



**HAL**  
open science

# Estimation des incertitudes de modélisation du bruit des éoliennes

Bill Kayser

► **To cite this version:**

Bill Kayser. Estimation des incertitudes de modélisation du bruit des éoliennes. Acoustique [physics.class-ph]. Le Mans Université, 2020. Français. NNT : 2020LEMA1035 . tel-03199289v3

**HAL Id: tel-03199289**

**<https://hal.science/tel-03199289v3>**

Submitted on 23 Apr 2021

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THESE DE DOCTORAT DE

LE MANS UNIVERSITE  
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 602  
*Sciences pour l'Ingénieur*  
Spécialité : Acoustique

**Bill KAYSER**

## **Estimation des incertitudes de modélisation du bruit des éoliennes**

**Thèse présentée et soutenue à Bouguenais, le 19 Novembre 2020**  
Unité de recherche : Unité Mixte de Recherche en Acoustique Environnementale

### **Rapporteurs avant soutenance :**

Robert Faivre  
Marie-Annick Galland

Directeur de Recherche, INRAE MIAT  
Professeur des Universités, Ecole Centrale de Lyon LMFA

### **Composition du Jury :**

Président : Robert Faivre  
Examineurs : Franck Bertagnolio  
Bertrand Dubus

Chargé de Recherche, DTU Wind Energy  
Directeur de Recherche, CNRS UMR 8520

Dir. de thèse : Benoît Gauvreau  
Co-encadrant : David Écotière

Chargé de Recherche, Université Gustave Eiffel UMRAE  
Ingénieur Divisionnaire des Travaux Publics de l'État, Cerema UMRAE

### **Invitée**

Isabelle Schmich-Yamane

Experte acoustique, EDF SA



*À Yvette.*



# Remerciements

Rédiger une thèse implique un «vocabulaire» particulier, un «style» neutre, un «langage» précis, que l'on qualifiera ici «d'écriture scientifique». Cet exercice, bien qu'essentiel pour éviter toute ambiguïté, a pour désavantage de «déshumaniser» (un peu) les écrits. Parfois, ce formalisme s'imisce jusqu'à la page des Remerciements, pourtant réservée à l'expression sincère du doctorant.

«J'aimerais tout d'abord remercier mes encadrants sans qui [...].»

«Ensuite, j'ai une pensée pour mes collègues [...] ainsi que [...].»

«Enfin, merci à mes proches pour [...].»

On dit parfois merci pour rien. J'aimerais, ici, dire merci pour tout. N'y voyez aucune hiérarchie, nous sommes tous uniques :

En premier, bien sûr : Benoit et David. Merci pour tout. Merci pour votre encadrement exemplaire, merci pour vos qualités humaines, et surtout merci pour votre soutien sans faille durant ses 3 années de travail.

Benjamin, Vivien et Fabrice, merci pour vos conseils avisés, merci pour l'orientation que vous avez pu donner à ces travaux, merci pour votre patience, et merci pour votre sympathie à mon égard.

J'aimerais remercier les membres du jury pour leur bienveillance, pour l'intérêt scientifique qu'ils ont porté à ces travaux, et pour les discussions enrichissantes menées lors de la soutenance.

Jean-Rémy, Pierre, Pierre, Marianne, Nico, Julien, Arnaud, Vincent, Judicaël, Philippe, Gwenaël, Cédric, merci pour les discussions enrichissantes, merci pour votre expérience, et évidemment, merci pour ces pauses cafés partagées, ô combien importantes durant un travail de thèse.

---

Anthony, Antoine, Ao, Bochuan, Clément, Mickaël, merci pour tous ces moments uniques que j'ai pu partager avec vous, merci pour votre soutien, tout simplement, merci pour votre amitié.

Maman, Fifi, Papa. Par quoi commencer... Merci pour votre soutien inconditionnel, merci d'avoir toujours cru en moi, merci pour vos encouragements constants, merci pour vos conseils, merci de toujours avoir voulu le meilleur pour moi, merci pour votre amour, merci pour tout, mes chers parents.

Papi, Mamie, merci d'avoir toujours été là pour moi, surtout lorsque j'en avais le plus besoin, merci pour vos encouragements qui m'ont été essentiels, merci d'avoir été si présents.

Mon grand (en taille, ça y est !) frère, merci pour ta joie de vivre, merci pour ta complicité, merci de m'avoir laissé gagner à Mario Kart, simplement, merci d'être là.

Pour finir, je souhaite remercier du fond du cœur celle qui partage ma vie depuis 5 années. Merci pour la tendresse que tu sais me donner, merci pour ces mots que tu sais toujours trouver, merci aussi de savoir m'écouter, merci d'avoir compris les impératifs de fin de thèse, merci d'avoir été là, au quotidien. À toi, Галина, merci.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	4
<b>Table des matières</b>	6
<b>1 Éléments fondamentaux</b>	12
1.1 Principales caractéristiques des parcs éoliens français	12
1.2 Emission acoustique des éoliennes	13
1.2.1 Sources de bruit d'une éolienne	13
1.2.2 Spécificité du bruit éolien : directivité, spectre et modulation d'amplitude	15
1.2.3 Réduction du bruit des éoliennes	17
1.2.4 Réglementation acoustique	18
1.3 Propagation acoustique en espace extérieur	21
1.3.1 Les effets de sol	21
1.3.1.1 Interaction des ondes avec le sol	21
1.3.1.2 Influence de la rugosité	22
1.3.1.3 Influence de la topographie	23
1.3.2 Les effets de l'atmosphère	23
1.3.2.1 La couche limite atmosphérique	24
1.3.2.2 La turbulence atmosphérique	26
1.3.2.3 Réfraction acoustique dans l'atmosphère	27
1.3.2.4 L'absorption atmosphérique	28
1.4 Analyse de sensibilité et d'incertitude	30
1.4.1 Introduction	30
1.4.2 Analyse de sensibilité	31
1.4.2.1 Méthode Locale	31
1.4.2.2 Méthode Globale	31
1.4.3 Analyse d'incertitude	32
1.4.3.1 Représentation des paramètres par des variables aléatoires	33
1.4.3.2 Propagation d'incertitude	35

