite passées en dB) plus ou moins l'écart-type pour les mesures de la campagne *été* sont représentés par les courbes rouges sur la figure 5.14.

On vérifie en premier lieu que pour tous les terrains, la dispersion des prévisions augmente avec la distance en devenant plus importante à gauche du premier creux d'effet de sol. Pour chaque distance de prévision (50, 100 ou 500 m), la dispersion des niveaux calculés augmente avec le type de terrain considéré. Cela était attendu car il en va de

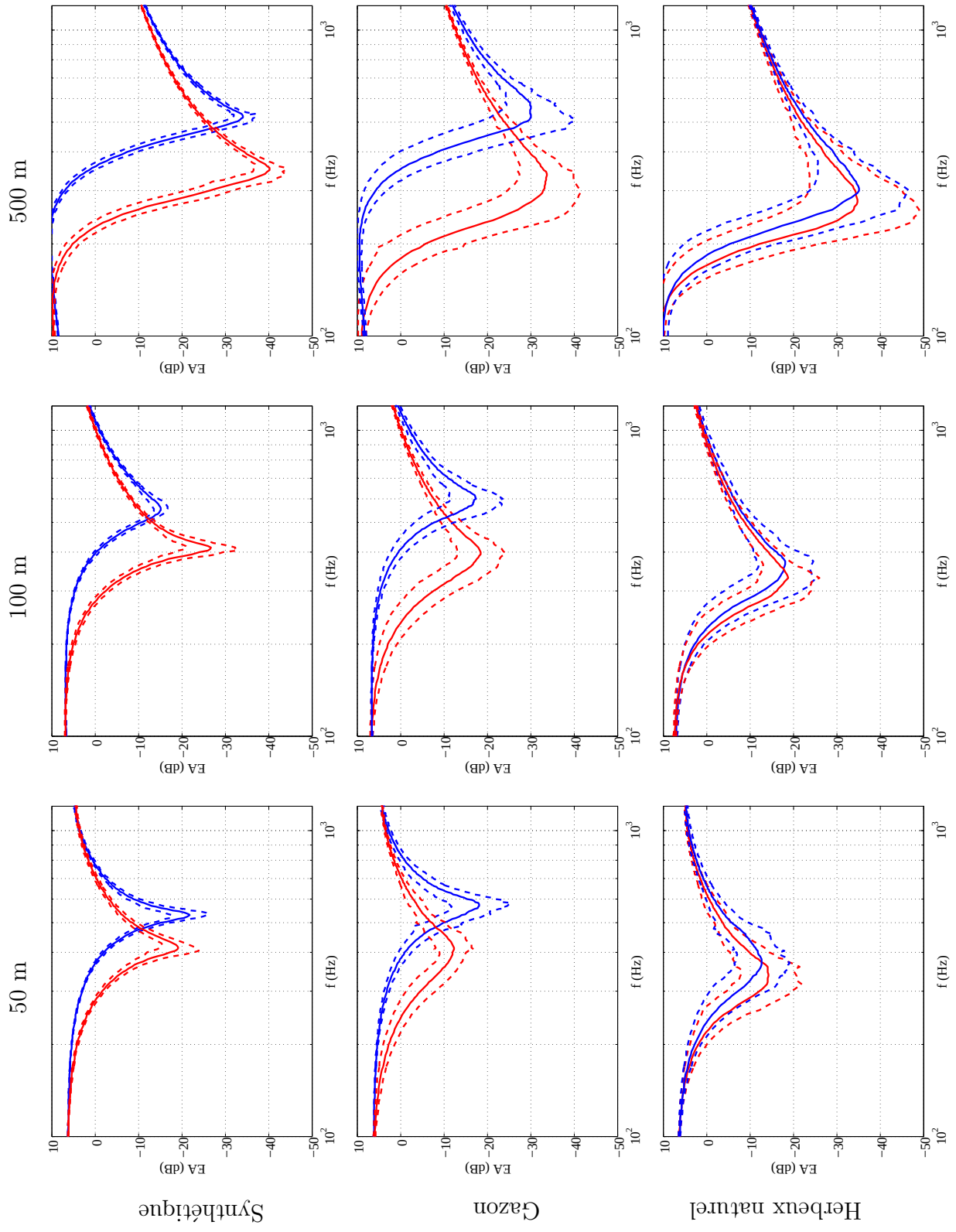


FIGURE 5.14 – Moyennes (traits pleins) plus ou moins un écart-type (traits pointillés) de 100 calculs analytiques de spectres d'atténuation par rapport au champ libre avec des valeurs de σ et e tirées aléatoirement dans les distributions statistiques représentées pour chaque terrain et à chaque saison sur la figure 5.13 ; (—) campagne *été* ; (—) campagne *hiver*.

même pour la variabilité spatiale de l'impédance. Elle est assez faible pour le terrain *synthétique*, l'écart-type étant de l'ordre de ±5 dB au niveau du creux d'effet de sol pour chaque distance. Elle devient importante pour les terrains *gazon* et *herbeux naturel*. En particulier pour le terrain *herbeux naturel* à 500 m, l'écart-type atteint ±10 dB au niveau du minimum du creux d'effet de sol et ±25 dB entre 200 Hz et 250 Hz.

5.4.3 Influence de la saison

Les mesures de la campagne *hiver* sont analysées de la même manière que celles de la campagne *été* précédemment. La comparaison avec les résultats de la campagne *été* permet d'étudier l'influence de la saison sur les propriétés d'absorption et de leur variabilité spatiale, ainsi que sur la dispersion des niveaux sonores prévus analytiquement.

5.4.3.1 Influence de la saison sur les propriétés d'absorption moyennes des terrains

Pour chaque terrain, les valeurs moyennes de σ sont plus élevées que pour la campagne *été* (tableau 5.4), ce qui indique que les trois terrains sont plus réfléchissants lors de la campagne *hiver*. Cela était attendu car la résistance au passage de l'air augmente avec l'humidité du sol [123, 124]. Pour les trois terrains, les valeurs moyennes de l'épaisseur sont plus petites que les valeurs de la campagne *été*. Le changement de saison considéré (sols non gelés) a donc pour effet global d'augmenter la résistance au passage de l'air mais de diminuer l'épaisseur effective de couche absorbante.

On observe que la valeur moyenne de σ est plus élevée pour le terrain *gazon* que pour le terrain *synthétique*, alors qu'elles étaient pratiquement égales lors de la campagne *été*. La résistance au passage de l'air moyenne du terrain *synthétique* est plus élevée d'environ 120 kN.s.m^{-4} par rapport à la valeur de la campagne *été*, tandis que celle du terrain *gazon* est plus élevée d'environ 380 kN.s.m^{-4} : cela montre une plus grande sensibilité à l'humidité sur le paramètre σ pour le terrain *gazon*. De même, la diminution de l'épaisseur effective entre les deux saisons est moins importante pour le terrain *herbeux naturel* que pour les deux autres. L'épaisseur effective moyenne des terrains *synthétique* et *gazon* est plus faible de respectivement 6 mm et 10 mm par rapport aux valeurs de la campagne *été*, tandis que celle du terrain *herbeux naturel* est plus faible de seulement 2 mm. Le terrain naturel présente donc une sensibilité plus faible à l'humidité sur le paramètre d'épaisseur e.

Concernant les fonctions d'impédance (figure 5.12), l'effet du changement de saison se traduit globalement par une augmentation de l'amplitude des parties imaginaires par rapport à celles de la campagne *été* pour les trois terrains, l'amplitude des parties réelles changeant peu. En comparant les courbes moyennes de la figure 5.12 pour les deux saisons, on voit que l'augmentation de l'amplitude des parties imaginaires est moins importante pour les terrains *herbeux naturel* et *gazon*. Cela témoigne également d'un effet moindre du changement de saison sur les propriétés d'absorption du terrain *herbeux naturel*.

5.4.3.2 Influence de la saison sur la variabilité spatiale

En comparant les valeurs des écarts-type relatifs pour les trois terrains du tableau 5.4 avec celles de la campagne *été* données dans le tableau 5.3, il apparaît qu'ils ne changent pas de manière significative d'une saison à l'autre. La variabilité spatiale des mesures lors de la campagne *hiver* est donc globalement inchangée par rapport à la campagne *été*. Ce résultat, pour autant qu'il soit généralisable, peut être d'un intérêt pratique pour la

caractérisation de la variabilité spatiale de σ et e dans des études d'impact en milieu naturel.

5.4.3.3 Influence de la saison sur la prévision des niveaux sonores

L'influence de la saison sur la prévision des niveaux sonores est illustrée sur la figure 5.14. Pour ce faire, on calcule les spectres d'atténuation par rapport au champ libre pour 100 valeurs de σ et e tirées aléatoirement selon les densités de probabilité identifiées pour chaque terrain pour la saison *hiver*, représentées sur les figures 5.13(b), 5.13(d), et 5.13(f). Comme précédemment, on considère une source et un récepteur à des hauteurs $H_S = H_R = 2$ m et des distances de propagation $d = 50$, $d = 100$ et $d = 500$ m.

Pour les trois terrains, on observe un décalage des creux d'effet de sol vers les hautes fréquences par rapport à la campagne *été*, car les propriétés d'absorption moyennes des terrains ont été modifiées par l'humidité (les terrains sont plus réfléchissants). L'effet de la saison s'avère important : la position fréquentielle moyenne du minimum du creux d'effet de sol augmentant d'environ 200 Hz pour les terrains *synthétique* et *gazon* à 500 m. Cet effet est faible pour le terrain *herbeux naturel*, pour lequel il avait été observé une variation moindre de l'impédance due à la saison.

On observe sur ces figures que la dispersion des prévisions des niveaux sonores est globalement la même qu'avec les résultats de la campagne *été*, les courbes pointillées de la campagne *hiver* pouvant s'apparenter à une translation vers les hautes fréquences de celles de la campagne *été*, notamment pour le terrain *gazon*.

5.5 Utilisation des résultats de mesure pour simuler la propagation au-dessus d'un sol d'impédance variable

On cherche maintenant à modéliser la propagation au-dessus d'un sol dont l'impédance varie de manière réaliste le long de l'axe de propagation. On utilise les valeurs de σ et e mesurées sur le terrain *herbeux naturel* pour obtenir de tels profils spatiaux d'impédance. Les résultats à chaque saison sur les deux lignes de mesure de 50 m nous permettent d'obtenir des profils linéiques de 50 m, en attribuant les valeurs des 15 points de mesure de chaque ligne sur 15 bandes d'environ 3.33 m, comme représenté sur la figure 5.15. Au total on dispose ainsi de 4 profils réalistes de 50 m (deux lignes de mesure pour deux saisons).

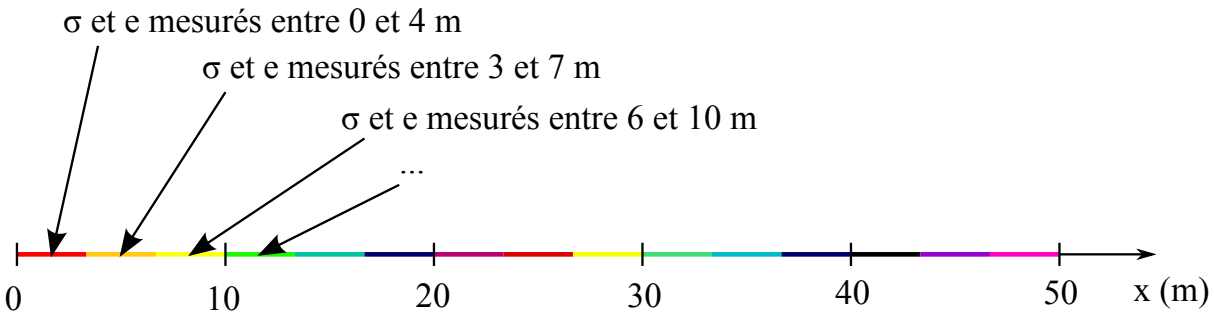


FIGURE 5.15 – Construction d'un profil d'impédance à partir des données expérimentales

5.5.1 Implémentation des impédances mesurées dans les méthodes temporelles

Simuler la propagation au-dessus de ces profils d'impédance variable avec les méthodes temporelles nécessite d'approximer toutes les valeurs de l'impédance (modèle de Miki) par une somme de fonctions rationnelles du premier ordre comme exposé dans la section 2.3.4 au chapitre 2. En considérant des simulations avec un pas de temps $\Delta t = 1.04 \cdot 10^{-4}$ s (ce qui correspond à un pas spatial $\Delta x = 0.05$ m avec la méthode TLM), la technique d'approximation Vector Fitting renvoie des valeurs de $\lambda_k \Delta t >> 2.5$ pour certaines valeurs mesurées de σ et e. On utilise alors une combinaison des méthodes Vector Fitting et minimisation sous contraintes, comme suggéré par D. Dragna [43]. Des valeurs de Z^∞, A_k, λ_k sont d'abord obtenues par la méthode Vector Fitting à l'ordre $N = 5$. Dans le cas où le Vector Fitting renvoie également des valeurs complexes conjuguées A_l, λ_l, on ne garde que leurs parties réelles. Ces valeurs sont ensuite utilisées comme points de départ de l'algorithme de minimisation sous contraintes, en considérant une approximation avec une valeur non-nulle de Z^∞ et A_k et λ_k réels à l'ordre $N = 5$. Cette technique permet d'approximer très rapidement les impédances obtenues expérimentalement pour les implémenter dans les méthodes temporelles. Les 60 valeurs mesurées sur le terrain *herbeux naturel* en *été* et *hiver* sont approximées convenablement (*i.e.* faible erreur d'approximation, $\lambda_k \Delta t < 2.5$) en seulement quelques minutes.

5.5.2 Simulations TLM et résultats

On simule avec le code TLM la propagation (en 2D) à $d = 50$ m au-dessus des 4 profils obtenus expérimentalement avec les mesures sur le terrain *herbeux naturel*. Les paramètres de la simulation sont donnés dans le tableau 5.5(a). On considère deux récepteurs R_1 et R_2. La configuration source-récepteurs est donnée dans le tableau 5.5(b).

(a)

	TLM
	Profil d'impédance variable
Δt (s)	5.1×10^{-5}
Δx (m)	0.025
f_c (cf. eq. (2.46)) (Hz)	700

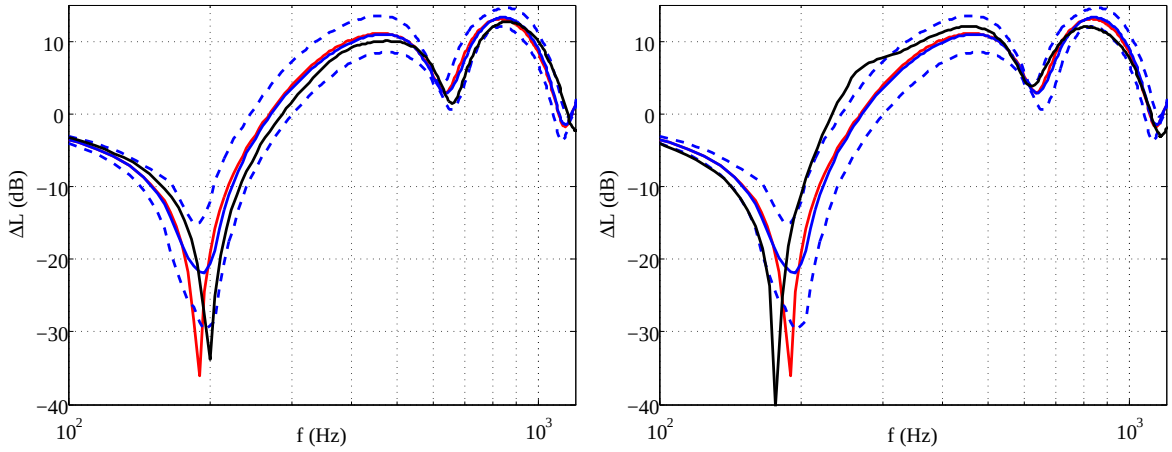
(b)

H_S (m)	4
H_{R1} (m)	4
H_{R2} (m)	0.3
d (m)	50

TABLEAU 5.5 – Propagation au-dessus de sols d'impédance spatialement variable. (a) Paramètres des simulations TLM ; (b) Configuration géométrique source-récepteurs.

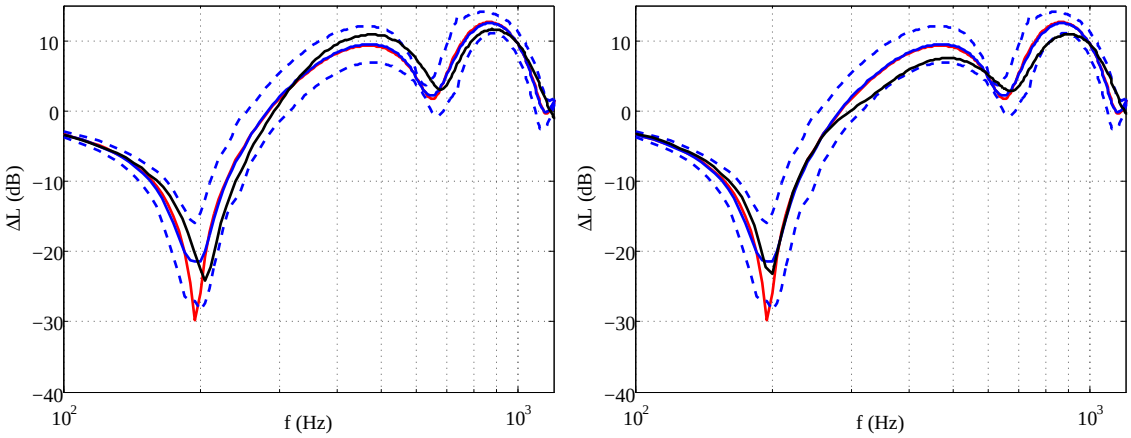
Les spectres d'atténuation ΔL entre les deux récepteurs obtenus pour la propagation au-dessus des deux profils de la saison *été* sont représentés sur la figure 5.16 ; ceux pour la propagation au-dessus des deux profils de la saison *hiver* sont représentés sur la figure 5.17. Ces spectres (courbes noires) sont comparés à la moyenne plus ou moins l'écart-type de 100 spectres calculés analytiquement pour des valeurs de l'impédance avec σ et e tirés aléatoirement dans les distributions normales identifiées à chaque saison pour le terrain *herbeux naturel* dans la section 5.4 (courbes bleues). On représente également le résultat analytique pour les valeurs moyennes de σ et e (courbes rouges).