<b>2</b>	<b>Analyse de sensibilité des paramètres de l'environnement sur l'émission et la propagation du bruit éolien</b>	<b>36</b>
2.1	Modèle d'émission acoustique du bruit éolien	37
2.1.1	Principe général	37
2.1.2	Description du modèle de source aéroacoustique	38
2.1.3	L'approche <i>strip theory</i>	38
2.1.4	Caractéristiques acoustiques de l'éolienne modélisée	39
2.1.5	Couplage des modèles d'émission et de propagation à l'aide de l'approche <i>Moving Monopole</i>	41
2.2	Modèle de propagation acoustique basé sur l'approximation de l'équation d'onde par une équation parabolique	45
2.2.1	Introduction	45
2.2.2	Équation parabolique grand angle (WAPE)	45
2.2.3	Condition aux limites au niveau du sol	47
2.2.4	Condition aux limites supérieures du maillage	50
2.2.5	Le champ de pression acoustique initial	51
2.2.6	Prise en compte des effets de l'atmosphère	51
2.3	Analyse de sensibilité par criblage	54
2.3.1	La méthode de Morris	54
2.3.2	Cas d'étude	56
2.3.3	Paramètres de l'analyse	57
2.3.4	Sensibilité sur l'émission acoustique	62
2.3.5	Sensibilité sur la propagation acoustique	64
2.3.6	Sensibilité totale	67
2.3.7	Conclusion de l'analyse de sensibilité	70
<b>3</b>	<b>Analyse d'incertitude</b>	<b>72</b>
3.1	Élaboration d'un modèle rapide : métamodélisation	73
3.1.1	Introduction	73
3.1.2	Espace des paramètres d'entrée	73
3.1.3	Échantillonnage par hypercube latin	74
3.1.4	Temps de calcul	77
3.1.5	Réduction de dimension par Analyse en Composantes Principales	79
3.1.6	Émulation des coefficients de projection	80
3.1.6.1	Revue des principales méthodes d'émulation existantes	80
3.1.6.2	Méthode d'émulation retenue : le krigeage	82
3.1.7	Construction du métamodèle	84
3.1.8	Validation du métamodèle	85
3.1.8.1	Erreur de projection	86
3.1.8.2	Erreur d'émulation	94

# TABLE DES MATIÈRES

---

3.1.8.3 Erreur totale . . . . .	98
3.2 Propagation d'incertitude . . . . .	103
3.2.1 Introduction . . . . .	103
3.2.2 Fonctions de distribution des paramètres d'entrée . . . . .	104
3.2.3 Échantillonnage des entrées . . . . .	108
3.2.3.1 La méthode Monte Carlo . . . . .	108
3.2.3.2 Les méthodes de quasi-Monte Carlo . . . . .	109
3.2.3.3 Estimation du nombre de simulations nécessaires . . . . .	110
3.2.4 Analyse des résultats . . . . .	115
3.2.4.1 Variabilité des niveaux sonores en fonction de la position . . . . .	115
3.2.4.2 Distributions des niveaux sonores . . . . .	117
3.2.4.3 Variabilité des niveaux sonores en fonction de la distance . . . . .	120
3.3 Exemples d'application des travaux . . . . .	123
3.3.1 Estimation de la dispersion des niveaux sonores pour différentes conditions de vent . . . . .	123
3.3.2 Estimation de la dispersion en niveau global A . . . . .	129
<b>4 Conclusion</b>	<b>133</b>
4.1 Conclusion . . . . .	133
4.2 Perspectives . . . . .	136
<b>Production scientifiques</b>	<b>138</b>
<b>Appendices</b>	<b>139</b>
<b>A Validation de l'implémentation du modèle d'admittance effective</b>	<b>140</b>
A.1 Validation expérimentale . . . . .	140
A.2 Validation analytique . . . . .	143
<b>B Rétropropagation</b>	<b>148</b>
<b>C Variabilité des niveaux sonores en fonction de la position des récepteurs et de la fréquence</b>	<b>152</b>
<b>D Distribution des niveaux sonores selon la distance et la fréquence</b>	<b>160</b>
<b>E Variabilité des niveaux sonores en fonction de la distance et de la fréquence</b>	<b>168</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>176</b>

# Introduction générale

## Contexte sociétal

L'énergie éolienne est l'une des sources d'énergie prometteuse pour atteindre l'objectif fixé par le texte relatif à la transition énergétique de porter la part des énergies renouvelables à près d'un tiers de la consommation énergétique finale en 2030. Malgré une activité de la filière éolienne en forte croissance ces 10 dernières années (figure 1.1) et un fort potentiel de développement, la France, avec plus de 15 GW de puissance installée au 1er janvier 2019, a pris du retard sur cet objectif. Ceci peut s'expliquer en partie par le cadre contraint dans lequel s'effectue le développement éolien, ainsi que par des oppositions de riverains de parcs éoliens qui mettent très souvent en avant le bruit comme gêne potentielle. Bien que les niveaux sonores générés par les éoliennes soient modérés (comparativement à ceux générés par les transports par exemple), une gêne sonore peut être exprimée et peut potentiellement entraîner des effets sanitaires extra auditifs, tels que des effets sur le sommeil ou sur les activités cognitives, reconnus comme les deux principaux effets sanitaires du bruit dans l'environnement [ANSES, 2003](#).

Afin de prévenir et de limiter les nuisances sonores des activités humaines, et en particulier celles liées aux éoliennes, la Loi Bruit de 1992 exige la réalisation d'études d'impact, réalisées à l'aide de simulations numériques. Toutefois, peu d'informations ou de méthodologies sont disponibles pour évaluer les incertitudes associées à ces prévisions numériques. En l'absence de ces informations, il est difficile de se prononcer sur la fiabilité d'un résultat de prévision, d'évaluer le degré de confiance que l'on peut accorder à une simulation, et d'estimer le risque que les niveaux sonores réels dépassent le résultat calculé en amont. De ce fait, un bureau d'étude acoustique, un producteur d'énergie ou bien les pouvoirs publics (acteurs locaux, services centraux) ne sont pas aujourd'hui en mesure d'apprécier de façon satisfaisante le risque de nuisances sonores d'un parc éolien.

Alors que les outils de modélisation acoustique se sont beaucoup développés ces dernières années, peu de travaux se sont focalisés sur la problématique éolienne et sur l'estimation des incertitudes associées aux modèles de simulation acoustique dans l'environnement. Il existe donc aujourd'hui un enjeu majeur à mieux estimer les incertitudes des prévisions des niveaux sonores dans l'environnement, en termes de précision et de représentativité (spatiale et temporelle), afin de maîtriser davantage les impacts sonores d'origine anthropique.

### Démarche scientifique

La littérature propose différentes classifications des incertitudes, la plus courante étant de les diviser en deux catégories : incertitude aléatoire (irréductible) liée à la variabilité intrinsèque des phénomènes et incertitude épistémique (réductible), liée à un manque de connaissance. Dans le cas de calculs de prévisions numériques, les incertitudes d'un résultat ont deux origines principales : la première provient de l'imprécision du modèle utilisé pour décrire le phénomène étudié (incertitude épistémique); la seconde provient de l'imprécision sur les paramètres d'entrée du modèle qui peut être liée à un manque de connaissance quant aux intervalles de variations des paramètres et/ou à la variabilité spatiale et temporelle de ces paramètres (incertitudes épistémique et aléatoire). L'estimation de la variabilité des niveaux sonores en sortie des modèles nécessite donc à la fois de raffiner les modèles, d'estimer les intervalles de variation de l'ensemble des données d'entrée, de recourir à des méthodes d'analyse de sensibilité pour déterminer l'influence relative de ces paramètres, puis d'utiliser des techniques avancées d'estimation des incertitudes.

En outre, l'émission sonore d'une éolienne étant dépendante des conditions de vent (vitesse et direction notamment), il est intéressant de distinguer la variabilité liée à l'émission acoustique de celle liée à la propagation acoustique. En termes d'émission, les éoliennes sont des sources étendues, instationnaires et de directivité complexe, pour lesquelles l'hypothèse courante de source ponctuelle peut générer des erreurs importantes. Une prévision correcte de l'émission acoustique nécessite donc de raffiner les modèles et d'estimer la variabilité liée à l'influence de la météorologie locale sur l'émission sonore. En termes de propagation du bruit des éoliennes, les phénomènes physiques mis en jeu sont semblables à ceux impliqués en propagation à grande distance en général (pour le bruit des transports terrestres, industriel, etc.), où interviennent en particulier l'influence de la micrométéorologie et celle du sol sur les niveaux sonores.

## Plan de la thèse

L'objectif de ces travaux de thèse consiste à estimer, pour le contexte éolien, la sensibilité des niveaux sonores aux différents paramètres de l'environnement, puis à quantifier la variabilité des niveaux sonores en fonction des paramètres. Pour ce faire, 6 étapes sont successivement mises en œuvre et présentées dans les 3 chapitres suivants :

- Chapitre 1    1. Ce chapitre précise le vocabulaire employé dans le document en détaillant les problématiques d'émission acoustique des éoliennes, de propagation acoustique en espace extérieur, et en présentant les méthodes d'analyse de sensibilité et d'incertitude.
- Chapitre 2    2. Ce chapitre présente (sections [2.1](#) et [2.2](#)) le modèle d'émission du bruit éolien utilisé afin de prendre en compte les spécificités de la source éolienne, et le modèle de propagation acoustique utilisé pour considérer les effets de l'atmosphère et les effets de sol sur les niveaux sonores.
3. L'analyse de sensibilité est présentée dans la section [2.3](#) où l'influence des paramètres de l'environnement sur les niveaux sonores est quantifiée. Cette analyse permet de classer les paramètres en 3 catégories, à savoir les paramètres très influents, les paramètres non négligeables, et les paramètres peu influents sur les résultats de prévision acoustique du bruit éolien.
- Chapitre 3    4. Ce chapitre présente en section [3.1](#) le développement et la validation d'un métamodèle en vue de la réalisation de la propagation d'incertitude. Un métamodèle est une méthode d'approximation représentative du modèle numérique initial, qui permet de simuler sa «surface de réponse», tout en réduisant drastiquement le coût de calcul.
5. Les résultats de l'analyse d'incertitude sont présentés en section [3.2](#) à travers différents indicateurs et outils statistiques, qui permettent d'estimer les dépendances fréquentielles et spatiales des niveaux sonores, et ainsi de quantifier les enjeux en termes d'incertitudes relatives au contexte éolien.
6. La section [3.3](#) du chapitre [3](#) propose un exemple d'application des travaux dans un contexte réglementaire et normatif (étude d'impact).



# Chapitre 1

## Éléments fondamentaux

### Plan du chapitre

---

<b>1.1 Principales caractéristiques des parcs éoliens français</b>	<b>12</b>
<b>1.2 Emission acoustique des éoliennes</b>	<b>13</b>
1.2.1 Sources de bruit d'une éolienne	13
1.2.2 Spécificité du bruit éolien : directivité, spectre et modulation d'amplitude	15
1.2.3 Réduction du bruit des éoliennes	17
1.2.4 Réglementation acoustique	18
<b>1.3 Propagation acoustique en espace extérieur</b>	<b>21</b>
1.3.1 Les effets de sol	21
1.3.2 Les effets de l'atmosphère	23
<b>1.4 Analyse de sensibilité et d'incertitude</b>	<b>30</b>
1.4.1 Introduction	30
1.4.2 Analyse de sensibilité	31
1.4.3 Analyse d'incertitude	32

---

Ce chapitre présente les éléments fondamentaux qui visent à rendre accessible la lecture du mémoire à des lecteurs d'origines disciplinaires différentes, ainsi qu'à préciser le vocabulaire employé dans le document. En premier lieu, les principaux phénomènes physiques relatifs à l'émission (1.2) et à la propagation (1.3) du bruit des éoliennes sont présentés. En second lieu, une introduction aux méthodes d'analyse de sensibilité et d'incertitude est réalisée (1.4).

### 1.1 Principales caractéristiques des parcs éoliens français

Les éoliennes terrestres implantées actuellement en Europe sont essentiellement constituées d'un mât de 50 à 125 m de haut au sommet duquel se trouve une nacelle renfermant toute la partie mécanique reliée à un rotor. Le rotor comporte généralement trois pales fixées sur un axe horizontal, en amont de la nacelle et de la tour. La puissance instantanée d'une éolienne est proportionnelle à la surface balayée par le rotor et au cube de la vitesse du vent. Augmenter la surface balayée par le rotor est donc un enjeu important pour la production, ce qui explique le

développement de machines de plus en plus imposantes : la puissance moyenne d’une éolienne était de moins d’1 MW en 1985 alors qu’elle peut atteindre 8 MW aujourd’hui. En général, une éolienne moderne fonctionne à partir d’une vitesse de vent au niveau de la nacelle de 3 m/s et atteint sa puissance nominale pour un vent d’environ 14 m/s. Au-delà, il faut limiter la vitesse du rotor et arrêter automatiquement l’éolienne quand la vitesse du vent est trop élevée, à 25 m/s (90 km/h). Au 1er janvier 2019, l’Europe possédait une capacité nette totale de 189 GW. La France, avec plus de 15 GW de puissance installée, reste le 4ème pays en Europe en termes de volume derrière l’Allemagne (59,3 GW), l’Espagne (23,4 GW) et le Royaume-Uni (20,9 GW). En France les régions qui comportent le plus d’éoliennes sont les Hauts-de-France et le Grand-Est : elles représentent à elles deux plus de la moitié de la puissance raccordée [gouv.fr, 2020].