Ces résultats montrent que la modélisation d'une impédance variable à partir de données expérimentales conduit à calculer des niveaux sonores (courbes noires) qui diffèrent



(a) 1ère ligne (b) 2ème ligne

FIGURE 5.16 – Campagne *été* : spectres d'atténuation à $d = 50$ m pour $H_S = H_{R1} = 4$ m, $H_{R2} = 0.3$ m. (—) Résultats TLM pour $\sigma(x)$, $e(x)$; (—) Résultat analytique pour $\overline{\sigma}$ et $\overline{e}$ (tableau 5.3) ; (—) Moyenne plus ou moins (- -) un écart-type des résultats analytiques pour 100 tirages aléatoires de σ et e dans la distribution normale représentée sur la figure 5.13.(e).



(a) 1ère ligne (b) 2ème ligne

FIGURE 5.17 – Campagne *hiver* : spectres d'atténuation à $d = 50$ m pour $H_S = H_{R1} = 4$ m, $H_{R2} = 0.3$ m. (—) Résultats TLM pour $\sigma(x)$, $e(x)$; (—) Résultat analytique pour $\overline{\sigma}$ et $\overline{e}$ (tableau 5.4) ; (—) Moyenne plus ou moins (- -) un écart-type des résultats analytiques pour 100 tirages aléatoires de σ et e dans la distribution normale représentée sur la figure 5.13.(f).

sensiblement des résultats où on considère une impédance homogène définie par l'impédance moyenne du terrain (courbes rouges). Les résultats avec l'impédance spatialement variable peuvent également s'éloigner significativement du domaine couvert par les résultats avec une impédance homogène (courbes bleues). C'est notamment le cas sur la figure 5.16(b). Une distance de propagation de 50 m a été considérée, et on peut supposer que pour des plus grandes distances, ces effets vont s'amplifier. Ces résultats témoignent de l'intérêt de considérer une variabilité spatiale de l'impédance des sols naturels pour les études d'impact en propagation extérieure.

5.6 Conclusion du chapitre

Une campagne de mesures *in-situ* d'impédance de sol a été mise en oeuvre pour caractériser les effets du type de terrain et de la saison. Les mesures ont été réalisées sur trois terrains (*synthétique*, *gazon* et *herbeux naturel*), à deux saisons différentes (*été* et *hiver*, les sols sont respectivement secs et humides). Les résultats ont été traités avec une méthode semi-automatisée de recalage de spectres analytiques pour les paramètres σ et e (respectivement la résistance au passage de l'air et l'épaisseur effective dans les modèles d'impédance de Delany-Bazley et Miki). Il a été montré que l'influence de la configuration de mesure sur les valeurs de σ et e obtenues par recalage est significative, ce qui illustre l'importance de considérer les paramètres σ et e comme des paramètres effectifs.

La variabilité spatiale de l'impédance a été quantifiée pour les trois terrains, d'hétérogénéité spatiale croissante. Cette variabilité spatiale engendre une dispersion sur la prévision des niveaux sonores à longue distance qui peut être importante pour un terrain naturel (de l'ordre de $\pm$20 dB au niveau du creux d'effet de sol pour des prévisions à 500 m). Pour les trois terrains, la saison (sol sec ou humide) a principalement un effet sur les propriétés d'absorption moyennes des terrains et sur la valeur moyenne des prévisions des niveaux sonores. La variabilité des impédances et la dispersion sur la prévision des niveaux sonores calculés avec ces impédances est globalement la même aux deux saisons.

Dans un second temps, les valeurs de σ et e mesurées sur le terrain *herbeux naturel* ont été utilisées pour obtenir des profils d'impédance sur 50 m, afin de modéliser la propagation au-dessus de sols réalistes présentant une impédance spatialement variable. Ces profils d'impédance ont ainsi été utilisés en données d'entrée du modèle TLM pour réaliser des simulations 2D de propagation. Les différentes valeurs de l'impédance ont été implémentées efficacement dans le code TLM en utilisant une combinaisons des techniques Vector Fitting et minimisation sous contraintes. Les résultats des simulations montrent que modéliser une impédance réaliste et spatialement variable le long du chemin de propagation conduit à calculer des niveaux sonores pouvant différer significativement de ceux estimés en considérant une impédance homogène. Ainsi, les résultats de l'étude réalisée dans ce chapitre tendent à montrer la nécessité de considérer une variabilité spatiale de l'impédance des sols naturels pour les calculs de prévision des niveaux sonores en milieu extérieur (cette partie des travaux vient compléter les conclusions obtenues par Ostashev [20], exposées au chapitre 1 en 1.1.1.2).

L'étude de la propagation au-dessus de sols d'impédance variable pourrait être poursuivie en utilisant des profils surfaciques d'impédance et en considérant une propagation 3D à plus grande distance. La campagne de mesures de Lannemezan 2005 a permis de rassembler une base de données de mesures d'impédance de sol sur une durée de 3 mois. Les mesures ont été réalisées par la *configuration 4 m* dans trois directions différentes. Au cours de sa thèse, O. Baume [10] a utilisé les méthodes statistiques de krigeage afin d'obtenir des profils surfaciques de la résistance au passage de l'air σ à partir de ces données expérimentales. De tels profils obtenus par krigeage pourraient ainsi être utilisés en données d'entrée de la version 3D du code TLM pour modéliser numériquement la propagation au-dessus de sols réalistes présentant une impédance variable.

Conclusion générale et perspectives

En dehors du milieu urbain, la propagation acoustique extérieure à grande distance est principalement influencée par les conditions atmosphériques, la topographie et les propriétés des sols. Les modèles d'ingénierie utilisés pour la prévision de l'impact acoustique des infrastructures de transport (routes, voies ferrées, etc.) et des installations industrielles font appel à des méthodes simplifiées, qui ne rendent pas compte de l'intégralité des phénomènes complexes entrant en jeu lors de la propagation du son. Cela peut conduire à une incertitude significative sur l'estimation des niveaux sonores. Aussi, il faut procéder à la validation de ces modèles simplifiés à l'aide de résultats de référence, expérimentaux et/ou numériques.

Conclusion des travaux

Les résultats obtenus dans ces travaux de thèse permettent de progresser dans la modélisation de l'influence des irrégularités de surface sur la prévision des niveaux sonores, pour une meilleure prise en compte des effets de sols. Notamment, lorsque la description fine du profil des hauteurs du sol n'est pas disponible et qu'il présente des irrégularités géométriques de petite échelle par rapport à la longueur d'onde (rugosité), la proposition de l'utilisation d'un modèle d'impédance effective est une solution intéressante : avec ce modèle, seule la connaissance des propriétés statistiques de la rugosité est requise.

Le chapitre 1 a été majoritairement consacré à la description des effets de sol. On y a défini les notions de réflexion, diffraction et diffusion à l'origine des effets de sol. Les modèles analytiques permettant de calculer le champ acoustique au-dessus d'un sol impédant homogène, ainsi que les différentes contributions qui le composent (onde directe, onde réfléchie, onde de surface) y ont ainsi détaillés. Plusieurs modèles analytiques pour calculer le champ acoustique au-dessus d'une surface d'impédance spatialement variable ont aussi été décrits. Des modèles d'impédance de sol ont été passés en revue ; en particulier deux modèles d'impédance effective, le modèle à bosses et le modèle MPP, ont été présentés. Ces deux modèles mènent à l'expression d'une impédance effective pour un sol rugueux. Avec le modèle à bosses, l'impédance effective est calculée en fonction de la géométrie et de l'espacement des diffuseurs constituant le profil de rugosité. Le modèle MPP, issu de l'éléctromagnétisme, prend en compte les effets moyens d'une rugosité aléatoire, et l'impédance effective est alors calculée en fonction du spectre de rugosité de la surface.

Les méthodes numériques temporelles sont particulièrement intéressantes car elles peuvent rendre compte de l'intégralité des phénomènes complexes qui entrent en jeu lors de la propagation (notamment les conditions atmosphériques). Elles permettent ainsi d'obtenir des résultats très précis pour valider les modèles d'ingénierie. La résolution des

équations d'Euler linéarisées par FDTD (*Code_Safari*) et la méthode Transmission Line Matrix (Code TLM) ont été présentées en détail dans le chapitre 2, car elles constituent les deux méthodes numériques temporelles de référence utilisées dans ces travaux de thèse. L'implémentation dans ces deux modèles temporels des modèles d'impédance définis dans le domaine fréquentiel a été détaillée. L'intérêt de considérer une approximation de l'impédance par une somme de fractions rationnelles du premier ordre présentant des pôles complexes a été illustré, notamment pour l'implémentation du modèle MPP (chapitre 4). L'illustration de la possibilité d'utiliser les modèles d'impédance effective pour modéliser la rugosité dans les méthodes temporelles est un des résultats notables de ces travaux de thèse.

La validation expérimentale du modèle à bosses ayant déjà été proposée dans différentes références de la littérature [56, 57, 28], les travaux de thèse se sont ainsi concentrés sur la validation expérimentale du modèle MPP (chapitre 3). La préparation, la mise en place, la réalisation, le traitement et l'analyse des mesures au-dessus de surfaces rugueuses en chambre semi-anéchoïque a représenté un travail important. Ces résultats expérimentaux viennent enrichir les données disponibles sur le sujet. La comparaison de ces résultats expérimentaux avec des résultats de calculs analytiques utilisant le modèle MPP démontrent la validité et l'intérêt du modèle MPP.

La validation numérique des deux modèles d'impédance effective a été réalisée à l'aide des codes FDTD et TLM au chapitre 4. Les avantages des deux outils numériques ont été exploités. La possibilité de *Code_Safari* de réaliser un maillage très précis des géométries curvilignes a permis d'obtenir des résultats de référence pour valider le modèle à bosses. Le code TLM a été exploité pour sa simplicité d'utilisation et ses performances, notamment pour les calculs répétés de propagation au-dessus de tirages aléatoires de profils rugueux. Les résultats obtenus ont ainsi montré l'efficacité du modèle MPP pour représenter les effets moyens de la rugosité. De plus, on a montré que le modèle à bosses est valide jusqu'à deux fois sa limite fréquentielle théorique. L'intérêt d'utiliser des méthodes numériques temporelles est également de pouvoir obtenir et analyser des signaux temporels. La contribution de l'onde de surface due à la rugosité a ainsi pu être détectée sur les résultats numériques, et sa prise en compte par les modèles d'impédance effective a été confirmée.

Au delà des effets de la rugosité de surface, la variabilité spatiale de l'impédance a également été étudiée au chapitre 5. Pour ce faire, une campagne expérimentale de caractérisation *in-situ* de l'impédance de trois terrains a été entreprise à deux saisons différentes, afin d'étudier également l'influence de l'état hydrique des sols. L'impédance est estimée par une mesure de l'atténuation entre deux microphones : une solution analytique est recalée sur le spectre d'atténuation mesuré, en faisant varier les paramètres du modèle d'impédance. Une méthode de recalage semi-automatique a été développée pour traiter les mesures. Cette méthode sera d'ailleurs utilisée par la suite pour élaborer un système de mesure d'impédance plus performant, permettant de passer outre les phases de post-traitement des spectres d'atténuations mesurés, jusqu'alors nécessaires.

Ces résultats de mesures *in-situ* viennent enrichir les données à la disposition de la communauté de la propagation en milieu extérieur. Ils permettent tout d'abord de montrer que l'impédance estimée dépend de la configuration de mesure (positions de la source

et des récepteurs). Il est ainsi nécessaire de considérer les valeurs estimées des paramètres de l'impédance comme des paramètres effectifs, qui ne dépendent pas uniquement des propriétés physiques du sol. Ensuite, il a été constaté que l'état hydrique du sol a principalement un effet sur les propriétés moyennes de l'impédance des terrains, mais influence peu la variabilité spatiale observée. L'exploitation des résultats de mesures montre que cette variabilité peut engendrer une forte dispersion sur la prévision des niveaux sonores à longue distance, pouvant atteindre ± 20 dB à 500 m.

Les résultats de cette campagne expérimentale ont finalement été utilisés pour obtenir des profils réalistes d'impédance spatialement variable. La propagation au-dessus de ces profils d'impédance variable a été simulée avec le code TLM. Les spectres de niveaux sonores ainsi obtenus présentent des différences non négligeables avec les spectres estimés en considérant des cas de propagation au-dessus d'un sol homogène. Il apparaît donc nécessaire de considérer une variabilité spatiale de l'impédance pour les calculs d'impact acoustique en milieu extérieur.

Perspectives

Le modèle à bosses et le modèle MPP sont utilisables directement dans des méthodes de calcul d'ingénierie simplifiées pour prendre en compte la rugosité de surface. L'utilisation du modèle MPP requiert néanmoins de disposer de données expérimentales pour des spectres de rugosité de sols naturels. Un axe possible pour compléter les travaux réalisés serait d'utiliser les résultats expérimentaux de Oelze *et al.* [63] ou d'appliquer la méthode d'estimation des spectres de rugosité par mesure de la rétrodiffusion afin d'obtenir de nouvelles données. L'utilisation du modèle MPP pour des cas 3D est aussi une perspective intéressante.

Une autre application possible serait d'utiliser le modèle MPP pour étudier la propagation au-dessus de l'eau. Par exemple dans [125] ou plus récemment dans [126], des impédances effectives sont déduites de spectres d'atténuation obtenus numériquement ou expérimentalement, afin de modéliser la propagation au-dessus de la surface de la mer. Le modèle MPP pourrait être utilisé pour obtenir une impédance effective correspondant aux surfaces de mer rugueuses en utilisant le spectre de mer d'Elfouhaily [59, 127]. Étant donné la problématique émergente sur la propagation basses fréquences autour des champs éoliens off-shore, le modèle MPP pourrait y trouver une application intéressante.

Le modèle MPP étant alimenté par une description statistique du profil de sol, il est aussi possible d'envisager son utilisation pour étudier l'effet d'une incertitude sur les données géométriques. Notamment, l'expression du modèle MPP faisant appel au moment d'ordre 1 de la fonction de Green, il serait aussi envisageable de travailler sur les moments d'ordre supérieur pour accéder à une variance du champ acoustique.

Les données expérimentales de mesures *in-situ* d'impédance produites dans ces travaux pourraient être utilisées pour réaliser des cartographies des paramètres de l'impédance de sol, en utilisant par exemple des méthodes de krigeage. Simuler la propagation 3D au-dessus de ces surfaces, en prenant également en compte les effets de la rugosité, permettrait ainsi d'obtenir des résultats de référence pour des situations réalistes.

Enfin, afin de répondre de manière plus complète aux enjeux industriels et scientifiques, il faut envisager la prise en compte des fluctuations des champs météorologiques avec les codes de calcul temporels. Il convient alors d'étudier la faisabilité et la pertinence d'utiliser les modèles d'impédance effective en interaction avec les écoulements.

Bibliographie

[1] Loi Bruit. Loi n° 92-1444 du 31 décembre 1992 relative à la lutte contre le bruit, 1992.

[2] Directive 2002/49/CE. Directive-2002/49/CE du 25 juin 2002 relative à la gestion et à l'évaluation du bruit dans l'environnement, 2002.

[3] Loi Grenelle I. Loi n° 2009-967 du 3 août 2009 de programmation relative à la mise en œuvre du Grenelle de l'environnement, 2009.

[4] INSEE. Mesurer la qualité de vie dans les grandes agglomérations, 2002.

[5] TNS Sofres. Les Français et les nuisances sonores, 2010.

[6] IFOP. Les français et les nuisances sonores, 2014.

[7] OMS. New evidence from WHO : inadequate housing causes more than 100 000 annual deaths in Europe, 2011.

[8] Solène Le Bourdiec and Denis Thomasson. Code_TYMPAN : an open source software dedicated to the calculation of industrial noise in the environment. In *INTER-NOISE*, 2013.

[9] Nicolas Fortin, Erwan Bocher, Judicaël Picaut, Gwendal Petit, and Guillaume Dutilleux. An opensource tool to build urban noise maps in a GIS. In *Open Source Geospatial Research and Education Symposium (OGRS)*, 2012.

[10] Olivier Baume. *Approche géostatistique de l'influence des paramètres physiques sur la propagation acoustique à grande distance*. PhD thesis, 2006.

[11] O. Leroy. *Estimation d'incertitudes pour la propagation acoustique en milieu extérieur*. PhD thesis, 2010.

[12] Frank J. Fahy. *Foundations of engineering acoustics*. Academic Press, 2000.

[13] Heinrich Kuttruff. *Room acoustics*. CRC Press, 2009.

[14] Darrell R. Jackson, Dale P. Winebrenner, and Akira Ishimaru. Application of the composite roughness model to high-frequency bottom backscattering. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 79(5) :1410–1422, 1986.

[15] Michael L. Oelze, James M. Sabatier, and Richard Raspet. Roughness characterization of porous soil with acoustic backscatter. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 109(5) :1826–1832, 2001.

[16] Philip M. Morse and K. Ingard. *Theoretical Acoustics*. McGraw-Hill Book Co., Inc., 1968.

[17] Allan D. Pierce. *Acoustics : an introduction to its physical principles and applications*. McGraw-Hill New York, 1981.

[18] K. Attenborough, K. M Li, and K. Horoshenkov. *Predicting Outdoor Sound*. Taylor & Francis, 2006.

[19] G. A. Daigle, J. Nicolas, and J.-L. Berry. Propagation of noise above ground having an impedance discontinuity. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 77(1) :127–138, 1985.

[20] Vladimir E. Ostashev, D. Keith Wilson, and Sergey N. Vecherin. Effect of randomly varying impedance on the interference of the direct and ground-reflected waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 130(4) :1844–1850, 2011.

[21] Gilles A. Daigle, Michael R. Stinson, and David I. Havelock. Experiments on surface waves over a model impedance plane using acoustical pulses. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(4) :1993–2005, 1996.

[22] R. J. Donato. Propagation of a spherical wave near a plane boundary with a complex impedance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 60(1) :34–39, 1976.

[23] Sven-Ingvar Thomasson. Sound propagation above a layer with a large refraction index. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 61(3) :659–674, 1977.

[24] R. J. Donato. Model experiments on surface waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 63(3) :700–703, 1978.

[25] D. G. Albert. Observations of acoustic surface waves propagating above a snow cover. *Proc. Fifth Im. Symp*, 16 :10–16, 1992.

[26] Donald G. Albert. Observations of acoustic surface waves in outdoor sound propagation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(5) :2495–2500, 2003.

[27] Michael R. Stinson and Gilles A. Daigle. Surface wave formation at an impedance discontinuity. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(6) :3269–3275, 1997.

[28] Imran Bashir, Shahram Taherzadeh, and Keith Attenborough. Diffraction assisted rough ground effect : Models and data. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 133(3) :1281–1292, 2013.

[29] Keith Attenborough. Acoustical impedance models for outdoor ground surfaces. *Journal of Sound and Vibration*, 99(4) :521–544, 1985.