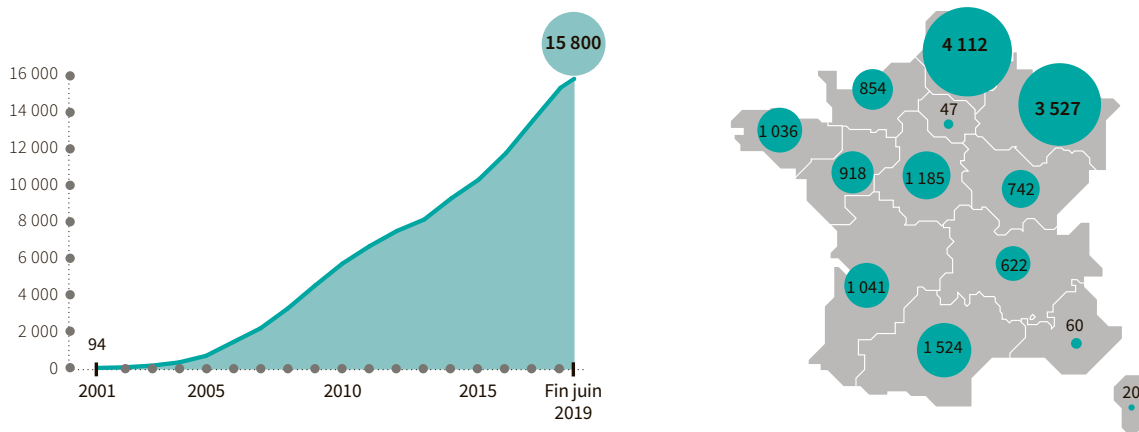


FIGURE 1.1 – Évolution de la capacité de production du parc éolien français en MW (gauche). Répartition de la puissance du parc éolien raccordé par région en MW (droite) [Wakim, 2019]

## 1.2 Emission acoustique des éoliennes

### 1.2.1 Sources de bruit d’une éolienne

Les éoliennes génèrent principalement deux types de bruit : un bruit d’origine *aérodynamique* et un bruit d’origine *mécanique*. Ce dernier provient des éléments internes de l’éolienne et il est davantage perceptible que le bruit aérodynamique pour les éoliennes de petite taille. Les principaux composants générateurs de bruit sont le multiplicateur (sauf pour certains modèles à transmission récente), les arbres à cames, la génératrice, les équipements auxiliaires (systèmes hydrauliques, unités de refroidissement), comme illustré en figure [1.2]. Le spectre du bruit émis est large bande (cf. figure [1.5]) mais peut également contenir des composantes tonales basses fréquences dues aux parties tournantes, telles que le multiplicateur (boîte de vitesse) par exemple, aux alentours de 20-30 Hz [Zajamšek *et al.*, 2016; Sawalhi et Randall, 2014]. Certains éléments, comme les dispositifs de refroidissement, peuvent également émettre des sons basses fréquences. Les premières générations d’éoliennes émettent un bruit d’origine mécanique qui peut être important. Cependant, les éoliennes modernes bénéficient de nombreuses améliorations qui

permettent de réduire ce bruit. Ces améliorations ont porté sur le traitement acoustique de la nacelle : renforcement de l'isolation, mise en place de *silentblocs*, traitement des voies d'air par des silencieux, fabrication de multiplicateurs et de génératrices spécifiques. Pour les éoliennes modernes, la contribution du bruit d'origine mécanique est ainsi très inférieure à celle du bruit d'origine aérodynamique désormais considéré comme la source principale du bruit émis par une éolienne [Zhu *et al.*, 2005; Alberts, 2006; Oerlemans *et al.*, 2007].

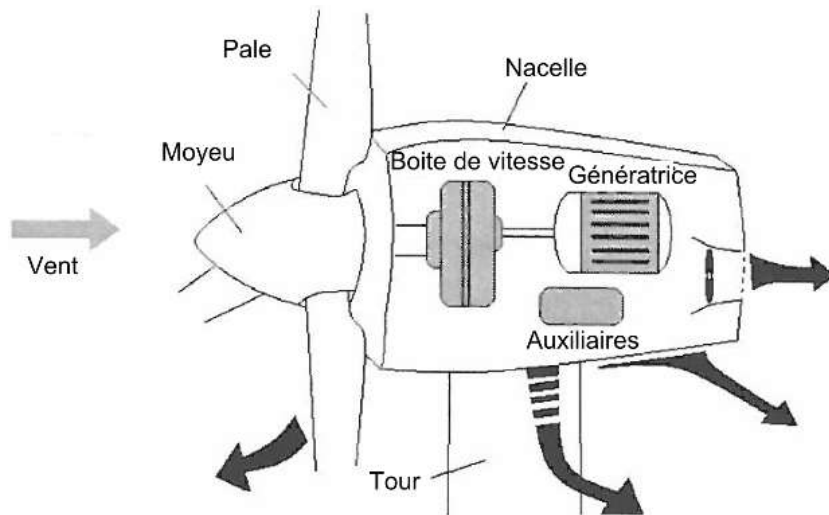


FIGURE 1.2 – Principaux éléments mécaniques générant de bruit dans la nacelle (adapté de Fégeant, 2001).

En ce qui concerne le bruit d'origine aérodynamique, il est généré par les écoulements complexes autour du profil de la pale. On distingue les turbulences présentes dans le flux d'air incident (qui s'écoule autour de la pale à partir du bord d'attaque), de celles engendrées par la pale elle-même. Les bruits engendrés par une pale d'éolienne ont ainsi des origines diverses (cf. figure 1.3) : bruit de bord de fuite, bruit de décrochage et turbulence de bout de pale. Le bruit de bord de fuite est dû aux écoulements sur les cotés intrados et extrados de la pale, ainsi qu'à la jonction de ces deux écoulements au niveau du bord de fuite qui engendrent des turbulences. Le bruit de décrochage apparaît quant à lui lorsque l'angle d'attaque de la pale est trop important, ce qui sépare l'écoulement et engendre des vortex causant un bruit large bande important. Enfin la cause de bruit en bout de pale est liée aux différences de pression de l'air présentes en bout de pale qui créent des turbulences. Le bruit total émis par les éoliennes modernes est principalement dominé par le bruit de bord de fuite [Oerlemans et Schepers, 2009; Sinayoko, 2015] qui est particulièrement localisé en extrémité de pale où les vitesses d'écoulement sont les plus rapides [Oerlemans *et al.*, 2007; Ramachandran *et al.*, 2014].