[30] EM Salomons. *Computational Atmospheric Acoustics*. Kluwer, 2001.

[31] C. W. Kosten and C. Zwikker. *Sound Absorbing Materials*. Elsevier, 1949.

[32] M.E. Delany and E.N. Bazley. Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics*, 3(2) :105–116, April 1970.

[33] Yasushi Miki. Acoustical Properties of porous materials : Modifications of Delany-Bazley models. *Journal of the Acoustical Society of Japan (E)*, 11(1) :19–24, 1990.

[34] Jean Allard and Noureddine Atalla. *Propagation of Sound in Porous Media : Modelling Sound Absorbing Materials 2e*. John Wiley & Sons, 2009.

[35] Tony FW Embleton. Tutorial on sound propagation outdoors. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(1) :31–48, 1996.

[36] T. F. W. Embleton, J. E. Piercy, and G. A. Daigle. Effective flow resistivity of ground surfaces determined by acoustical measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 74(4) :1239–1244, 1983.

[37] A. Sommerfeld. Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. *Annalen der Physik*, 386(25) :1135–1153, 1926.

[38] C. I. Chessell. Propagation of noise along a finite impedance boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 62(4) :825–834, 1977.

[39] J. Nicolas and J. Luc Berry. Propagation du son et effet de sol. *Revue d'Acoustique*, 71 :191–200, 1984.

[40] S.N. Chandler-Wilde and D.C. Hothersall. Efficient calculation of the green function for acoustic propagation above a homogeneous impedance plane. *Journal of Sound and Vibration*, 180(5) :705–724, March 1995.

[41] S.N. Chandler-Wilde and D.C. Hothersall. Sound propagation above an inhomogeneous impedance plane. *Journal of Sound and Vibration*, 98(4) :475–491, February 1985.

[42] D. Habault and P. J. T. Filippi. Ground effect analysis : Surface wave and layer potential representations. *Journal of Sound and Vibration*, 79(4) :529–550, 1981.

[43] Didier Dragna. *Modélisation par une approche temporelle de la propagation acoustique en milieu extérieur : traitement de frontières complexes et validation sur site ferroviaire*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, November 2011.

[44] Didier Dragna, Benjamin Cotte, Philippe Blanc-Benon, and F. Poisson. Time-domain simulations of outdoor sound propagation with suitable impedance boundary conditions. *AIAA Journal*, 49 :1420–1428, January 2011.

[45] Simon Neil Chandler-Wilde. *Ground effects in environmental sound propagation.* PhD thesis, University of Bradford, 1988.

[46] Michel Bruneau. *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermes, 1998.

[47] B.A. de Jong, A. Moerkerken, and J.D. van der Toorn. Propagation of sound over grassland and over an earth barrier. *Journal of Sound and Vibration*, 86(1) :23–46, January 1983.

[48] Yiu Wai Lam and Mohammad Reza Monazzam. On the modeling of sound propagation over multi-impedance discontinuities using a semiempirical diffraction formulation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(2) :686–698, 2006.

[49] D. C. Hothersall and J. N. B. Harriott. Approximate models for sound propagation above multi-impedance plane boundaries. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(2) :918–926, 1995.

[50] Patrice Boulanger, Tim Waters-Fuller, Keith Attenborough, and Kai Ming Li. Models and measurements of sound propagation from a point source over mixed impedance ground. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(3) :1432–1442, 1997.

[51] K. B. Rasmussen. A note on the calculation of sound propagation over impedance jumps and screens. *Journal of Sound Vibration*, 84 :598–602, 1982.

[52] M. C. Bérengier, B. Gauvreau, Ph Blanc-Benon, and D. Juvé. Outdoor sound propagation : A short review on analytical and numerical approaches. *Acta Acustica united with Acustica*, 89(6) :980–991, 2003.

[53] James P. Chambers and James M. Sabatier. Recent advances in utilizing acoustics to study surface roughness in agricultural surfaces. *Applied Acoustics*, 63(7) :795–812, 2002.

[54] R. J. Lucas and V. Twersky. Coherent response to a point source irradiating a rough plane. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 76(6) :1847–1863, 1984.

[55] I. Tolstoy. Coherent sound scatter from a rough interface between arbitrary fluids with particular reference to roughness element shapes and corrugated surfaces. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 72(3) :960–972, 1982.

[56] Keith Attenborough and Shahram Taherzadeh. Propagation from a point source over a rough finite impedance boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 98(3) :1717–1722, 1995.

[57] Patrice Boulanger, Keith Attenborough, Shahram Taherzadeh, Tim Waters-Fuller, and Kai Ming Li. Ground effect over hard rough surfaces. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104(3) :1474–1482, 1998.

[58] Keith Attenborough and Tim Waters-Fuller. Effective impedance of rough porous ground surfaces. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108(3) :949–956, 2000.

[59] Yohann Brelet and Christophe Bourlier. SPM numerical results from an effective surface impedance for a one-dimensional perfectly-conducting rough sea surface. *Progress in Electromagnetics Research-pier*, PIER 81 :413–436, 2008.

[60] Fridrikh Gershonovich Bass and Iosif Moiseevich Fuks. Wave scattering from statistically rough surfaces. *Oxford Pergamon Press International Series on Natural Philosophy*, 93, 1979.

[61] Yohann Brelet. *Diffusion des ondes électromagnétiques par une surface rugueuse monodimensionnelle sous incidences modérées et rasantes : application au domaine maritime*. PhD thesis, Nantes, 2008.

[62] B. N. J. Persson, O. Albohr, Ugo Tartaglino, A. I. Volokitin, and Erio Tosatti. On the nature of surface roughness with application to contact mechanics, sealing, rubber friction and adhesion. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 17(1) :R1, 2005.

[63] Michael L. Oelze, James M. Sabatier, and Richard Raspet. Application of an acoustic backscatter technique for characterizing the roughness of porous soil. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(4) :1565–1577, 2002.

[64] Erik M. Salomons. Caustic diffraction fields in a downward refracting atmosphere. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104(6) :3259–3272, 1998.

[65] Otto von Estorff. *Boundary elements in acoustics : advances and applications*, volume 9. Wit Pr/Computational Mechanics, 2000.

[66] Eric Premat and Yannick Gabillet. 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. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108(6) :2775–2783, 2000.

[67] Eric Premat, Jérome Defrance, Maud Priour, and François-Edern Aballéa. Coupling BEM and GFPE for complex outdoor sound propagation. In *Euronoise*, 2003.

[68] Michael J. White and Kenneth E. Gilbert. Application of the parabolic equation to the outdoor propagation of sound. *Applied Acoustics*, 27(3) :227–238, 1989.

[69] Kenneth E. Gilbert and Xiao Di. A fast Green's function method for one-way sound propagation in the atmosphere. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 94(4) :2343–2352, 1993.

[70] V.E. Ostashev, D. Juvé, and P. Blanc-Benon. Derivation of a wide-angle parabolic equation for sound waves in inhomogeneous moving media. *Acta Acustica united with Acustica*, 83(3) :455–460, 1997.

[71] Benoit Gauvreau, Michel Bérengier, Philippe Blanc-Benon, and Claude Depollier. Traffic noise prediction with the parabolic equation method : Validation of a split-step Padé approach in complex environments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(6) :2680–2687, 2002.

[72] Sack R.A. and 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*, 45(2) :113–129, 1995.

[73] Santosh Parakkal, Kenneth E. Gilbert, Xiao Di, and Henry E. Bass. A generalized polar coordinate method for sound propagation over large-scale irregular terrain. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128(5) :2573–2580, 2010.

[74] Thomas Leissing, Philippe Jean, Jerome Defrance, and Christian Soize. Nonlinear parabolic equation model for finite-amplitude sound propagation over porous ground layers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 126(2) :572–581, 2009.

[75] Kidambi Sreenivas and David L. Whitfield. Time-and frequency-domain numerical simulation of linearized Euler equations. *AIAA Journal*, 36(6) :968–975, 1998.

[76] Vladimir E. Ostashev, D. Keith Wilson, Lanbo Liu, David F. Aldridge, Neill P. Symons, and David Marlin. Equations for finite-difference, time-domain simulation of sound propagation in moving inhomogeneous media and numerical implementation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(2) :503–517, 2005.

[77] Maarten Hornikx, Roger Waxler, and Jens Forssén. The extended Fourier pseudospectral time-domain method for atmospheric sound propagation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128(4) :1632–1646, 2010.

[78] Didier Dragna, Christophe Bogey, Maarten Hornikx, and Philippe Blanc-Benon. Analysis of the dissipation and dispersion properties of the multi-domain Chebyshev pseudospectral method. *Journal of Computational Physics*, 255 :31–47, 2013.

[79] Didier Dragna, Philippe Blanc-Benon, and Franck Poisson. Time-domain solver in curvilinear coordinates for outdoor sound propagation over complex terrain. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 133(6) :3751–3763, 2013.

[80] Maarten Hornikx and Daan Steeghs. Acoustic propagation modeled by the curvilinear Fourier pseudospectral time-domain method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 133(5) :3532–3532, 2013.

[81] Peter B. Johns and R. L. Beurle. Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix. In *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, volume 118, pages 1203–1208. IET, 1971.

[82] Jan Hofmann and Kurt Heutschi. Simulation of outdoor sound propagation with a transmission line matrix method. *Applied Acoustics*, 68(2) :158–172, February 2007.

[83] Gwenaël Guillaume, Judicaël Picaut, Guillaume Dutilleux, and Benoît Gauvreau. Time-domain impedance formulation for transmission line matrix modelling of outdoor sound propagation. *Journal of Sound and Vibration*, 330(26) :6467–6481, December 2011.

[84] Yannick Gabillet. Une méthode inverse de recherche de rayons : le logiciel MITHRA. *Cahier du CSTB*, (2444), 1990.

[85] Jont B. Allen and David A. Berkley. Image method for efficiently simulating small-room acoustics. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 65(4) :943–950, 1979.

[86] Dirk van Maercke and Jérôme Defrance. Development of an analytical model for outdoor sound propagation within the Harmonoise project. *Acta Acustica united with Acustica*, 93(2) :201–212, 2007.

[87] Guillaume Dutilleux, Jérôme Defrance, David Ecotière, Benoit Gauvreau, Michel Bérengier, Francis Besnard, and Emmanuel Le Duc. NMPB-ROUTES-2008 : the revision of the french method for road traffic noise prediction. *Acta Acustica united with Acustica*, 96(3) :452–462, 2010.

[88] Norme S31-133. Acoustique, bruit des infrastructures de transports terrestres, calcul de l'atténuation du son lors de sa propagation en milieu extérieur incluant les effets météorologiques. *AFNOR*, 2001.

[89] Stylianos Kephalopoulos, Marco Paviotti, and Fabienne Anfosso Ledee. Common noise assessment methods in Europe (CNOSSOS-EU). *Common noise assessment methods in Europe (CNOSSOS-EU)*, 2012.

[90] ISO 9613-2. *Acoustics - Attenuation of Sound During Propagation Outdoors - Part 2 : General Method of Calculation*, 1996.

[91] Thomas Emmert. *Development of a multidomain high-order algorithm for computational aeroacoustics : Application to subsonic and transonic confined flows.* PhD thesis, 2007.

[92] R. Hixon. Numerically Consistent Strong Conservation Grid Motion for Finite Difference Schemes. *AIAA Journal*, 38(9) :1586–1593, September 2000.

[93] F. Daude, Julien Berland, Thomas Emmert, Philippe Lafon, F. Crouzet, and Christophe Bailly. A high-order finite-difference algorithm for direct computation of aerodynamic sound. *Computers & Fluids*, 61 :46–63, 2012.

[94] Christophe Bogey and Christophe Bailly. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *J. Comput. Phys.*, 194(1) :194–214, 2004.

[95] J Berland, C Bogey, and C Bailly. Low-dissipation and low-dispersion fourth-order Runge-Kutta algorithm. *Computers & Fluids*, 35(10) :1459–1463, 2006.

[96] William D. Henshaw. Ogen : An overlapping grid generator for Overture. *Lawrence Livermore National Laboratory Research Report, UCRL-MA-132237*, 1998.

[97] William Gropp, Ewing Lusk, Nathan Doss, and Anthony Skjellum. A high-performance, portable implementation of the MPI message passing interface standard. *Parallel Computing*, 22(6) :789–828, September 1996.

[98] Christopher KW Tam and Zhong Dong. Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow. *Journal of Computational Acoustics*, 4(02) :175–201, 1996.

[99] Pierre Aumond. *Modélisation numérique pour l'acoustique environnementale : simulation de champs météorologiques et intégration dans un modèle de propagation.* PhD thesis, 2011.

[100] Gwenaël Guillaume. *Application de la méthode TLM à la modélisation de la propagation acoustique en milieu urbain.* PhD thesis, 2009.

[101] Y. Kagawa, T. Tsuchiya, B. Fujii, and K. Fujioka. Discrete Huygens' model approach to sound wave propagation. *Journal of Sound and Vibration*, 218(3) :419–444, December 1998.

[102] Sadasiva M. Rao. *Time domain electromagnetics*. Academic Press, 1999.

[103] G Dutilleux. Applicability of tlm to wind turbine noise prediction. In *2nd International Meeting on Wind Turbine Noise, Lyon*, 2007.

[104] Leonardo Dagum and Ramesh Menon. OpenMP : an industry standard API for shared-memory programming. *Computational Science & Engineering, IEEE*, 5(1) :46–55, 1998.

[105] Jean-Pierre Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of computational physics*, 114(2) :185–200, 1994.

[106] SW Rienstra. Impedance models in time domain including the extended Helmholtz resonator model. *Proceedings 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (Cambridge MA, USA, May 8 10, 2006), Paper AIAA 2006 2686*, page 1, 2006.

[107] Didier Dragna and Philippe Blanc-Benon. Physically Admissible Impedance Models for Time-Domain Computations of Outdoor Sound Propagation. *Acta Acustica united with Acustica*, 100(3) :401–410, 2014.

[108] Ray Kirby. On the modification of Delany and Bazley fomulae. *Applied Acoustics*, 86(0) :47–49, December 2014.

[109] Yves Reymen, Martine Baelmans, and Wim Desmet. Time-Domain Impedance Formulation Based on Recursive Convolution. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*, Aeroacoustics Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, May 2006.

[110] Benjamin Cotté, Philippe Blanc-Benon, Chrisophe Bogey, Franck Poisson, Vladimir E. Ostashev, and Yves Reymen. Time-Domain Impedance Boundary Conditions for Simulations of Outdoor Sound Propagation. *AIAA Journal*, 47(10) :2391–2403, October 2009.

[111] Vladimir E. Ostashev, Sandra L. Collier, D. Keith Wilson, David F. Aldridge, Neill P. Symons, and David Marlin. Padé approximation in time-domain boundary conditions of porous surfaces. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(1) :107–112, 2007.

[112] Bjorn Gustavsen and Adam Semlyen. Rational approximation of frequency domain responses by vector fitting. *Power Delivery, IEEE Transactions on*, 14(3) :1052–1061, 1999.

[113] The Vector Fitting Web Site, http ://www.sintef.no/projectweb/vectfit.

[114] T. Coleman, M.A. Branch, and A. Grace. Optimization Toolbox For Use with MATLAB User's Guide Version 2.

[115] Marine Baulac, Jérôme Defrance, Philippe Jean, and Florence Minard. Efficiency of noise protections in urban areas : predictions and scale model measurements. *Acta acustica united with acustica*, 92(4) :530–539, 2006.

[116] H. E. Bass, H.-J. Bauer, and L. B. Evans. Atmospheric absorption of sound : Analytical expressions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 52(3B) :821–825, 1972.

[117] DIN ISO. 9613–1 : 1993. Acoustics. Attenuation of sound during propagation outdoors. Part 1 : Calculation of the absorption of sound by the atmosphere. *International Organization for Standardization, Geneva*, 1993.

[118] ANSI Standard. S1. 26-1995. *Method for calculation of the absorption of sound by the atmosphere*, 1995.

[119] Christophe Bourlier, Nicolas Pinel, and Gildas Kubické. *Method of Moments for 2D Scattering Problems : Basic Concepts and Applications*. Wiley edition.

[120] M. Bérengier and M. Garai. A state-of-the-art of in-situ measurement of the sound absorption coefficient of road pavements. Rome, Italia, 2001.

[121] S. Carpinello, P. L'Hermite, M. Bérengier, and G. Licitra. A new method to measure the acoustic surface impedance outdoors. *Radiation Protection Dosimetry*, 111(4) :363–367, 2004.

[122] Jeffrey Borish and James B. Angell. An efficient algorithm for measuring the impulse response using pseudorandom noise. *Journal of the Audio Engineering Society*, 31(7/8) :478–488, 1983.

[123] A. J. Cramond and C. G. Don. Effects of moisture content on soil impedance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 82(1) :293–301, 1987.

[124] Kirill V. Horoshenkov and Mostafa H. A. Mohamed. Experimental investigation of the effects of water saturation on the acoustic admittance of sandy soils. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(4) :1910–1921, 2006.

[125] Patrice Boulanger and Keith Attenborough. Effective impedance spectra for predicting rough sea effects on atmospheric impulsive sounds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(2) :751–762, 2005.

[126] T. Van Renterghem, D. Botteldooren, and L. Dekoninck. Airborne sound propagation over sea during offshore wind farm piling. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(2) :599–609, 2014.

[127] Tanos Elfouhaily, Bertrand Chapron, Kristina Katsaros, and D. Vandemark. A unified directional spectrum for long and short winddriven waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 102(C7) :15781–15796, 1997.

[128] Akira Ishimaru, John D. Rockway, and Yasuo Kuga. Rough surface Green's function based on the first-order modified perturbation and smoothed diagram methods. *Waves in random Media*, 10(1) :17–31, 2000.

[129] R. C. Bourret. Stochastically perturbed fields, with applications to wave propagation in random media. *Il Nuovo Cimento Series 10*, 26(1) :1–31, 1962.

[130] V. D. Freilikher and I. M. Fuks. Green's-function method for the Helmholtz equation with perturbed boundary conditions. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 13(1) :73–79, 1970.

Annexe A

Obtention du modèle d'impédance effective MPP

Formulation du problème

On considère le problème bidimensionnel d'une onde plane incidente à une surface rugueuse « faiblement variable » et dont le profil des hauteurs est défini par $\zeta(x)$ (figure A.1). Dans un premier temps, la surface est prise parfaitement réfléchissante, et l'impédance de surface $\beta_S = 1/Z_S$ est nulle.

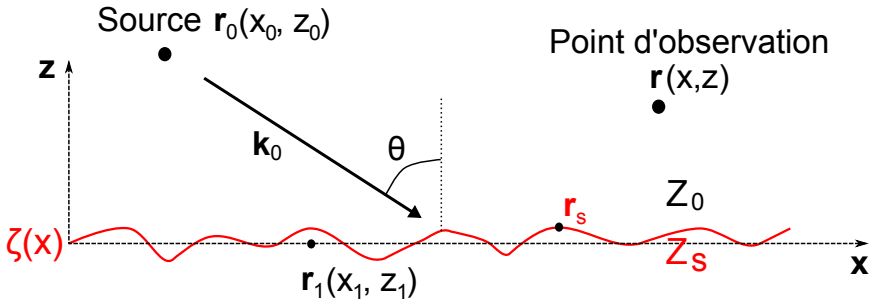


FIGURE A.1 – Vecteur d'onde $\mathbf{k_0}$ incident à un profil rugueux $\zeta(x)$

Au-dessus de la surface rugueuse, le champ de pression acoustique $p(\mathbf{r})$ généré par une source située en $\mathbf{r_0}$ vérifie l'équation de Helmholtz [18] :

$$(\nabla^2 + k_0^2)p(\mathbf{r}) = S(\mathbf{r_0}) \tag{A.1}$$

La fonction de Green G_r est la solution de l'équation (A.1) au-dessus de la surface rugueuse pour une source ponctuelle située en $\mathbf{r_0}$, *i.e.* :

$$(\nabla^2 + k_0^2)G_r(\mathbf{r}) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r_0}) \tag{A.2}$$

De manière similaire au cas de propagation au-dessus d'un sol d'impédance variable vu au chapitre 1, il est possible d'exprimer cette fonction de Green par la formulation intégrale d'Helmholtz-Kirchhoff, qui rend compte du principe de Huygens [60] :

$$G_r(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) + \int_\zeta \mathrm{d}S(r_1) \left(G_r(\mathbf{r}, \mathbf{r_1}) \frac{\partial G_0(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0})}{\partial \mathbf{n_1}} - G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_1}) \frac{\partial G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0})}{\partial \mathbf{n_1}} \right) \tag{A.3}$$

où $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0})$ est la fonction de Green 2D, solution de l'équation (A.2) pour le cas où l'on considère une surface parfaitement plane et réfléchissante située en $z = 0$, $\mathbf{r_1}$ est un

point situé sur cette surface plane et $\mathbf{n_1}$ la normale à cette surface. Cette formulation exprime donc le champ total comme une somme de la contribution du champ incident et d'une réflexion sur la surface plane moyenne en $z = 0$ (G_0) et d'une contribution due à la diffusion par la rugosité (terme intégral). $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0})$ s'exprime en fonction de sa transformée de Fourier spatiale [18] :

$$\begin{aligned} G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) &= \frac{1}{2\pi} \int G_0(\kappa, z, z_0) e^{i\kappa(x-x_0)} \mathrm{d}\kappa \\ &= \frac{1}{2\pi} \int \frac{i}{2k_z(\kappa)} \left[e^{ik_z(\kappa)|z-z_0|} + e^{ik_z(\kappa)(z+z_0)} \right] e^{i\kappa(x-x_0)} \mathrm{d}\kappa \end{aligned} \tag{A.4}$$

avec $k_z^2 = k_0^2 - \kappa^2$ et $\kappa = k_0 \sin(\theta_i)$ la composante en x du nombre d'onde.

La condition limite pour une surface parfaitement réfléchissante est une condition de Neumann, qui traduit le fait que la vitesse normale à la paroi est nulle. La dérivée de la pression acoustique étant proportionnelle à la vitesse d'après la formule d'Euler, cette condition limite s'exprime pour la fonction de Green par :

$$\frac{\partial}{\partial n} G_r(\mathbf{r_s}, \mathbf{r_0}) = 0 \tag{A.5}$$

où $\mathbf{n}$ est le vecteur unitaire normal à la surface rugueuse au point r_s. La fonction de Green $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0})$ pour le cas de la surface plane réfléchissante vérifiant également la condition limite de Neumann en $z = 0$ (*i.e.* $r = r_1$), tel que $\partial G_0(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0})/\partial n = 0$, la fonction de Green pour le champ au-dessus de la surface rugueuse se simplifie ainsi :

$$G_r(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) + \int_\zeta \mathrm{d}S(r_1) \left(-G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_1}) \frac{\partial G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0})}{\partial \mathbf{n_1}} \right) \tag{A.6}$$

Application de la Méthode des Petites Perturbations

On applique maintenant la méthode des petites perturbations en supposant que $|k_0 \zeta \cos(\theta_i)| < 1$ et $|\partial\zeta/\partial x| < 1$. En faisant un développement limité au premier ordre en $\zeta(x)$, l'opérateur de dérivation par rapport à la normale peut alors s'approcher par [59] :

$$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{-\frac{\partial \zeta}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} + \dots}{1 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}^2\right)} \approx -\frac{\partial \zeta}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} + \dots \tag{A.7}$$

puisque $(\partial\zeta/\partial x)^2 << 1$. De plus, le développement de Taylor de la fonction de Green G_r autour de $z = 0$ ($r = r_1$) est :

$$G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) + \zeta(x_1) \frac{\partial}{\partial z_1} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) + \frac{\zeta^2(x_1)}{2} \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) + \dots \tag{A.8}$$

En appliquant les approximations des équations (A.7) et (A.8) à la condition aux limites donnée par l'équation (A.5) et en ne gardant que les termes d'ordre 1 en $\zeta(x_1)$, il vient une condition aux limites équivalente (ou effective) pour la surface rugueuse, en se rapportant au plan moyen $z = 0$ (et $r = r_1$) :

$$-\frac{\partial \zeta(x_1)}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_1} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) + \frac{\partial}{\partial z_1} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) + \zeta(x_1) \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) = 0 \tag{A.9}$$

et donc

$$\frac{\partial}{\partial z_1} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) = \frac{\partial \zeta(x_1)}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_1} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) - \zeta(x_1) \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) \tag{A.10}$$

On considère cette condition limite équivalente pour le calcul de la fonction de Green donnée par l'équation (A.6), et en l'intégrant alors sur le plan moyen $z = 0$, de normale z_1, on obtient :

$$G_r(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) + \int_{\zeta=0} -G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_1}) \left(\frac{\partial \zeta(x_1)}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_1} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) - \zeta(x_1) \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) \right) \mathrm{d}x_1 \tag{A.11}$$

Expression du champ cohérent par l'équation de Dyson

La nouvelle fonction de Green obtenue avec l'équation (A.11) peut s'écrire sous la forme suivante [59] :

$$G_r(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) + \int_{\zeta=0} G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_1}) V(r_1) G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) \mathrm{d}x_1 \tag{A.12}$$

où

$$V(r_1) = -\zeta(x_1) \left(\frac{\partial^{\longleftarrow}}{\partial x_1} \mathbf{x} + \frac{\partial^{\longrightarrow}}{\partial z_1} \mathbf{z} \right) \cdot \nabla_{\mathbf{r_1}} \tag{A.13}$$

avec $\nabla_{\mathbf{r_1}} = \dfrac{\partial}{\partial x_1} \mathbf{x} + \dfrac{\partial}{\partial z_1} \mathbf{z}$ l'opérateur gradient. $V(x_1)$ est appelé potentiel perturbateur de la surface aléatoire. Les flèches $\longleftarrow$ et $\longrightarrow$ indiquent dans quel sens et sur quel terme est effectuée la dérivée [128].

La reformulation par l'équation (A.12) permet d'appliquer le formalisme des diagrammes de Feynman, issu de la théorie quantique des champs pour calculer la diffusion des particules puis adapté à la propagation des ondes électromagnétiques en milieu aléatoire [129, 130]. En effet la fonction de Green a maintenant la forme d'une série de Neumann, et peut s'écrire sous forme compacte :

$$G = G_0 + G_0 V G \tag{A.14}$$

ce qui s'écrit en ré-injectant cette forme dans le membre de droite et en itérant à l'infini :

$$G = G_0 + G_0 V G_0 + G_0 V G_0 V G_0 + \ldots = \sum_{n=0}^{\infty} (G_0 V)^n G_0 \tag{A.15}$$

soit sous forme développée :

$$\begin{aligned} G_r(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) = G_0 \mathbf{r}, \mathbf{r_0}) &+ \int \mathrm{d}x_1 G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_1}) V(r_1) G_0(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0}) \\ &+ \int \mathrm{d}x_1 \mathrm{d}x_2 G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_1}) V(r_1) G_0(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}) V(r_2) G_0(\mathbf{r_2}, \mathbf{r_0}) + \ldots \end{aligned} \tag{A.16}$$

Ce développement rend compte du processus de diffusion par la rugosité : le premier terme d'ordre 0 représente la réflexion de l'onde par la surface plane, le second terme d'ordre 1 la diffusion par la surface rugueuse, le troisième terme d'ordre 2 les effets de double diffusion, etc. Cette série peut être représentée par une série de diagrammes (chaque

terme de l'équation (A.16) étant représenté par un diagramme). Cela permet de formuler l'équation de Dyson pour le calcul de la moyenne cohérente de la fonction de Green, qui modélise le champ cohérent moyen au-dessus de la surface rugueuse [60] :

$$\langle G_r(\mathbf{r}, \mathbf{r_0})\rangle = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_0}) + \int \mathrm{d}x_1 \mathrm{d}x_2 G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_2}) \mathcal{M}(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}) \langle G_r(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_0})\rangle \tag{A.17}$$

où $\mathcal{M}(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2})$ est appelé l'opérateur de masse, qui en utilisant une méthode de smoothing au premier ordre (approximation de Bourret [129]) vaut :

$$\mathcal{M}(\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}) = \langle V(\mathbf{r_1}) G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r_2}) V(\mathbf{r_2})\rangle \tag{A.18}$$

On note que réécrire explicitement le terme opérateur de masse fait apparaître le spectre de rugosité de la surface W, car [128] :

$$\langle \zeta(\mathbf{r_1})\zeta(\mathbf{r_2})\rangle = \int W(\kappa) e^{i\kappa(x_2 - x_1)} \mathrm{d}\kappa \tag{A.19}$$

Formulation de l'impédance effective

Pour résoudre l'équation de Dyson pour la fonction de Green (A.17), on considère la moyenne de G_r sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle G_r(\mathbf{r}, \mathbf{r_0})\rangle &= \frac{1}{2\pi} \int \langle G_r(\kappa, z, z_0)\rangle e^{i\kappa(x - x_0)} \mathrm{d}\kappa \\ &= \frac{1}{2\pi} \int \frac{i}{2k_z(\kappa)} \left[e^{ik_z(\kappa)|z - z_0|} + R(\kappa) e^{ik_z(\kappa)(z + z_0)} \right] e^{i\kappa(x - x_0)} \mathrm{d}\kappa \end{aligned} \tag{A.20}$$

où $R(\kappa)$ est un coefficient de réflexion en onde plane équivalent (ou effectif) pour la surface rugueuse.

Des manipulations mathématiques avec les équations (A.4), (A.20) et (A.17) permettent d'obtenir un coefficient de réflexion à l'ordre 1 [61] :

$$R_1(\kappa) = \frac{\beta_1(\kappa) k_z(\kappa) - k_0}{\beta_R(\kappa) k_z(\kappa) + k_0} \tag{A.21}$$

où

$$\beta_1 = \beta_R = \int \frac{(k_0^2 - \kappa\kappa')^2}{k_0 k_z(\kappa)} W(\kappa - \kappa') \mathrm{d}\kappa \tag{A.22}$$

est l'admittance effective pour la surface rugueuse réfléchissante, à l'ordre 1. Cette intégrale présente un pôle p en $k_z(p)$. Bourlier *et. al* en proposent une reformulation pour le supprimer, exposée à la fin de cette annexe.

Cas d'un sol rugueux impédant

On considère maintenant que la surface rugueuse n'est plus parfaitement réfléchissante mais partiellement absorbante, d'impédance $Z_S = 1/\beta_S$ non nulle. Elle vérifie donc la condition limite d'impédance/admittance [18] :

$$\frac{\partial}{\partial n} G_r(\mathbf{r_s}, \mathbf{r_0}) + ik_0 \beta G_r(\mathbf{r_s}, \mathbf{r_0}) = 0 \tag{A.23}$$

où $\beta = Z_0\beta_S$ est l'admittance de surface normalisée, et qui peut être évaluée par différents modèles exposés au chapitre 1 en 1.1.3.1. En appliquant un raisonnement et effectuant des manipulations mathématiques similaires au cas réfléchissant, on peut obtenir une admittance effective définie par [61] :

$$\beta_{eff} = \beta + \beta_R = \beta + \int \frac{(k_0^2 - \kappa\kappa')^2}{k_0 k_z(\kappa)} W(\kappa - \kappa')\mathrm{d}\kappa \tag{A.24}$$

L'admittance effective s'exprime donc comme une correction additive à l'admittance normalisée de la surface. Cette formulation corrective est similaire à celle du modèle à bosses [58]. A noter qu'il est nécessaire de supposer $\beta \to 0$ pour obtenir l'équation (A.24), le modèle est donc supposé valable pour une impédance plutôt élevée, *i.e.* une surface plutôt réfléchissante que très absorbante.

Reformulation de l'intégrale de l'admittance effective

D'après [59], l'intégrale (A.22) peut se réécrire sous la forme $\beta_1(\kappa) = a_1(\kappa) + ib_1(\kappa)$ avec :

$$a_1 = \sum_{s=\pm 1} \int_0^{\sqrt{k_0}} \frac{[k_0^2 + s\kappa(k_0 - u^2)]^2}{k_0\sqrt{-u^2 + 2k_0}} W\left(\kappa + s[k_0 - u^2]\right) \mathrm{d}u \tag{A.25}$$

$$b_1 = -\sum_{s=\pm 1} \int_0^{+\infty} \frac{[k_0^2 + s\kappa\sqrt{k_0^2 + u^2}]^2}{k_0\sqrt{k_0^2 + u^2}} W\left(\kappa + s\sqrt{k_0^2 + u^2}\right) \mathrm{d}u \tag{A.26}$$

Grâce à cette reformulation, le pôle est retiré et l'impédance effective peut facilement s'intégrer numériquement, par exemple avec les functions *trapz* ou *quadgk* de Matlab.

Annexe B

Approximation des impédances

Modèle de Miki

On considère l'impédance définie dans la section 2.3.4 du chapitre 2 par le modèle de Miki avec σ=200 kN.s.m^{-4} et corrigée par une épaisseur de $e = 0.01$ m. Cette impédance est approximée par l'équation (2.50) sur une bande de fréquence 50-1200 Hz pour pouvoir être implémentée dans les codes de calcul.
L'approximation par l'équation (2.50) est d'abord réalisée en utilisant la méthode Vector Fitting à l'ordre $N = 8$ avec $Z^{\infty} \neq 0$. L'algorithme de Vector Fitting renvoie $K = 6$ valeurs réelles de A_k et λ_k et $L = 1$ valeur complexe (et son conjugué) de A_l et λ_l. L'approximation est ensuite réalisée en utilisant la méthode de minimisation sous contraintes avec des valeurs réelles A_k et λ_k uniquement, à l'ordre $N = 5$ avec $Z^{\infty} = 0$. Les pôles obtenus par ces deux approximations respectent la condition nécessitant que $\lambda_k \Delta t$, $Re(\lambda_l)\Delta t$ et $Im(\lambda_l)\Delta t$ soient inférieurs à 2.5 pour un pas de temps $\Delta t = 1.32 \cdot 10^{-4}$ s.

TABLEAU B.1 – Coefficients pour l'approximation d'une impédance calculée par le modèle de Miki avec σ=200 kN.s.m^{-4} et corrigée par une épaisseur $e = 0.01$ m, obtenus par Vector Fitting et minimisation sous contraintes.

	Vector Fitting $N = 8$	Minim. sous contraintes $N = 6$
Z^{∞}	634.6	0
$A_{k,1}$	10877545	13342285
$A_{k,2}$	-348506	-2786526
$A_{k,3}$	1647910	147587
$A_{k,4}$	-2592227	1964760
$A_{k,5}$	1211024	14053738
$A_{k,6}$	240068	.
$A_{l,1}$	$681.58 + 15292.85i$	.
$\lambda_{k,1}$	0.73	10.93
$\lambda_{k,2}$	166.08	64.48
$\lambda_{k,3}$	853.38	1293.99
$\lambda_{k,4}$	1010.26	22605.28
$\lambda_{k,5}$	1341.72	22624.89
$\lambda_{k,6}$	4030.39	.
$\lambda_{l,1}$	$1708.43 + 8400.44i$	.

Ces deux approximations sont tracées et comparées à l'impédance exacte sur la figure B.1.

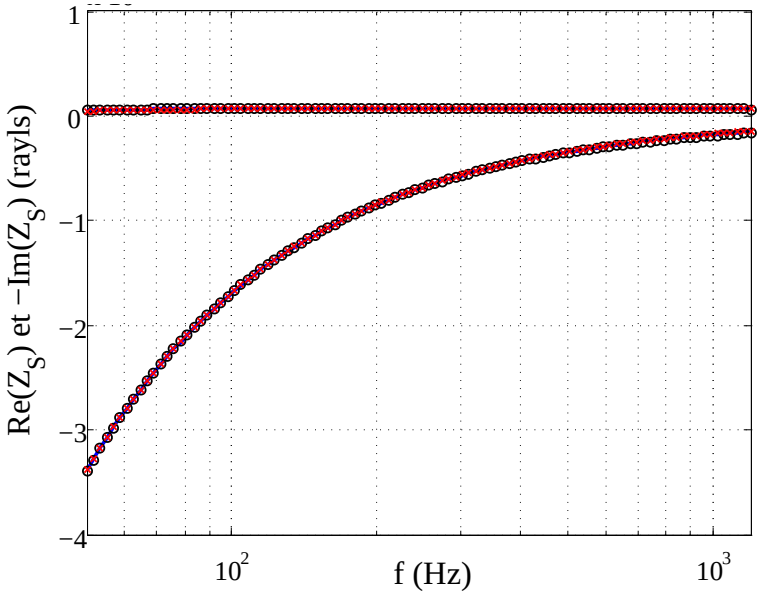
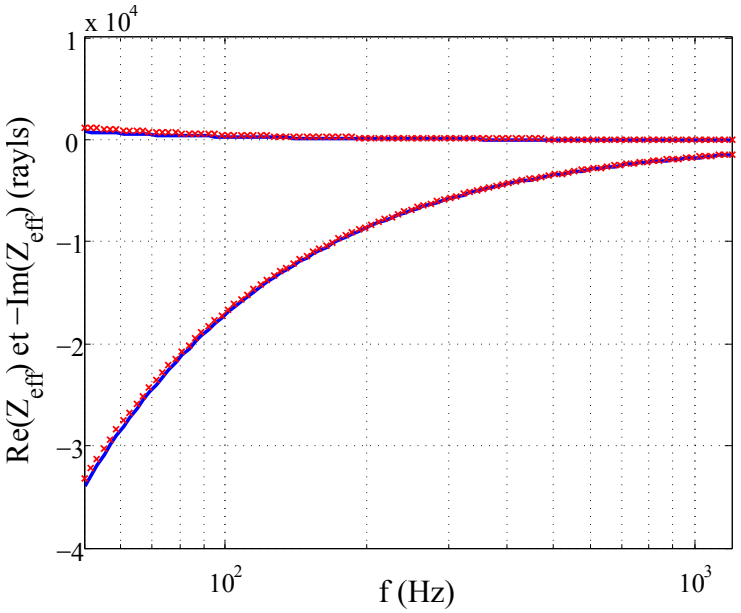


FIGURE B.1 – Partie réelle et opposée des parties imaginaires des impédances approchées du tableau B.1. (—) Impédance exacte ; (xx) Vector Fitting $N = 8$; (oo) Minimisation sous contraintes $N = 5$.