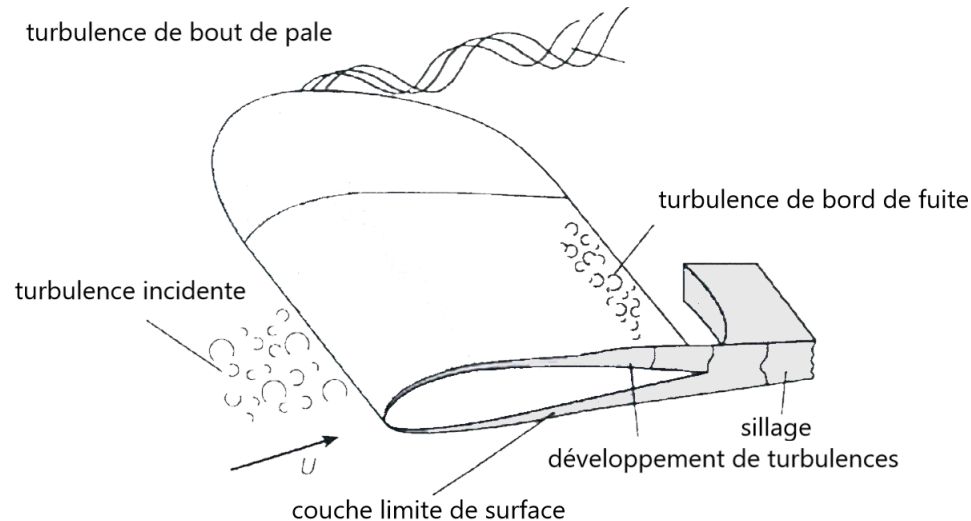


FIGURE 1.3 – Mécanisme de génération de bruit aérodynamique (adapté de [Wagner \*et al.\*, 1996](#)).

### 1.2.2 Spécificité du bruit éolien : directivité, spectre et modulation d'amplitude

Les expériences et la théorie montrent que le bruit des éoliennes présente une directivité horizontale significative se rapprochant de celle d'un dipôle où les niveaux sont plus élevés dans la direction du vent que perpendiculairement au vent [Zhu \*et al.\*, 2005](#); [Oerlemans et Schepers, 2009](#); [Cotté et Tian, 2015](#) (voir figure [1.4](#)). Dans ces travaux, la directivité de l'éolienne est considérée *via* le modèle d'Amiet (section [2.1](#)).

La puissance acoustique d'une éolienne augmente de façon quasi linéaire avec la vitesse du vent pour atteindre un palier dont la valeur dépend directement de la puissance électrique nominale de la machine [Møller et Pedersen, 2011](#) [Bowdler et Leventhall, 2012](#). Le spectre du bruit éolien est connu comme étant large bande, où dominent les basses fréquences et infrasons, et pouvant contenir des caractéristiques tonales associées à la fréquence fondamentale (et ses harmoniques) du passage des pales au niveau du mât, ainsi qu'aux différents bruits d'origine mécanique (cf. section [1.2.1](#) supra). Une particularité du bruit des éoliennes est que les émissions sonores ne sont pas stationnaires dans le temps en raison des conditions météorologiques. De plus, il a été montré que le niveau de bruit (notamment en basses fréquences) augmente avec la taille des éoliennes, comme illustré en figure [1.5](#) issue de [Møller et Pedersen, 2011](#). Néanmoins, les niveaux des basses fréquences et des infrasons émis restent faibles et sont a priori en dessous du seuil de perception humain [ANSES, 2017](#). Pourtant, les infrasons sont souvent évoqués comme étant une source de gêne et d'inquiétude pour les riverains de parcs éoliens. Cependant, aucun lien entre les gênes déclarées et les infrasons n'a été établi à ce jour [ANSES, 2017](#); [Maijala \*et al.\*, 2020](#). La cause de ces gênes déclarées fait toujours l'objet de recherches : certains auteurs affirment que même s'ils sont inaudibles, les infrasons ont une influence sur le fonctionnement de l'oreille interne [Ruggero et Temchin, 2002](#); [Salt et Hullar, 2010](#), alors que

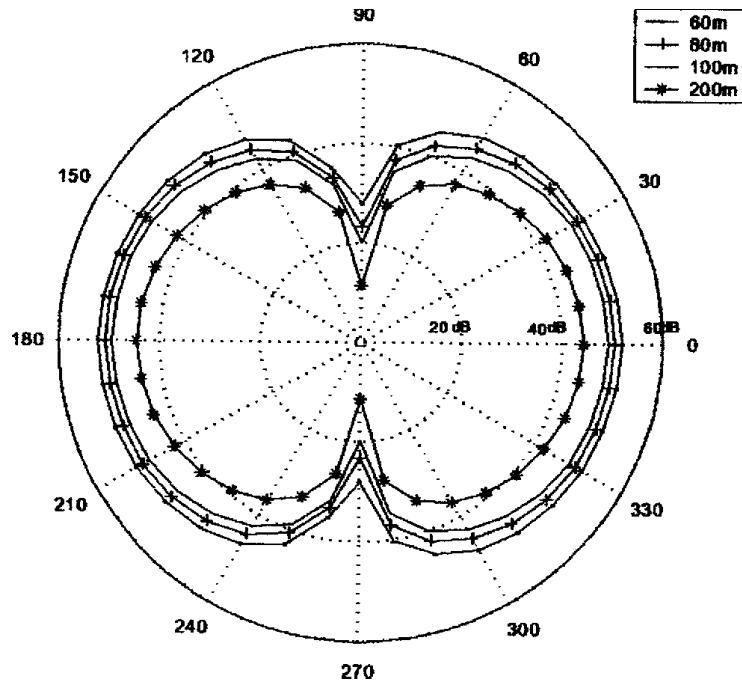


FIGURE 1.4 – Modélisation de la directivité horizontale d'une éolienne. Le vent va de gauche à droite (issu de [Zhu et al., 2005](#)).

d'autres études expérimentales effectuées en «double aveugle» et répétées, démontrent l'existence d'effets et de ressentis négatifs chez des personnes pensant être exposées à des infrasons inaudibles sans qu'elles le soient forcément [Wolsink, 2000](#); [Bolin et al., 2011](#); [Crichton et Petrie, 2015](#); [Tonin et al., 2016](#). Ces effets ou ressentis négatifs seraient, peut-être, causés par les seules attentes d'effets délétères associés à ces expositions. Cet effet, que l'on peut qualifier de *nocebo*, pourrait contribuer à expliquer une partie des symptômes liés au stress chez des riverains de parcs éoliens. L'effet *nocebo* pourrait être renforcé par le contexte éolien, où de multiples arguments d'opposition non exclusivement sanitaires (économiques, culturels, territoriaux, politiques, etc.) circulent, véhiculés en particulier par Internet et qui créent une situation anxiogène. Néanmoins, il apparaît essentiel de considérer que l'existence possible d'un tel effet *nocebo* n'exclut pas l'apparition d'autres effets sanitaires, pouvant d'ailleurs, être potentiellement exacerbés par lui [ANSES, 2017](#).

Une autre caractéristique du bruit éolien est la présence de modulations d'amplitude qui sont considérées comme étant la source de gêne principale des riverains de parcs éoliens [Cand et al., 2012](#); [Oerlemans et al., 2013](#). Parfois, une confusion est faite entre infrasons (généralement inaudibles) et modulation d'amplitude pouvant amener certains riverains à désigner comme infrasons un bruit faiblement audible mais dont l'amplitude du niveau sonore est modulée suivant une fréquence très basse (de l'ordre de quelques Hertz). Ce phénomène de modulation est lié à un effet combinée de la directivité de la source de bruit aérodynamique au niveau de la pale avec la rotation de la pale qui induit un changement de position relative de la source et de l'observateur

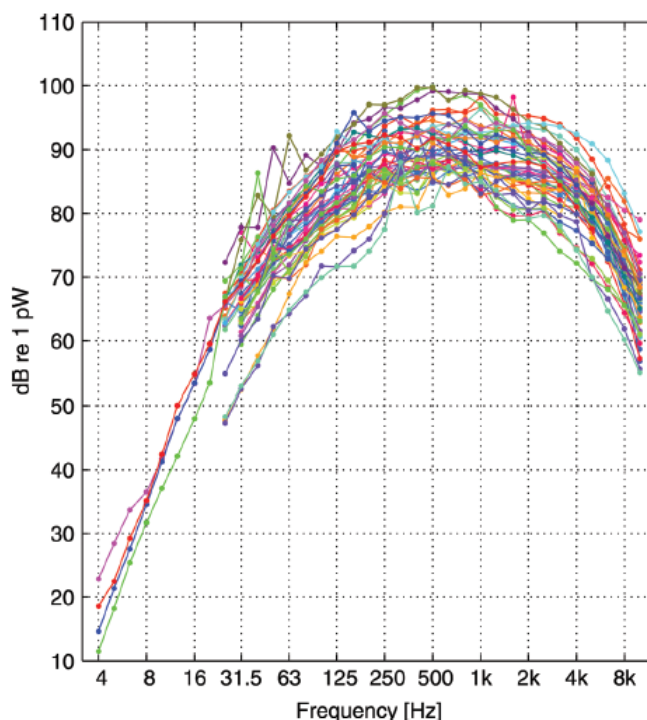


FIGURE 1.5 – Niveaux de puissance sonore apparents pondérés A en tiers d’octave pour 45 turbines d’une puissance électrique nominale de 75 kW à 3,6 MW (issu de [Møller et Pedersen, 2011](#)). Chaque couleur représente une éolienne différente.

au cours du temps [Oerlemans et al., 2013](#), ainsi qu’à l’effet Doppler. Cet effet diminue avec la distance de l’observateur par rapport à l’éolienne, avec un minimum de modulation dans le sens du vent [Lee et al., 2013](#). Il est souvent désigné *normal amplitude modulation*. Par ailleurs, il existe un autre phénomène de modulation d’amplitude qui reste perceptible à grande distance, dont le mécanisme est différent et n’est pas encore totalement compris. Il est appelé *enhanced amplitude modulation* [Oerlemans et al., 2013](#), [Larsson et Öhlund, 2014](#). Il apparaît notamment lors de conditions météorologiques spécifiques (inversion de gradient de température et/ou fort cisaillement du vent), et peut aussi être lié à des interactions entre plusieurs éoliennes d’un parc (phénomènes de battements), ou au passage des pales devant le mat. La figure [1.6](#) issu de [Larsson et Öhlund, 2014](#) présente un exemple de mesures mettant en évidence les modulations d’amplitude.

Les caractéristiques acoustiques (spectre, directivité et niveau de puissance) de l’éolienne modélisée dans ces travaux sont présentées en section [2.1.4](#) du manuscrit.

### 1.2.3 Réduction du bruit des éoliennes

Comme évoquée précédemment en section [1.2.1](#), des améliorations ont porté sur l’isolement acoustique de la nacelle et sur le développement d’éléments fonctionnels adaptés afin de réduire

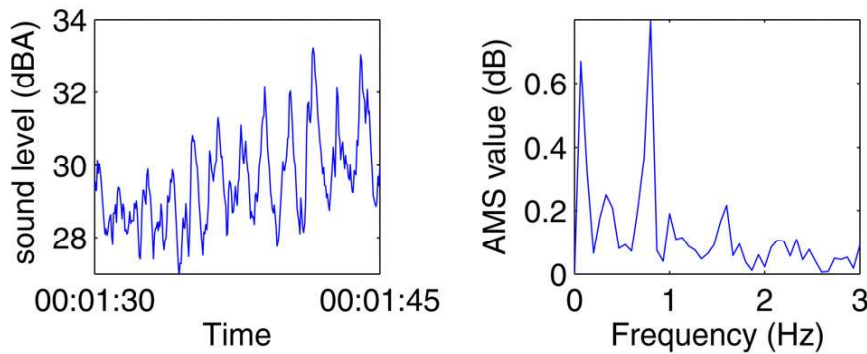


FIGURE 1.6 – Évolution temporelle des niveaux sonores en présence de modulation d’amplitude (gauche) et spectre associé (droite), issu de [Larsson et Öhlund 2014].