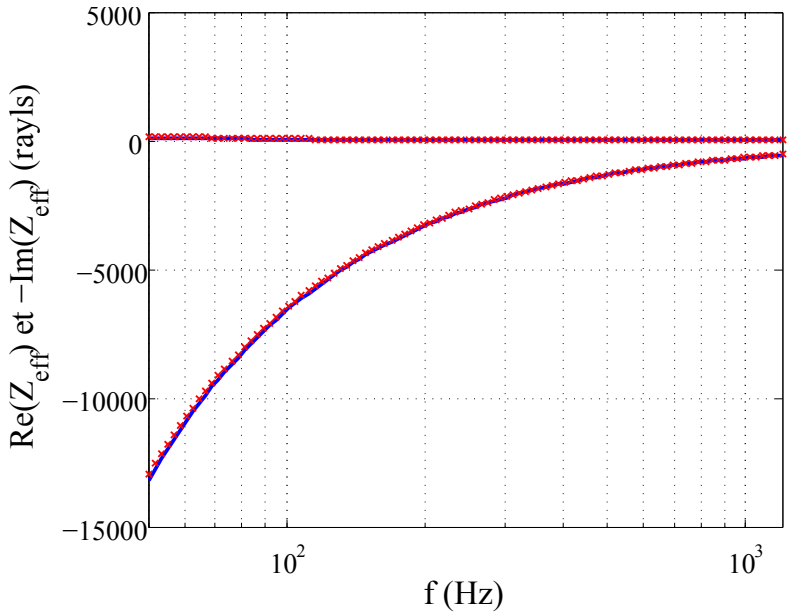
Modèle d'impédance effective à bosses

Les approximations par minimisation sous contraintes à l'ordre $N = 6$ des impédances effectives correspondant au *profil 1* et au *profil 2* exposés dans la section 4.1.1 du chapitre 4 sont respectivement représentées sur les figures B.2 et B.3. Les pôles respectent la condition nécessitant que $\lambda_k \Delta t$, $Re(\lambda_l)\Delta t$ et $Im(\lambda_l)\Delta t$ soient inférieurs à 2.5 pour un pas de temps $\Delta t = 1.32 \cdot 10^{-4}$ s.



Z^∞	0
$A_{k,1}$	9822328
$A_{k,2}$	719794
$A_{k,3}$	202158
$A_{k,4}$	146985
$A_{k,5}$	239224
$\lambda_{k,1}$	0.26
$\lambda_{k,2}$	143.07
$\lambda_{k,3}$	712.03
$\lambda_{k,4}$	2699.36
$\lambda_{k,5}$	34807.88

FIGURE B.2 – Approximation par minimisation sous contraintes de l'impédance effective correspondant au *profil 1*. (—) Impédance exacte ; (xx) Approximation $N = 6$.



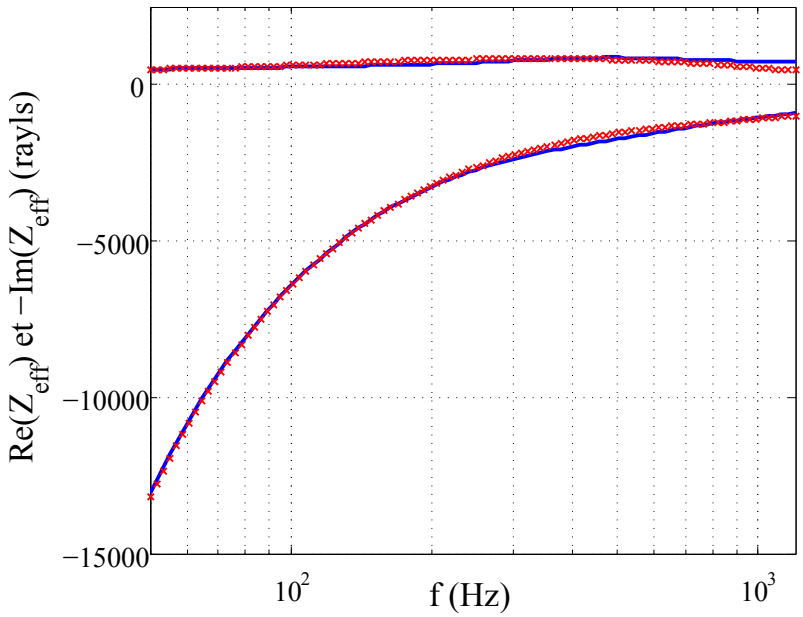
Z^∞	0
$A_{k,1}$	4027782
$A_{k,2}$	73920
$A_{k,3}$	24199
$A_{k,4}$	10527
$A_{k,5}$	8972
$\lambda_{k,1}$	1.15
$\lambda_{k,2}$	261.87
$\lambda_{k,3}$	1650.75
$\lambda_{k,4}$	2253.03
$\lambda_{k,5}$	12323.14

FIGURE B.3 – Approximation par minimisation sous contraintes de l'impédance effective correspondant au *profil 2*. (—) Impédance exacte ; (xx) Approximation $N = 6$

Modèle d'impédance effective MPP

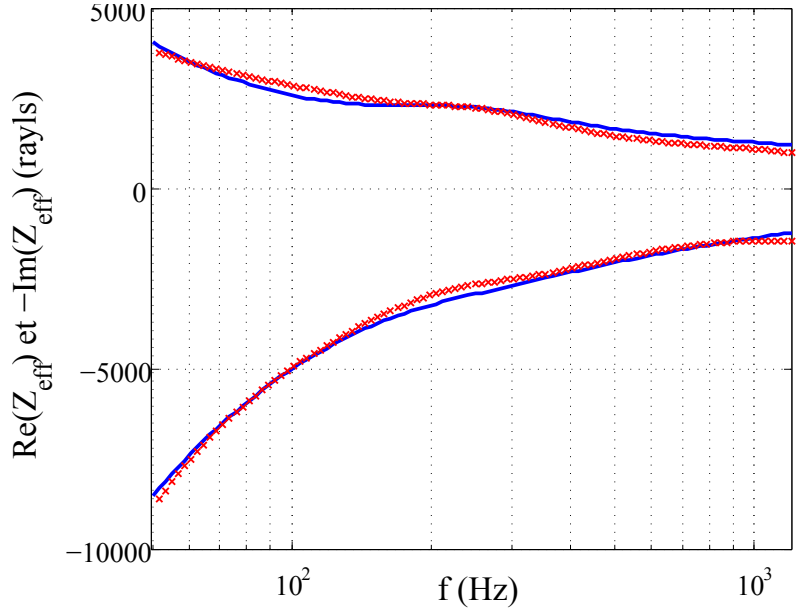
Les impédances effectives correspondant au *sol 1* et au *sol 4* sont approximées par Vector Fitting. Il est nécéssaire d'imposer $Z^\infty = 0$, sans quoi l'algorithme Vector Fitting renvoie des valeurs de Z^∞ négatives, ce qui entraine des instabilités numériques. L'impédance effective du *sol 1* est approximée à l'ordre $N = 6$ et le Vector Fitting renvoie des pôles réels uniquement. L'impédance effective du *sol 2* est approximée à l'ordre $N = 9$ et le Vector Fitting renvoie des pôles réels et complexes conjugués. Ces valeurs de N sont choisies car elles induisent pour chaque impédance effective une approximation avec une erreur suffisamment faible et avec des pôles assurant que $\lambda_k \Delta t$, $Re(\lambda_l)\Delta t$ et $Im(\lambda_l)\Delta t$

soient inférieurs à 2.5 (pour un pas de temps $\Delta t = 1.32 \cdot 10^{-4}$ s). Les approximations de ces deux impédances effectives sont représentées sur les figures B.4 et B.5.



Z^∞	0
$A_{k,1}$	4198861
$A_{k,2}$	-5881015
$A_{k,3}$	7135896
$A_{k,4}$	-5138846
$A_{k,5}$	8872787
$A_{k,6}$	1821595
$\lambda_{k,1}$	1.45
$\lambda_{k,2}$	1121.36
$\lambda_{k,3}$	1281.58
$\lambda_{k,4}$	2644.13
$\lambda_{k,5}$	4771.20
$\lambda_{k,6}$	15852.03

FIGURE B.4 – Approximation par Vector Fitting de l'impédance effective correspondant au *sol 1*. (—) Impédance exacte ; (xx) Approximation $N = 6$



Z^∞	0
$A_{k,1}$	2646427
$A_{k,2}$	97155
$A_{k,3}$	3567446
$A_{l,1}$	$-558440 + 724426i$
$A_{l,2}$	$1709049 + 180094i$
$A_{l,3}$	$770865 + 4199053i$
$\lambda_{k,1}$	33.38
$\lambda_{k,2}$	290.73
$\lambda_{k,3}$	7510.28
$\lambda_{l,1}$	$795.98 + 822.99i$
$\lambda_{l,2}$	$1179.69 + 1318.46i$
$\lambda_{l,3}$	$4987.39 + 10240.75i$

FIGURE B.5 – Approximation par Vector Fitting de l'impédance effective correspondant au *sol 4*. (—) Impédance exacte ; (xx) Approximation $N = 9$

Annexe C

Propagation acoustique au-dessus de surfaces rugueuses : résultats expérimentaux supplémentaires

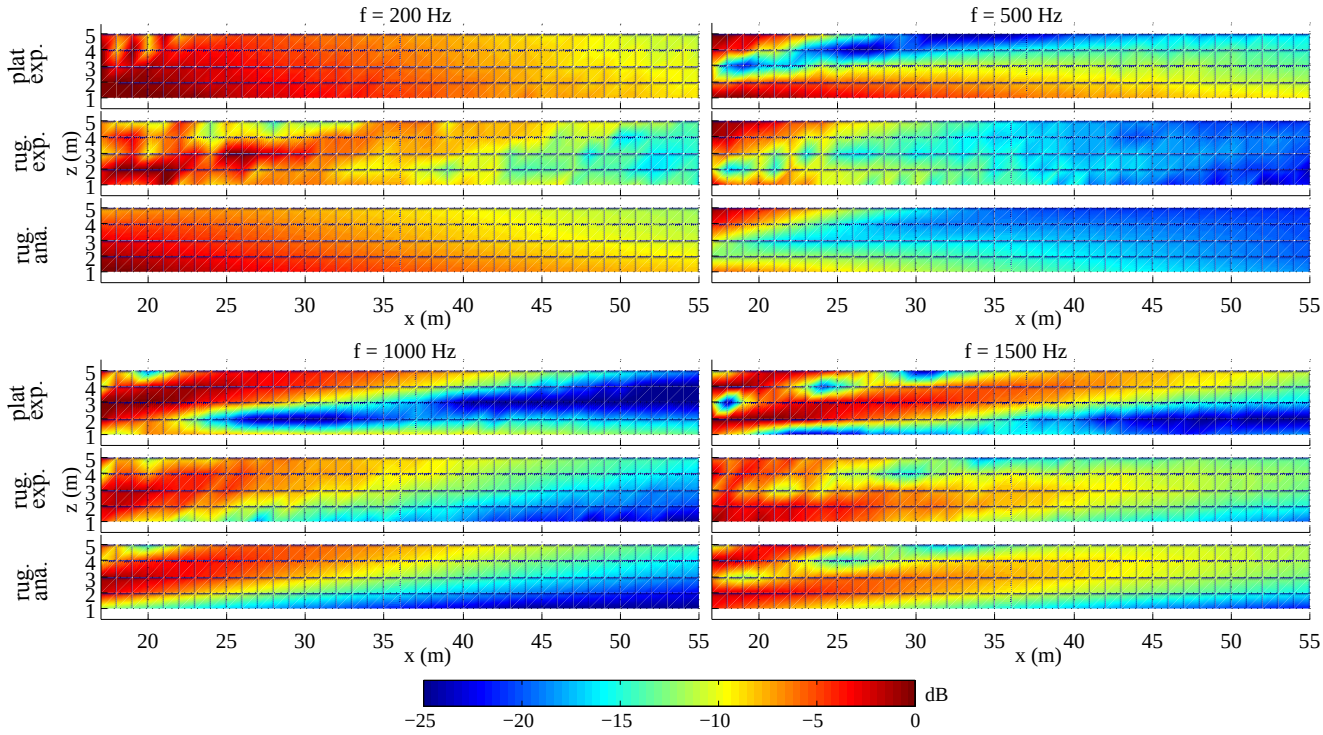


FIGURE C.1 – Source située à $H_S = 1$ m au-dessus des surfaces réfléchissantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

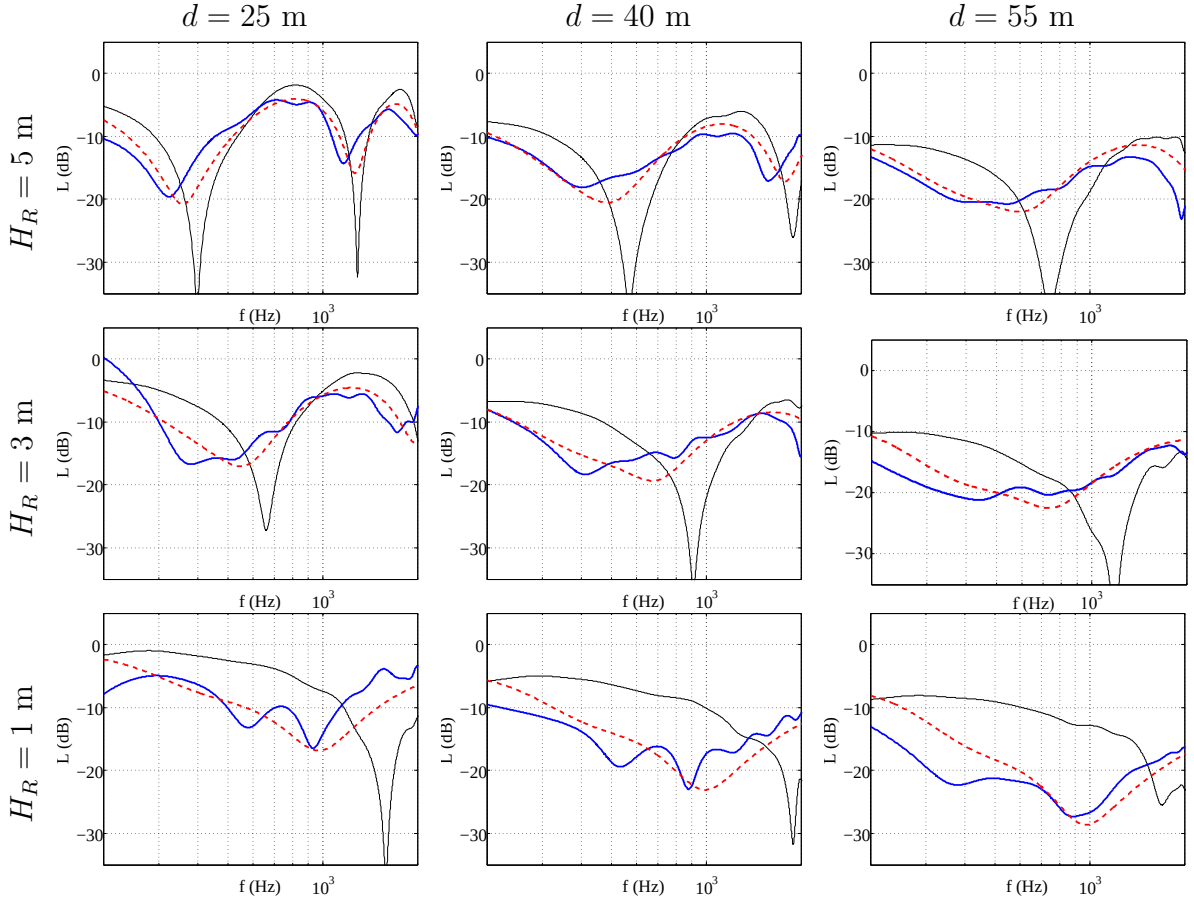


FIGURE C.2 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces réfléchissantes pour $H_S = 1$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

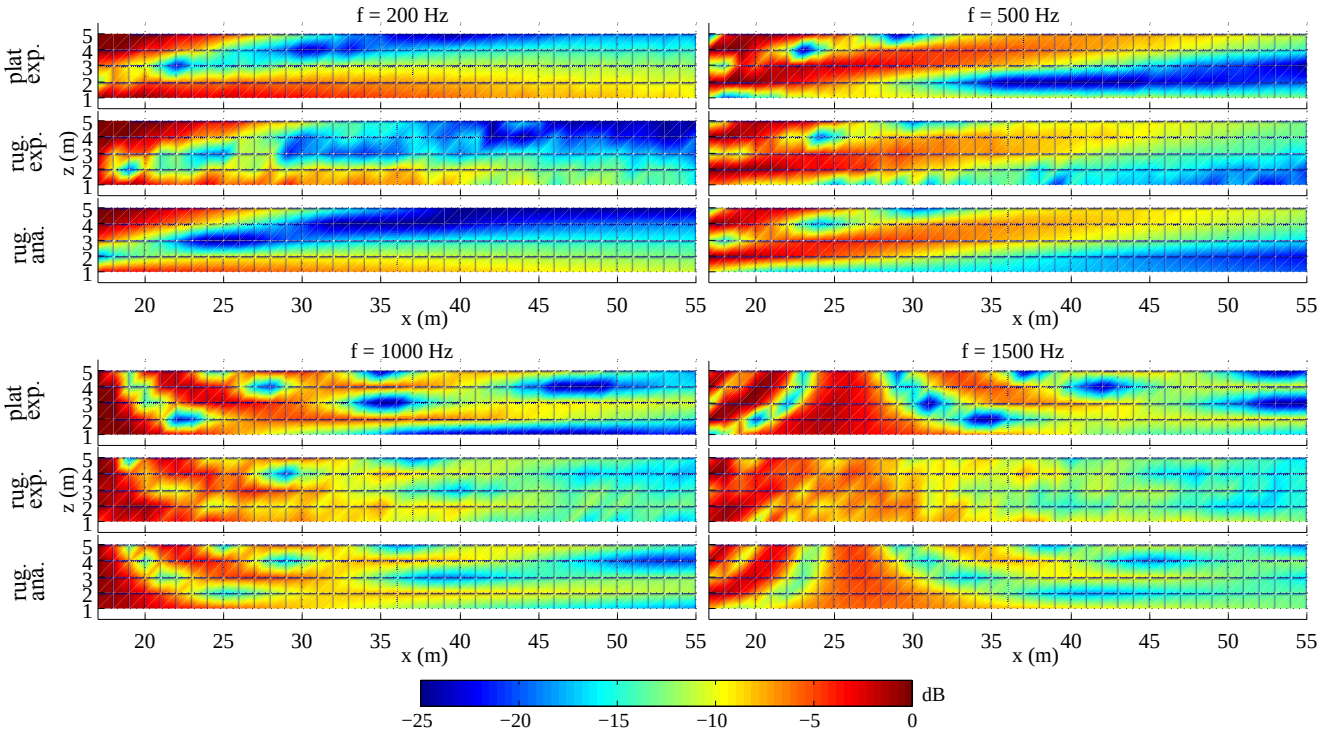


FIGURE C.3 – Source située à $H_S = 3$ m au-dessus des surfaces réfléchissantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