les bruits d’origine mécanique. Les bruits aérodynamiques ont quant à eux été réduits grâce au développement de profils de pale spécifiques permettant d’optimiser le ratio puissance/émission acoustique. Les améliorations relatives aux profils de pales sont bien souvent confidentielles et font partie des savoir-faire propres à chaque constructeur. On peut néanmoins mentionner l’optimisation de l’épaisseur de bord de fuite et de la forme de la pointe de la pale. De plus, des bandes rugueuses sont parfois appliquées sur la face inférieure de la pale près de la base, sur environ 1 m de longueur. Ces dispositifs permettent d’éviter le décrochage de l’écoulement d’air autour du profil de la pale qui a souvent lieu dans la zone où le profil de pale est encore épais. Cette technologie permet de «dissoudre» au maximum la couche turbulente avant qu’elle n’atteigne le bord de fuite. Les gains constatés peuvent être appréciables : il a été mesuré une amélioration d’une dizaine de dBA sur la puissance acoustique de la machine [Oerlemans *et al.*, 2009]. Des dispositifs appelés « serrations » placés au niveau du bord de fuite peuvent également apporter une atténuation significative de l’ordre de 3 à 5 dBA en basses fréquences [Lauret-Ducosson *et al.*, 2017] (voir figure 1.7). Ces dispositifs dentelés (ou « peignes ») sont un exemple de biomimétisme, inspiré de la disposition des plumes de chouettes [Rao *et al.*, 2017]. Ils font toujours l’objet d’études, portant aussi bien sur l’optimisation de leur forme que sur la compréhension des phénomènes impliqués dans la réduction du bruit [Chong *et al.*, 2013; Sinayoko *et al.*, 2014; Chong et Vathylakis, 2015].

#### 1.2.4 Réglementation acoustique

Le 26 août 2011, un changement important est intervenu dans le régime administratif applicable aux projets individuels de parcs éoliens terrestres : jusqu’alors régis par la réglementation sur les bruits de voisinage (activités bruyantes décret n°2006-1099 du 31 août 2006), ceux-ci sont désormais placés sous le régime des installations classées pour la protection de l’environnement (ICPE). Les règles applicables à l’instruction des dossiers des installations classées sont applicables aux éoliennes. La procédure administrative d’autorisation a été simplifiée par la loi du 17 août 2015 relative à la transition énergétique pour la croissance verte (art. 145), qui instaure



FIGURE 1.7 – Dispositifs dentelés de réduction de bruit («serrations»), issu de [Bowdler et Leventhall, 2012](#).

un régime d'autorisation unique pour les parcs éoliens terrestres. L'autorisation est délivrée (ou non) par le préfet de département. Les limites admissibles d'émergence sonore propres à la réglementation sur les bruits de voisinage sont conservées :

- 5 dBA pour la période de jour (6h-18h) ;
- 3 dBA pour la période de nuit (18h-6h).

Ce critère d'émergence est à respecter dans les zones dites à émergence réglementée (ZER), c'est-à-dire les immeubles habités et leurs parties extérieures éventuelles les plus proches (cour, jardin, terrasse). Trois termes correctifs, fonction de la durée cumulée d'apparition du bruit, sont retenus :

- +3 dBA pour une durée supérieure à vingt minutes et inférieure ou égale à deux heures ;
- +2 dBA pour une durée supérieure à deux heures et inférieure ou égale à quatre heures ;
- +1 dBA pour une durée supérieure à quatre heures et inférieure ou égale à huit heures.

À ce critère d'émergence, s'ajoute une obligation de respect d'un niveau de bruit maximal en limite d'un périmètre de mesure défini par une distance  $R$  prise depuis le centre des éoliennes, égale à  $1,2 \times (\text{hauteur de moyeu} + \text{longueur d'un demi-rotor})$ , voir figure [1.8](#). Les valeurs limites retenues sont de 70 dBA le jour et de 60 dBA la nuit (article 26 de l'arrêté ministériel du 26 août 2011).



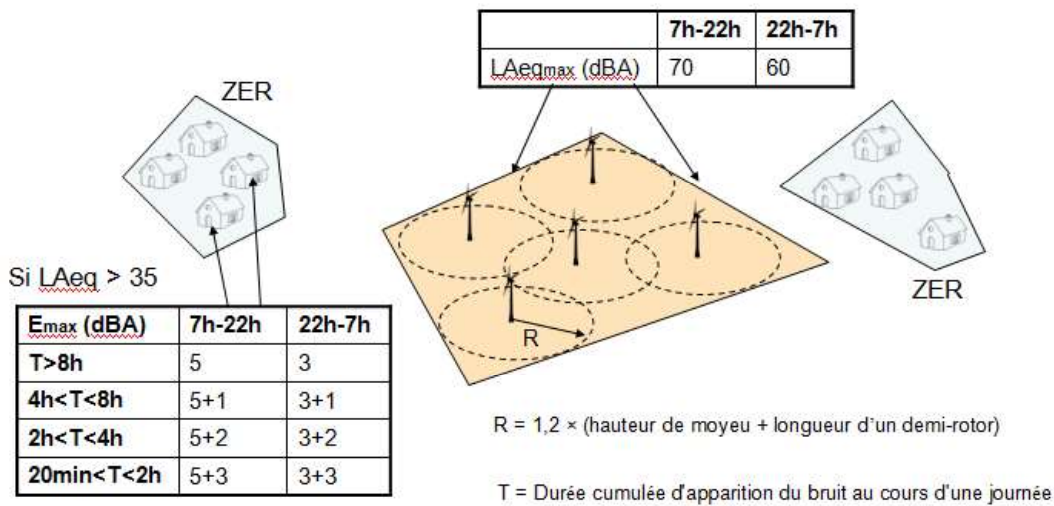


FIGURE 1.8 – Représentation du périmètre de mesure pour le bruit d'un parc éolien.

En ce qui concerne les distances minimales d'implantation, celles déjà imposées par la loi Grenelle 2 du 12 juillet 2010 (article 90) sont conservées : 500 mètres de toute construction à usage d'habitation ou zone destinée à l'habitation, 300 mètres d'une installation nucléaire de base ou d'une ICPE. De plus, pour pouvoir s'implanter à moins de 250 mètres d'un bâtiment à usage de bureaux, l'ombre projetée de l'installation ne doit pas impacter plus de trente heures par an et une demi-heure par jour le bâtiment. Cette dernière exigence relève d'une volonté de limiter l'impact potentiel lié aux effets stroboscopiques.

## 1.3 Propagation acoustique en espace extérieur

### 1.3.1 Les effets de sol

*"Il n'est pas nécessaire que la surface soit concave ou creuse, ni que le corps qui réfléchisse soit vide, ou creux, pour faire l'écho, puisque toutes sortes de surfaces peuvent réfléchir le son, ce qui peut se confirmer par les échos qui se font dans les forêts et dans les bois par la seule réflexion que font les feuilles, les branches et le tronc des arbres, & par ceux que font les rochers, les simples murailles, les colonnes & les piliers de pierre, de bois, ou d'autre matières."* père M. Mersenne, Harmonie universelle, 1627.