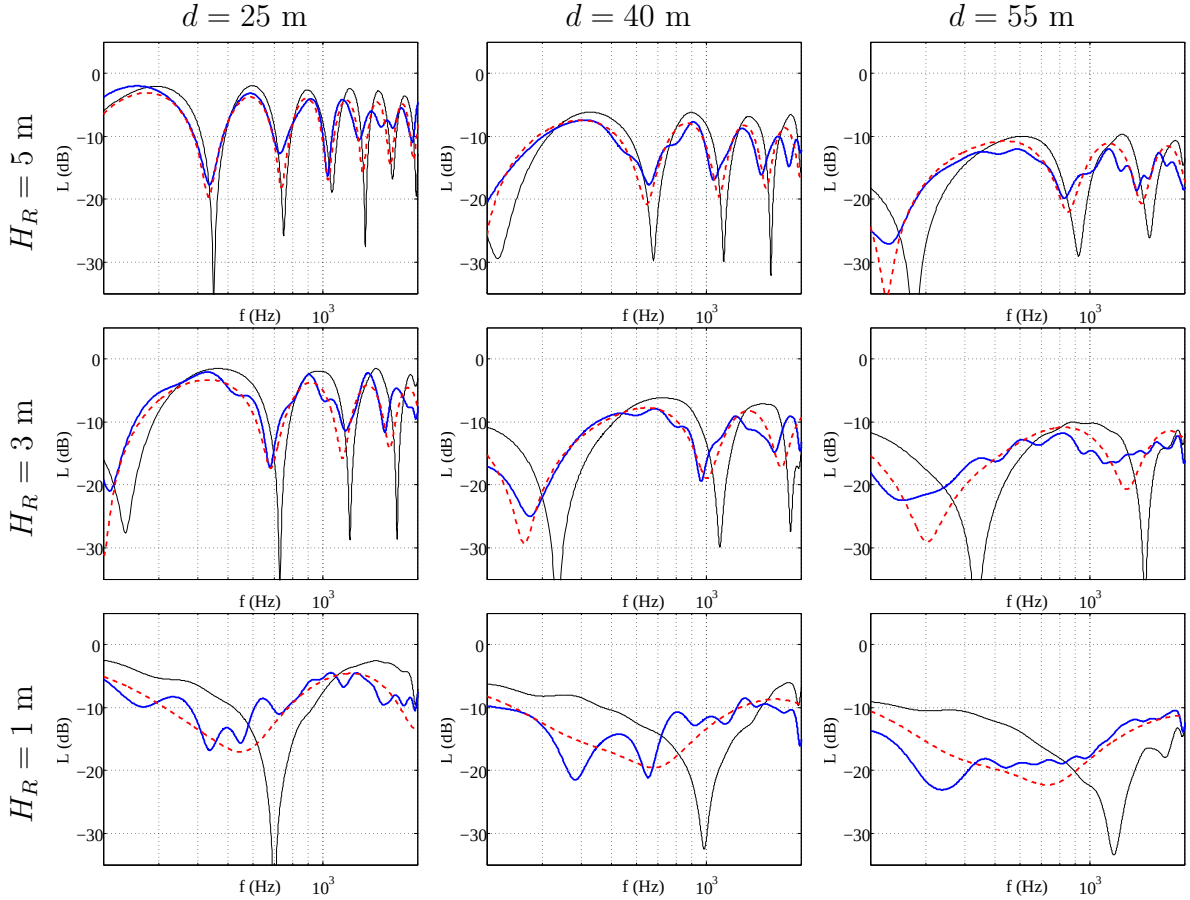


FIGURE C.4 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces réfléchissantes pour $H_S = 3$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

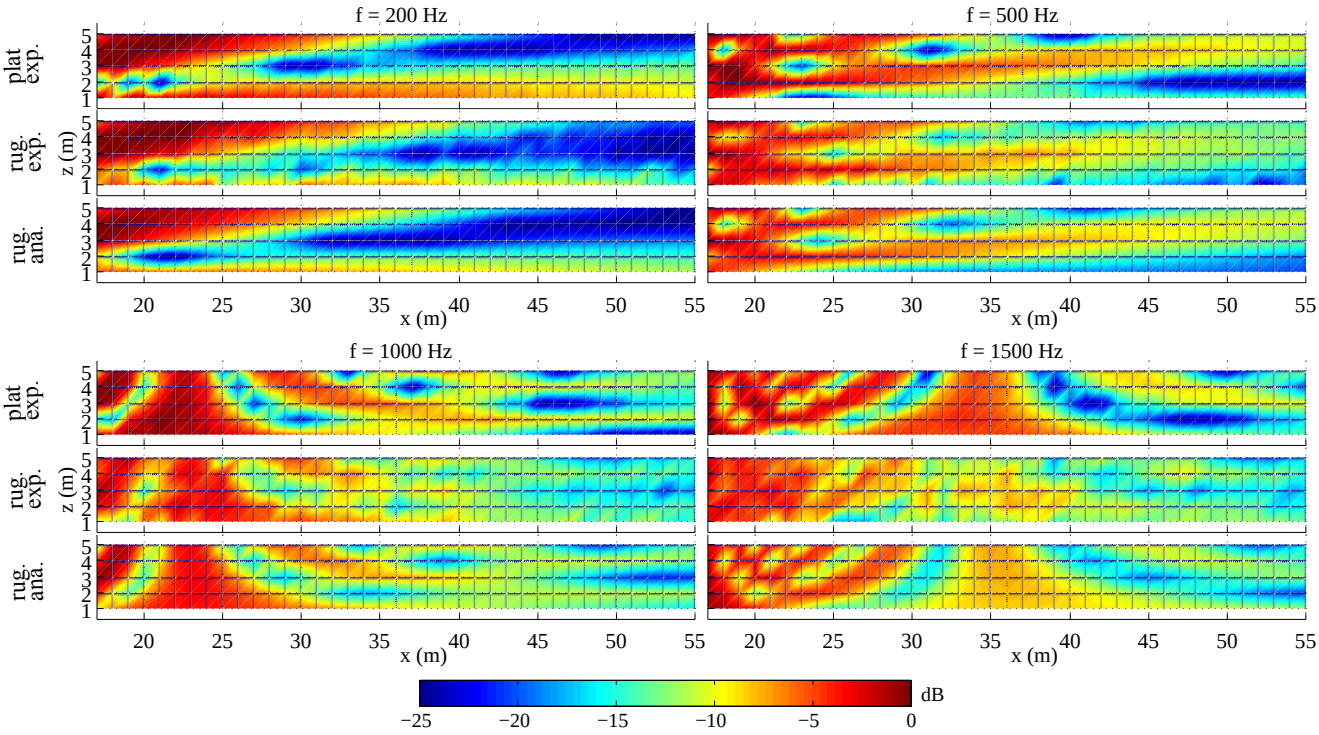


FIGURE C.5 – Source située à $H_S = 4$ m au-dessus des surfaces réfléchissantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

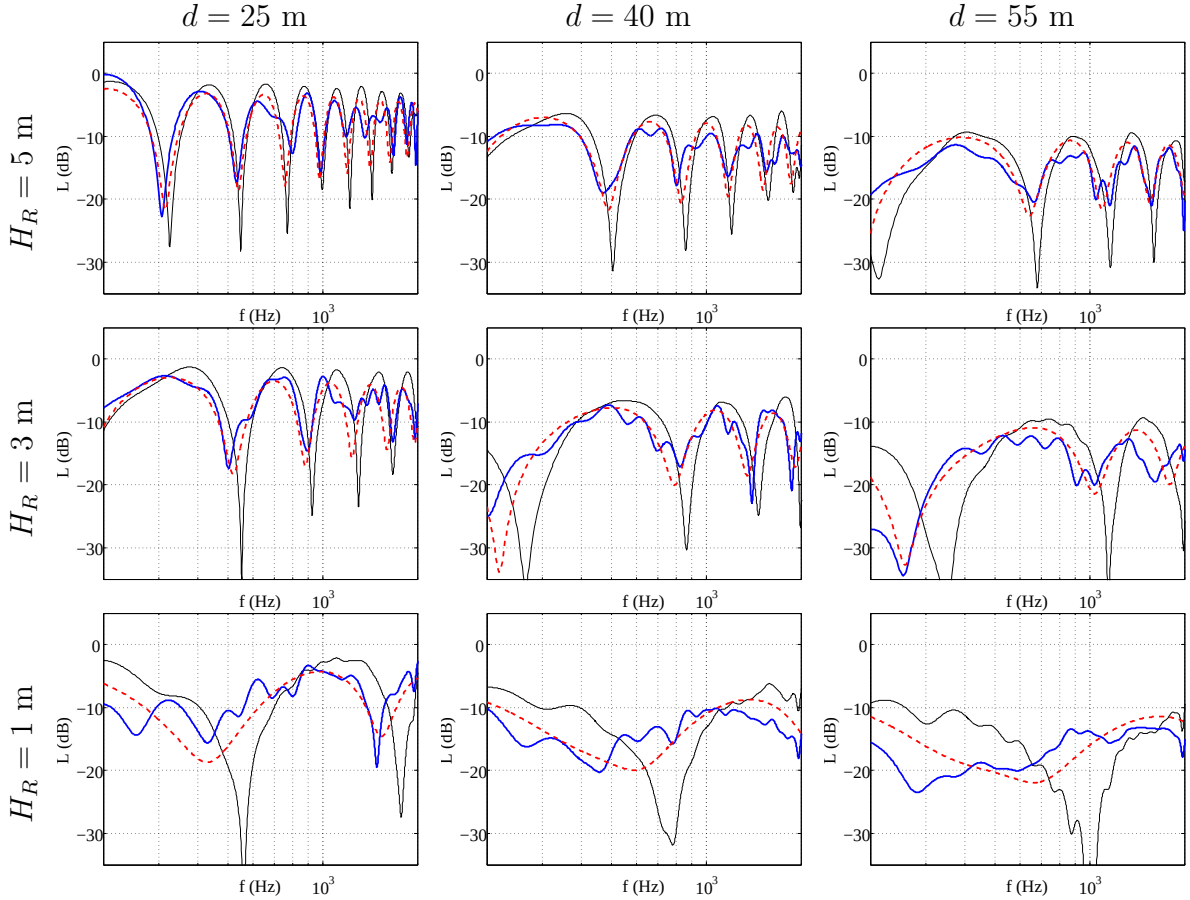


FIGURE C.6 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces réfléchissantes pour $H_S = 4$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

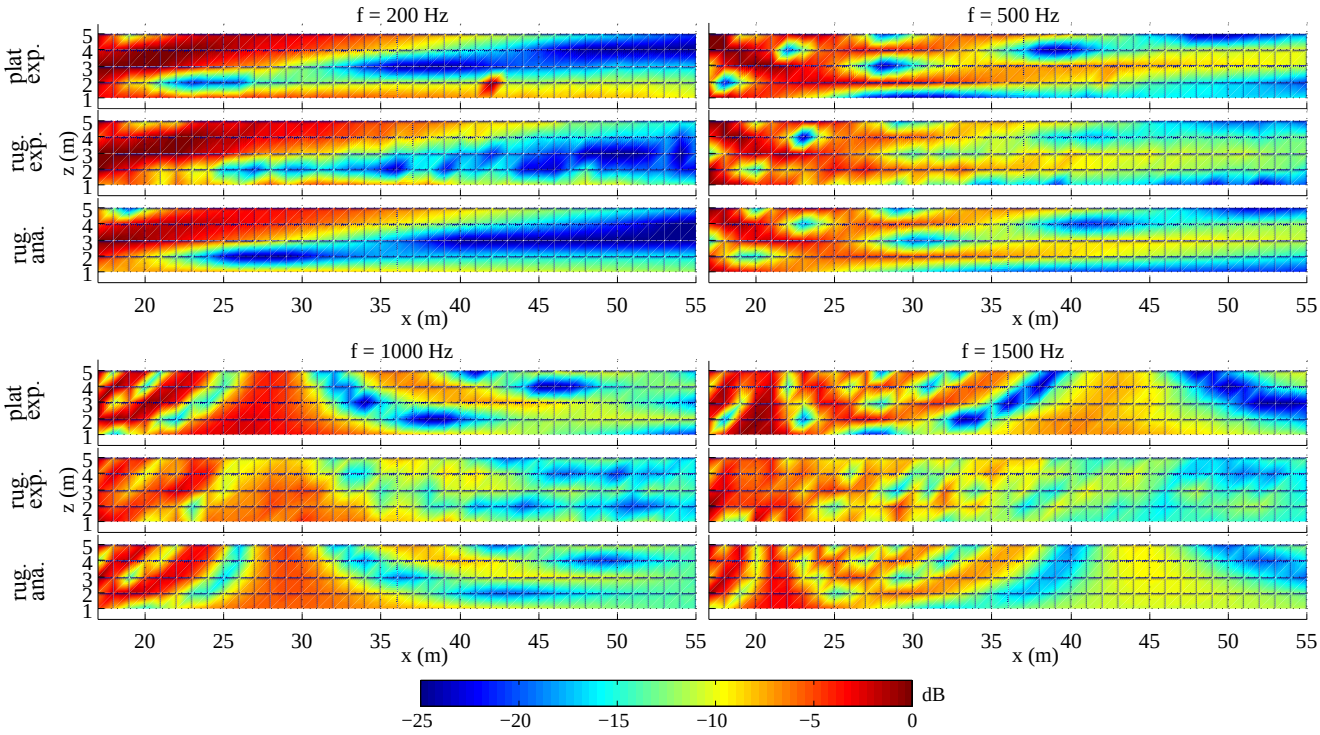


FIGURE C.7 – Source située à $H_S = 5$ m au-dessus des surfaces réfléchissantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

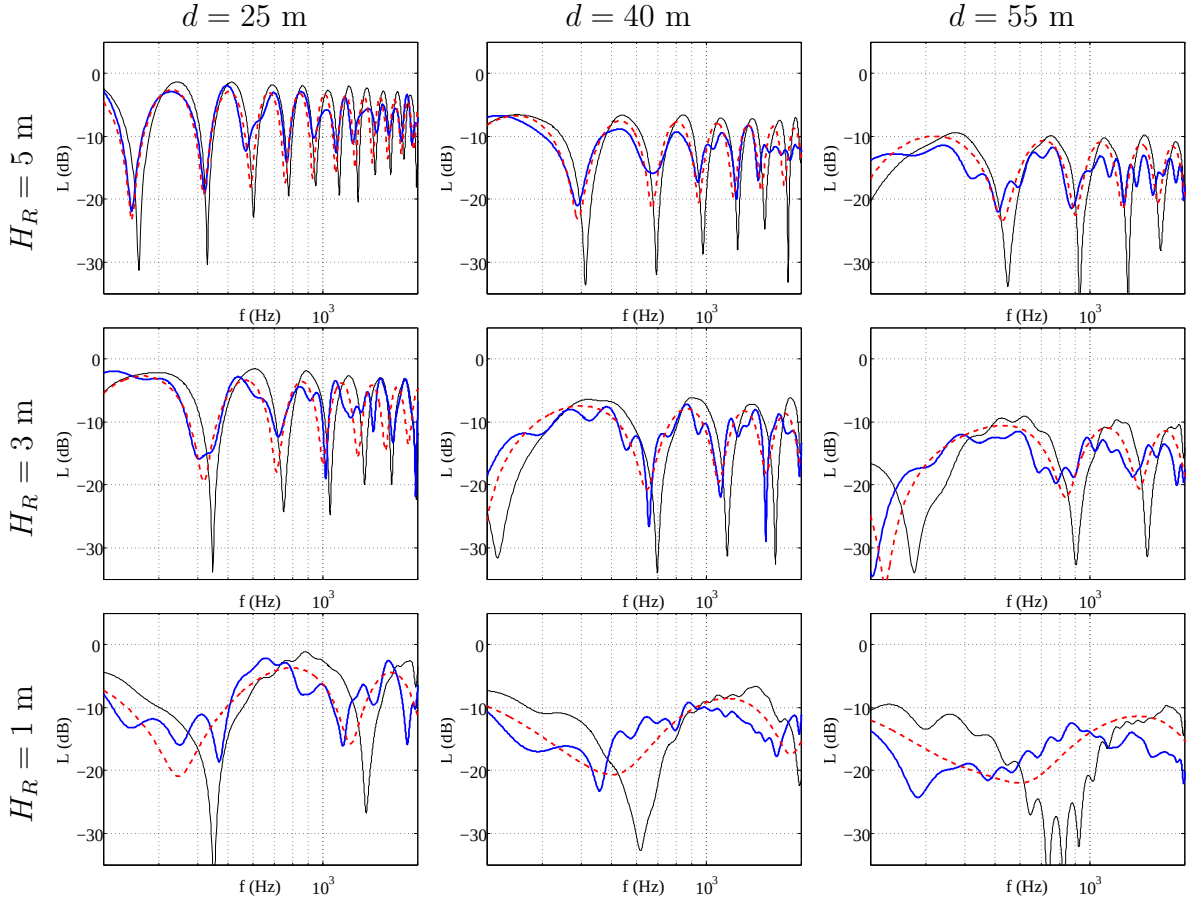


FIGURE C.8 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces réfléchissantes pour $H_S = 5$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

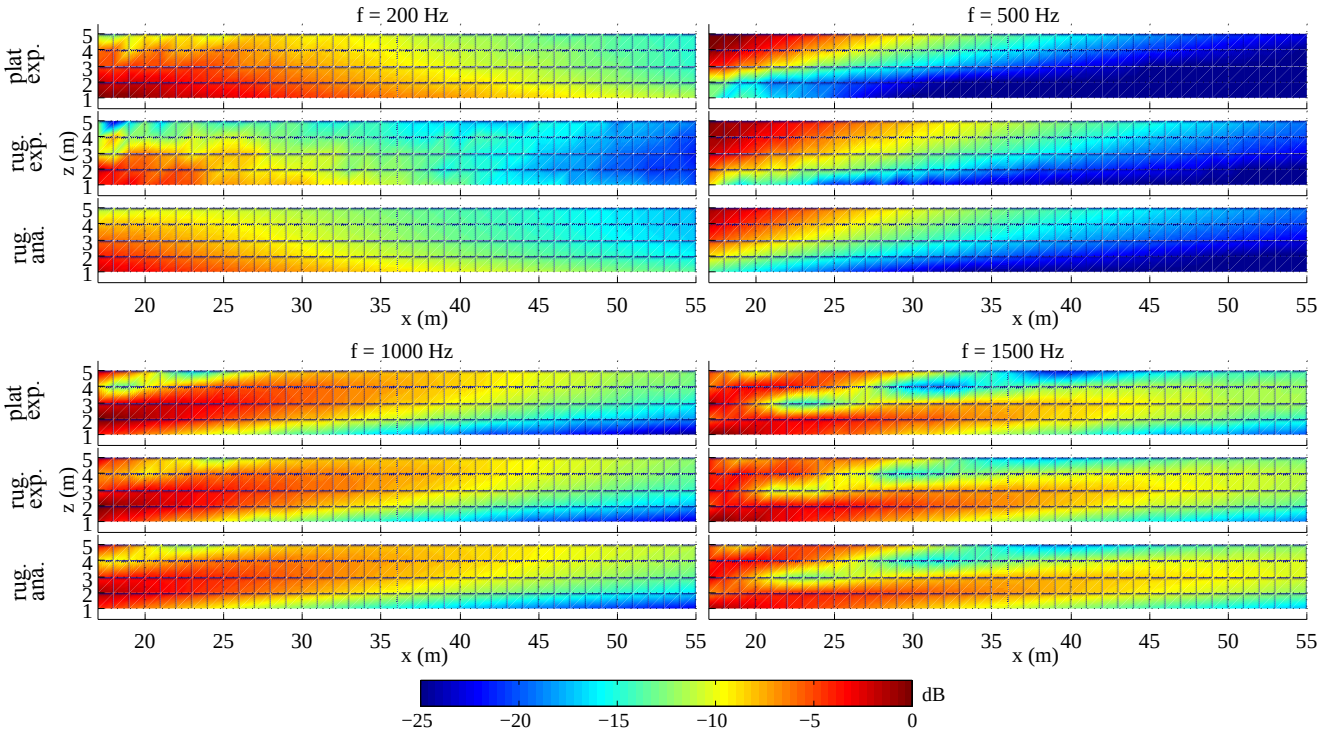


FIGURE C.9 – Source située à $H_S = 1$ m au-dessus des surfaces absorbantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

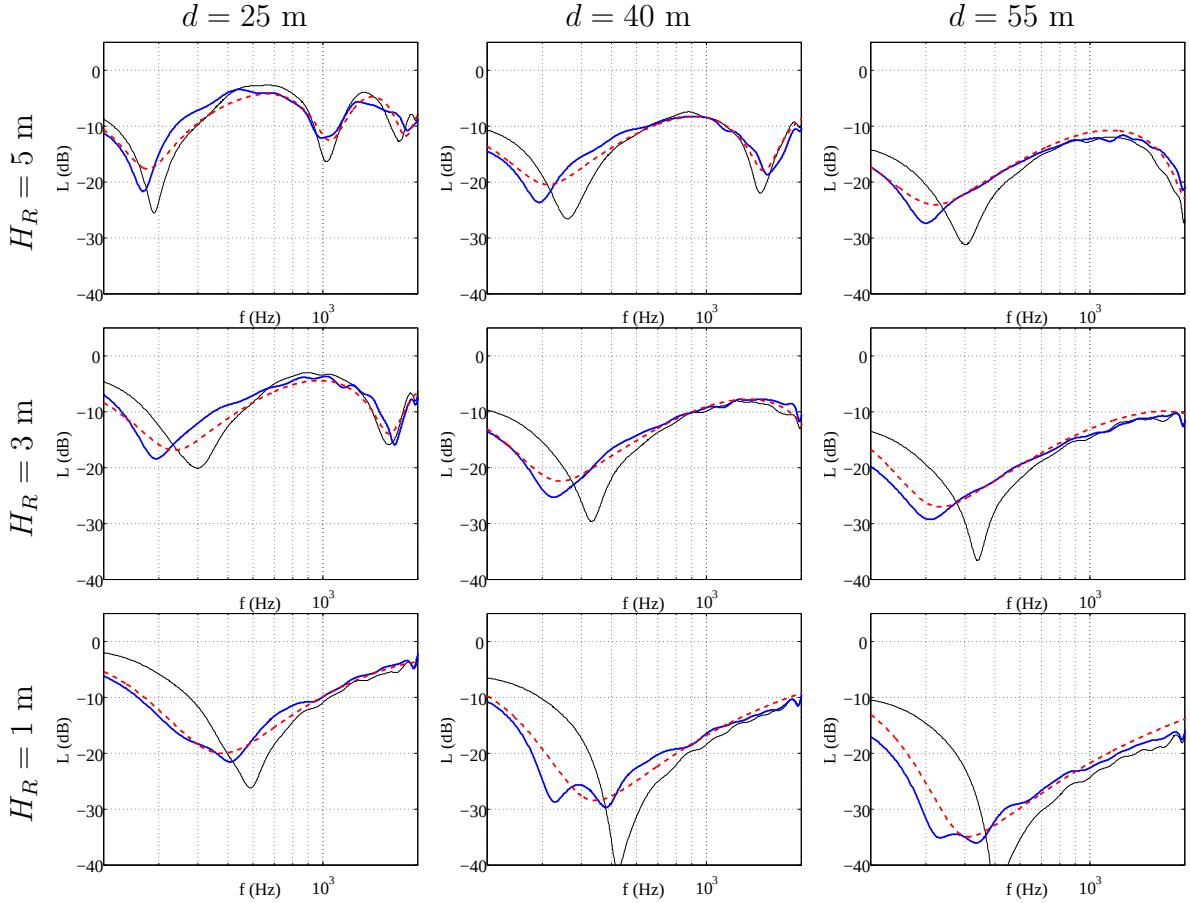


FIGURE C.10 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces absorbantes pour $H_S = 1$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

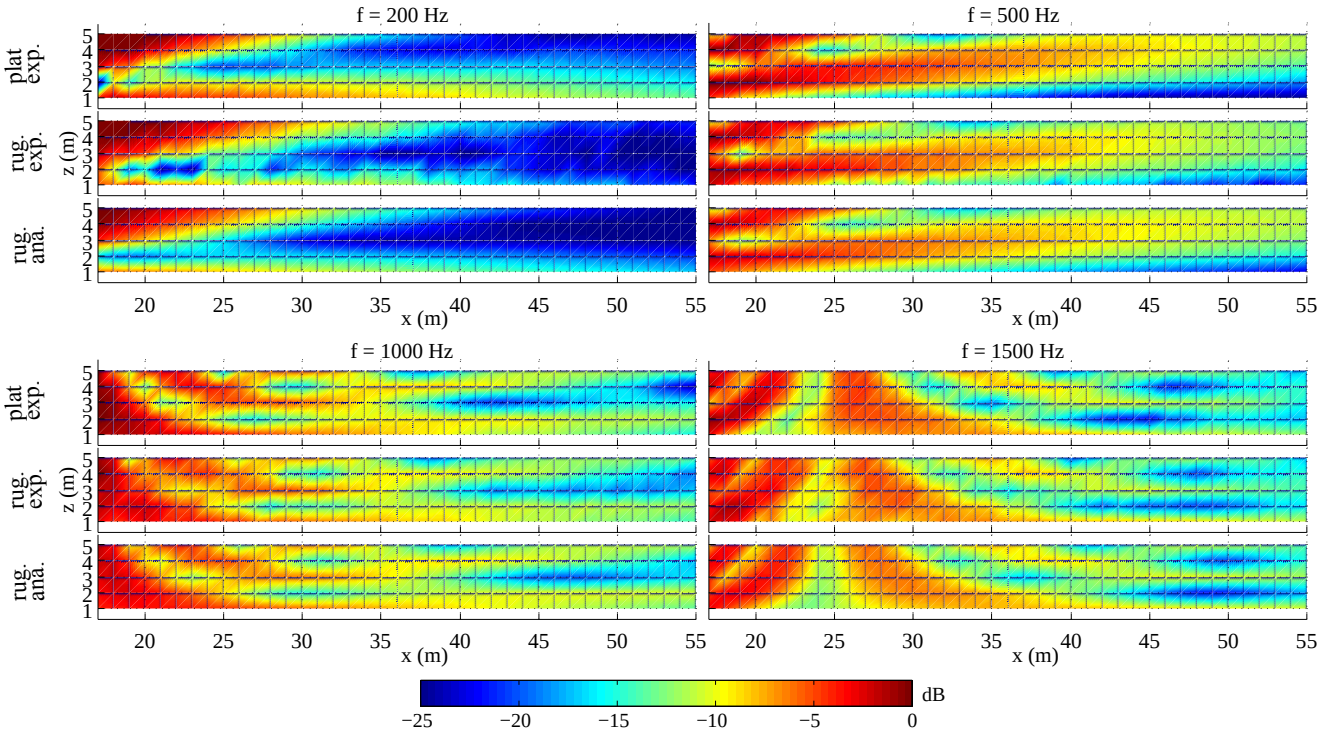


FIGURE C.11 – Source située à $H_S = 3$ m au-dessus des surfaces absorbantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

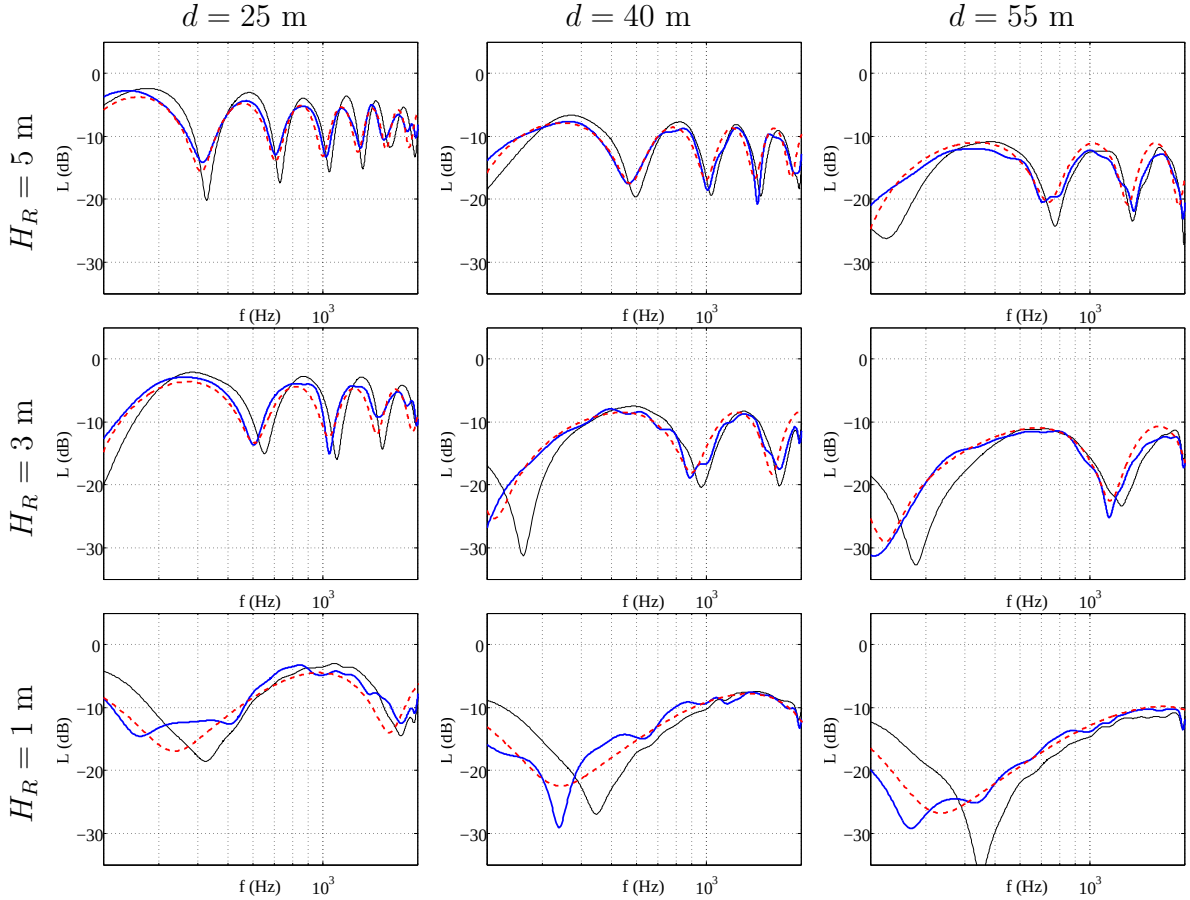


FIGURE C.12 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces absorbantes pour $H_S = 3$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

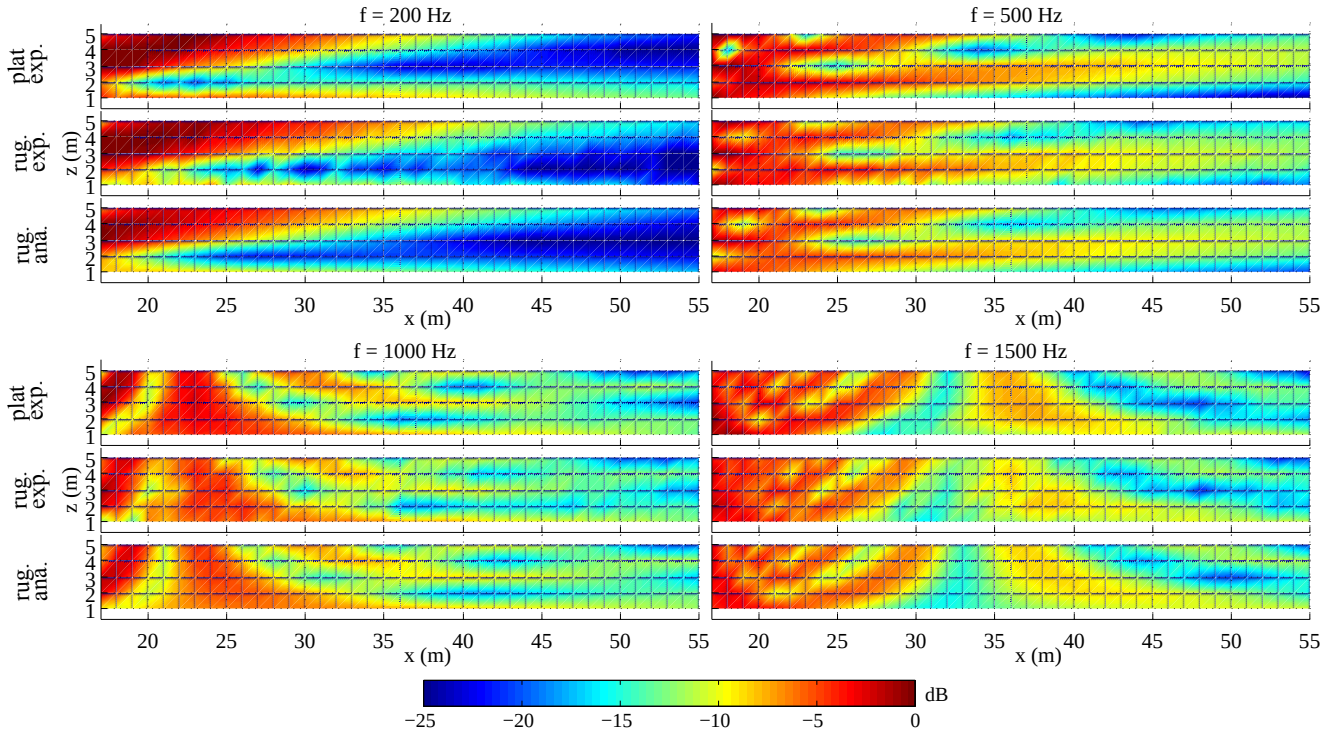


FIGURE C.13 – Source située à $H_S = 4$ m au-dessus des surfaces absorbantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

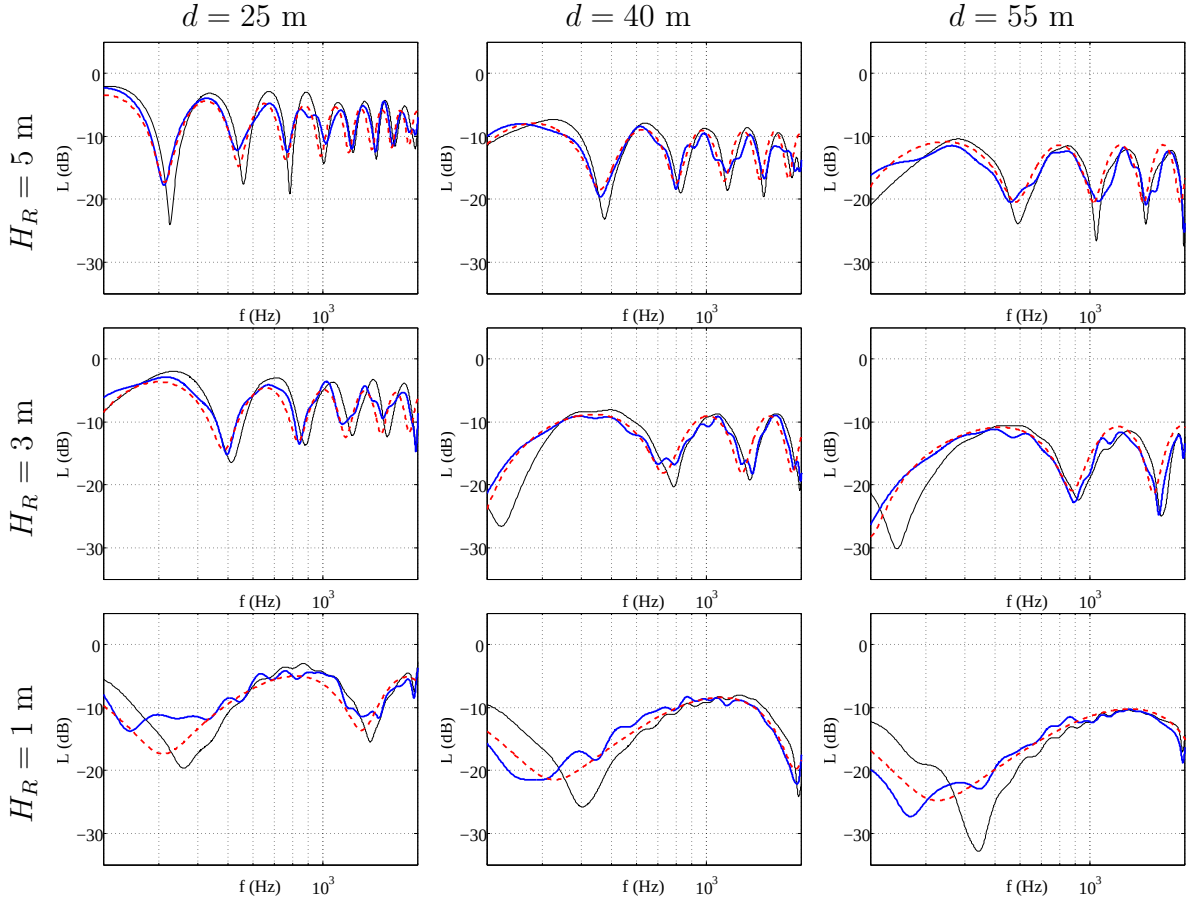


FIGURE C.14 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces absorbantes pour $H_S = 4$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

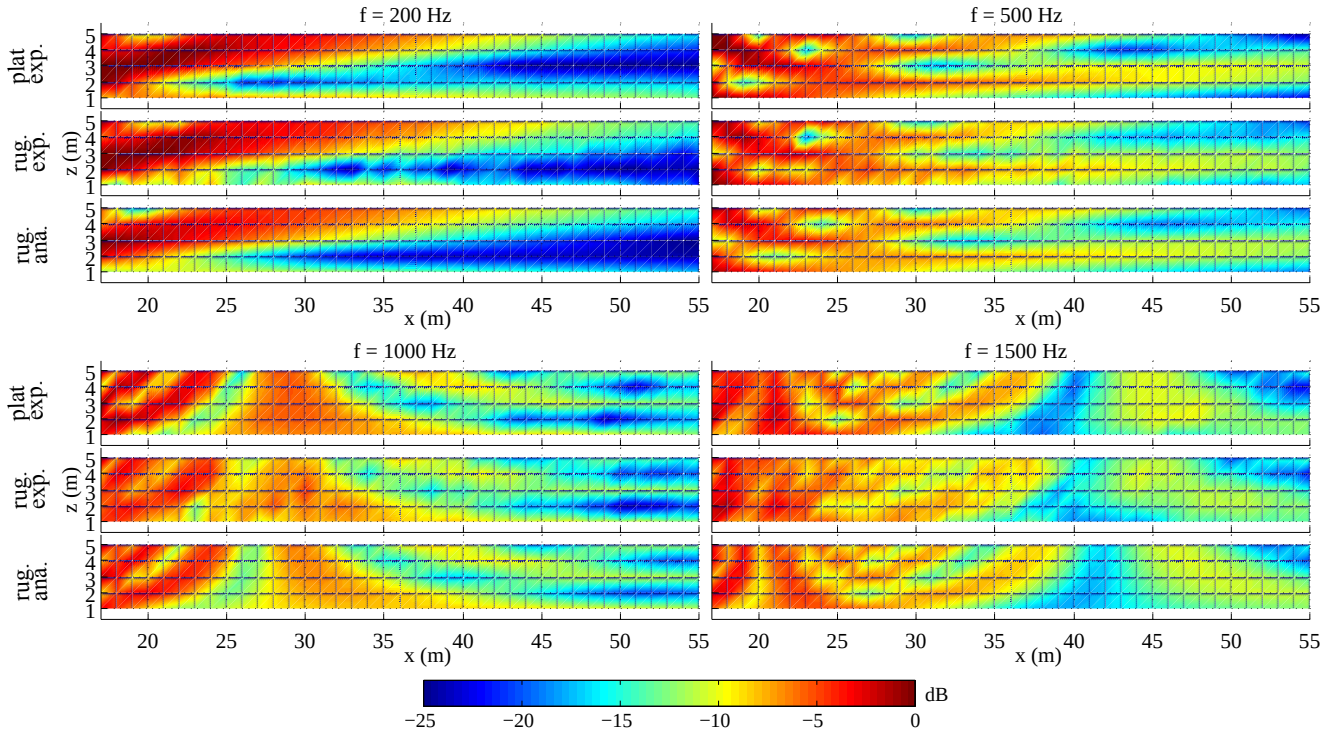


FIGURE C.15 – Source située à $H_S = 5$ m au-dessus des surfaces absorbantes, cartographies : (haut) des niveaux de pression acoustique mesurés au-dessus de la surface plane, (centre) des niveaux mesurés au-dessus de la surface rugueuse, (bas) du résultat analytique avec le modèle d'impédance effective.

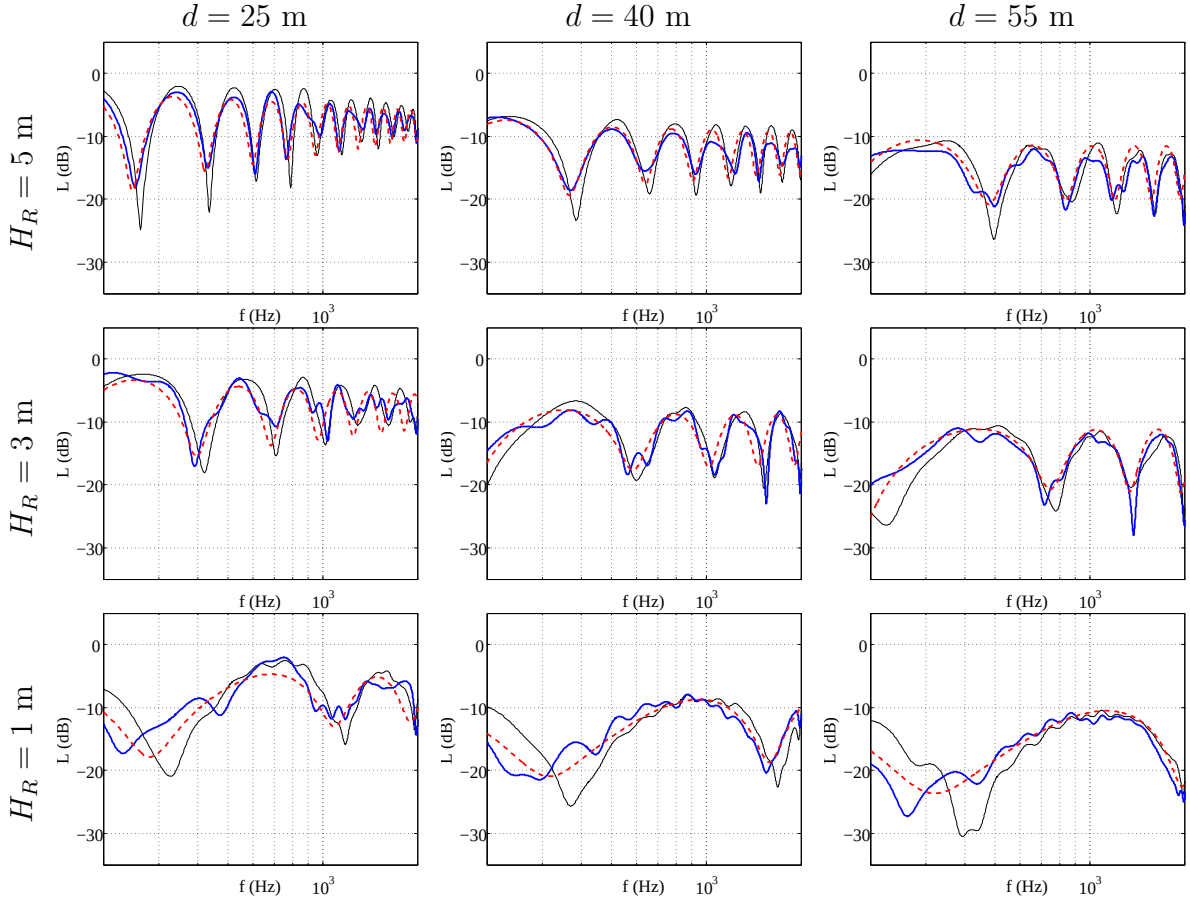


FIGURE C.16 – Niveaux de pression à différentes positions au-dessus des surfaces absorbantes pour $H_S = 5$ m : (—) mesure au-dessus de la surface plane, (—) mesure au-dessus de la surface rugueuse, (- -) solution analytique avec impédance effective.

Annexe D

Résultats des mesures d'impédance *in-situ* sur différents sols

Résultats pour la campagne *été*

TABLEAU D.1 – Mesures de σ (modèle de Miki) et e pour le terrain *synthétique* lors de la campagne *été*

Ligne 1	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})
0-4 m	1.24	307
3-7 m	1.06	389
6-10 m	1.07	385
10-14m	1.15	351
13-17 m	1.16	398
16-20 m	1.21	432
20-24 m	1.23	492
23-27 m	1.12	462
26-30 m	1.14	334
30-34 m	1.32	326
33-37 m	1.26	318
36-40 m	1.26	320
40-44 m	1.13	356
43-47 m	1.16	301
46-50 m	1.19	361
moyenne	1.18	368.8
écart-type	0.07	57.5

TABLEAU D.2 – Mesures de σ (modèle de Miki) et e pour le terrain *gazon* lors de la campagne *été*

Ligne 1	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})	Ligne 2	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})
0-4 m	1.02	344	0-4 m	1.42	378
3-7 m	1.12	453	3-7 m	1.25	418
6-0 m	1.1	480	6-0 m	1.22	459
10-14 m	1.16	510	10-14 m	1.6	418
13-17 m	1.12	455	13-17 m	1.5	354
16-20 m	2.5	347	16-20 m	2.5	301
20-24 m	2.5	334	20-24 m	1.3	392
23-27 m	1.58	336	23-27 m	1.21	415
26-30 m	1.39	350	26-30 m	1.33	448
30-34 m	1.87	280	30-34 m	1.55	319
33-37 m	1.66	258	33-37 m	1.51	320
36-40 m	1.83	298	36-40 m	1.72	266
40-44 m	1.59	304	40-44 m	1.96	247
43-47 m	1.38	246	43-47 m	1.62	320
46-50 m	1.68	322	46-50 m	1.8	270
moyenne	1.57	354	moyenne	1.57	355
écart-type	0.47	82	écart-type	0.34	69

TABLEAU D.3 – Mesures de σ (modèle de Miki) et e pour le terrain *herbeux naturel* lors de la campagne *été*

Ligne 1	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})	Ligne 2	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})
0-4 m	1.33	221	0-4 m	0.93	281
3-7 m	1.55	288	3-7 m	1.76	226
6-10 m	1.54	223	6-10 m	1.47	185
10-14 m	1.48	241	10-14 m	1.72	155
13-17 m	1.45	180	13-17 m	2.5	93
16-20 m	1.48	355	16-20 m	2.5	73
20-24 m	1.62	195	20-24 m	2.06	104
23-27 m	1.8	122	23-27 m	2.5	119
26-30 m	1.95	135	26-30 m	2.42	86
30-34 m	1.44	207	30-34 m	2.04	135
33-37 m	1.09	293	33-37 m	2.5	100
36-40 m	1.44	210	36-40 m	2.5	128
40-44 m	1.78	156	40-44 m	2.5	110
43-47 m	1.67	157	43-47 m	2.25	84
46-50 m	1.44	193	46-50 m	1.95	116
moyenne	1.54	212	moyenne	2.11	133
écart-type	0.21	63	écart-type	0.47	57.6

Résultats pour la campagne *hiver*

TABLEAU D.4 – Mesures de σ (modèle de Miki) et e pour le terrain *synthétique* lors de la campagne *hiver*

Ligne 1	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})
0-4 m	0.69	311
3-7 m	0.63	453
6-10 m	0.66	465
10-14 m	0.66	443
13-17 m	0.64	458
16-20 m	0.67	417
20-24 m	0.6	495
23-27 m	0.59	567
26-30 m	0.62	476
30-34 m	0.62	476
33-37 m	0.61	539
36-40 m	0.61	584
40-44 m	0.64	475
43-47 m	0.58	487
46-50 m	0.62	621
moyenne	0.63	484
écart-type	0.03	74

TABLEAU D.5 – Mesures de σ (modèle de Miki) et e pour le terrain *gazon* lors de la campagne *hiver*

Ligne 1	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})	Ligne 2	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})
0-4 m	0.82	409	0-4 m	0.66	990
3-7 m	0.67	694	3-7 m	0.63	913
6-10 m	0.65	619	6-10 m	0.65	513
10-14 m	0.66	472	10-14 m	0.57	935
13-17 m	0.52	610	13-17 m	0.53	697
16-20 m	0.49	700	16-20 m	0.55	569
20-24 m	0.53	729	20-24 m	0.4	990
23-27 m	0.38	700	23-27 m	0.42	990
26-30 m	0.58	756	26-30 m	0.64	721
30-34 m	0.59	516	30-34 m	0.56	990
33-37 m	0.68	661	33-37 m	0.5	990
36-40 m	0.72	718	36-40 m	0.57	675
40-44 m	0.61	608	40-44 m	0.63	964
43-47 m	0.45	750	43-47 m	0.5	990
46-50 m	0.72	515	46-50 m	0.59	574
moyenne	0.60	631	moyenne	0.56	833
écart-type	0.12	108	écart-type	0.08	185

TABLEAU D.6 – Mesures de σ (modèle de Miki) et e pour le terrain *herbeux naturel* lors de la campagne *hiver*

Ligne 1	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})	Ligne 2	e (cm)	σ (kN.s.m^{-4})
0-4 m	1.24	237	0-4 m	1.66	190
13-17 m	1.42	186	13-17 m	2.66	113
16-20 m	1.27	469	16-20 m	2.41	91
20-24 m	1.33	281	20-24 m	2.6	75
23-27 m	1.35	285	23-27 m	2.04	118
26-30 m	1.03	307	26-30 m	1.95	123
30-34 m	1.13	347	30-34 m	1.52	244
33-37 m	1.3	259	33-37 m	1.4	240
36-30 m	1.52	165	36-30 m	1.24	333
30-34 m	1.92	223	30-34 m	1.52	266
33-37 m	1.88	222	33-37 m	1.22	351
36-40 m	2.39	305	36-40 m	1.67	277
40-44 m	1.66	189	40-44 m	0.93	551
43-47 m	1.8	169	43-47 m	2.13	213
46-50 m	1.6	189	46-50 m	1.57	267
moyenne	1.5	256	moyenne	1.768	230
écart-type	0.36	81	écart-type	0.52	124

ANALYSE NUMERIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION ACOUSTIQUE EXTERIEURE : EFFETS DE SOL EN PRESENCE D'IRREGULARITES DE SURFACE ET METHODES TEMPORELLES

Résumé :
Dans le contexte de l'amélioration des modèles de prévision en acoustique extérieure, ces travaux de thèse se focalisent sur la modélisation des effets des irrégularités de la surface du sol sur la propagation acoustique. Pour ce faire, des méthodes numériques temporelles sont utilisées : d'une part, la méthode FDTD basée sur la résolution des équations de l'acoustique par des schémas aux différences finies, et d'autre part, la méthode des lignes de transmission (TLM).
La modélisation des effets de la rugosité de surface est abordée en considérant le formalisme de l'impédance effective. Deux modèles d'impédance effective sont étudiés : le premier caractérise les effets d'une rugosité déterministe constituée de diffuseurs de géométrie constante, le second caractérise les effets moyens d'une rugosité aléatoire définie par un spectre de rugosité. Ce second modèle est validé expérimentalement par une campagne de mesures en salle semi-anéchoïque, au-dessus de surfaces rugueuses dont la rugosité a été définie très précisément. Les deux modèles d'impédance effective sont également validés par des simulations numériques FDTD et TLM. La possibilité d'implémenter ces conditions d'impédance effective dans les deux codes temporels est ainsi montrée, ce qui permet de modéliser les effets de la rugosité sans avoir à réaliser un maillage précis du profil des hauteurs de la surface du sol.
Une campagne de mesures de l'impédance de différents terrains est réalisée afin d'étudier les effets de la variabilité spatiale et saisonnière de l'impédance sur la prévision des niveaux sonores. Les impédances mesurées lors de cette campagne sont également utilisées comme des données d'entrée réalistes pour le code TLM, afin de simuler et d'étudier les effets de la propagation acoustique au-dessus d'un sol hétérogène présentant une impédance spatialement variable.

Mots-clés : propagation acoustique en milieu extérieur, effets de sol, rugosité de surface, impédance variable, méthodes numériques, domaine temporel, FDTD, Transmission Line Matrix.

NUMERICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS OF OUTDOOR SOUND PROPAGATION: GROUND EFFECTS IN THE PRESENCE OF SURFACE IRREGULARITIES AND TIME-DOMAIN METHODS

Abstract:
In the context of prediction models improvement for outdoor sound propagation, this work focuses on the modelling of the effects of ground irregularities on sound propagation. Time-domain numerical methods are used: on one hand, the solving of the governing equations by finite difference schemes (FDTD method), and on the other hand, the transmission line matrix (TLM) method.
Effective impedance is considered to model the effects of surface roughness. Two effective impedance models are studied: the first one takes into account the effects of a deterministic roughness formed by scatterers of constant geometry, the second one takes into account the mean effects of a random roughness defined by a roughness spectrum. This second model is validated experimentally by a measurements campaign carried out in a semi-anechoic chamber, above rough surfaces whose roughness profiles were precisely designed. The two effective impedance models are also validated by FDTD and TLM simulations. The possibility to use the effective impedances directly into the numerical methods is then shown, allowing the modelling of roughness effects without meshing the exact height profile of the ground surface.
A measurements campaign of the impedance of different grounds is performed in order to assess the effects of space and seasonal variability of the impedance on the sound levels predictions. The results of this campaign are also used as realistic entry data for the TLM code, and the propagation above a heterogeneous ground showing spatially variable impedance is simulated.

Keywords: outdoor sound propagation, ground effects, surface roughness, variable impedance, numerical methods, time-domain, FDTD, Transmission Line Matrix.