Lorsqu'une onde acoustique se propage dans un milieu (e.g. l'air) et qu'elle rencontre un autre milieu aux propriétés mécaniques différentes (e.g. le sol), un champ acoustique secondaire est généré dans le premier milieu par réflexion de l'onde incidente sur l'interface. La superposition des champs incident et réfléchi donne lieu à des interférences qui modifient le champ de pression total. C'est l'effet «miroir de Lloyd» par analogie avec l'optique, que l'on qualifiera *d'effets de sol* en acoustique environnementale lorsque l'interface de réflexion est le sol. En espace extérieur, le champ acoustique dépend fortement de ces effets de sol, qui fluctuent spatialement (e.g. composition du sol, rugosité de surface, topographie, etc) et temporellement (e.g. influence de la météo sur l'état hydrique des sols, des cultures, etc).

#### 1.3.1.1 Interaction des ondes avec le sol

Les sols présents *in situ* ne sont quasiment jamais parfaitement réfléchissants (ou «rigides»), et présentent une certaine absorption acoustique. Lorsque une onde acoustique rencontre une surface absorbante, une partie de l'onde directe est transmise dans le matériau, et une autre partie est réfléchi dans le milieu initial avec une énergie moindre, ainsi qu'un déphasage entre les fronts d'ondes directs et réfléchis. Cela engendre un phénomène interférentiel plus ou moins marqué qui dépend de la fréquence de l'onde et de la configuration géométrique source-récepteur. Ce phénomène est illustré en figure [1.9](#).

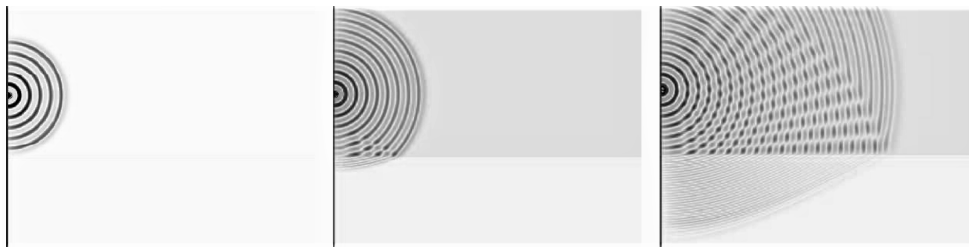


FIGURE 1.9 – Illustration en 2D de la réflexion d'une onde sur un sol absorbant, engendrant des interférences dans le milieu incident (issu de [Gauvreau, 2015](#)).

En pratique, la réflexion des ondes sonores sur le sol n'est ni spéculaire ni ponctuelle. Les ondes sont en réalité réfléchies depuis une zone plus élargie, centrée autour du point théorique de

réflexion : c'est la surface d'intersection entre le plan du sol et l'ellipsoïde de la zone de *Fresnel* (voir figure 1.10). Cette zone est une ellipse dont le centre est le point de réflexion théorique, et dont l'axe principal est parallèle à la direction Source-Récepteur. L'aire de l'ellipse de Fresnel dépend de la fréquence de l'onde, de la géométrie de la configuration et des discontinuités spatiales du sol (Hothersall et Harriott, 1995 ; Attenborough *et al.*, 2006).

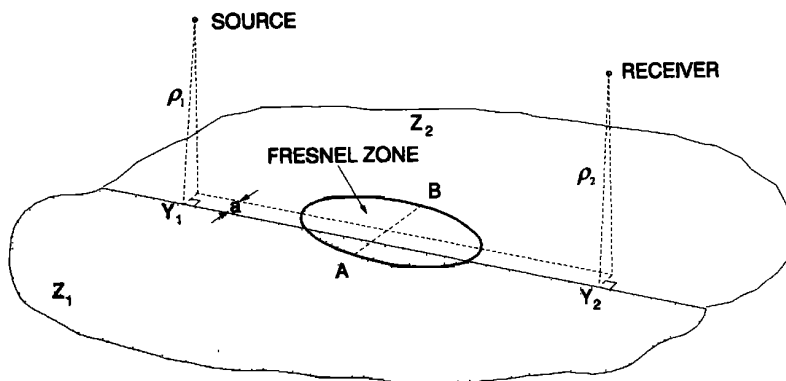


FIGURE 1.10 – Illustration de la zone de Fresnel, déterminée pour une géométrie source-récepteur donnée en présence d'une discontinuité des propriétés du sol (issue de Hothersall et Harriott, 1995).

### 1.3.1.2 Influence de la rugosité

Les sols naturels présentent souvent une rugosité de surface, qui peut être artificielle (parfois périodique) ou naturelle (souvent aléatoire), comme l'illustre la figure 1.11.



FIGURE 1.11 – Exemple de rugosité de sol d'origine artificielle (gauche) et naturelle (droite).

Si la rugosité de sol présente des irrégularités de petites tailles au regard de la longueur d'onde acoustique, l'onde se trouve réfléchiée de manière incohérente dans plusieurs directions. On parle alors de *diffusion*. La partie de l'onde diffusée dans la direction d'où elle a été émise est dite *rétrodiffusée*. La figure 1.12 illustre ce phénomène en représentant les ondes acoustiques par des vecteurs qui passent par la normale au front d'onde.

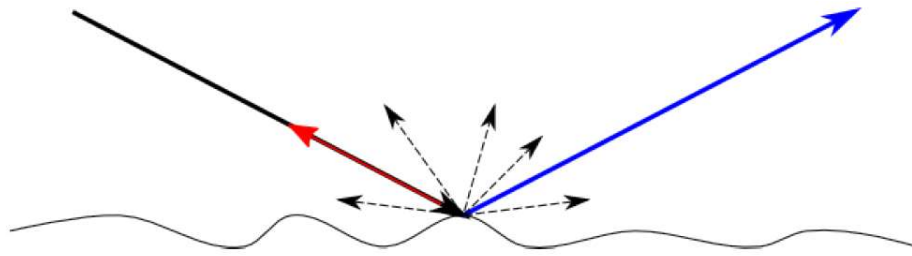


FIGURE 1.12 – Réflexion d’une onde incidente (en noir) sur une surface irrégulière. La réflexion spéculaire est en bleu, les réflexions diffuses en pointillé, et la retrodiffusion est en rouge.

En revanche, si la surface du sol présente des bosses irrégulières dont les dimensions sont du même ordre de grandeur que la longueur d’onde, celle-ci est déviée de manière cohérente, i.e. dans des directions clairement identifiables. Cela peut engendrer de nouvelles figures d’interférences. Ce phénomène appelé *diffraction* peut également être dû au passage autour ou au-dessus d’un obstacle, ou à de fortes discontinuités sur le chemin de propagation, par exemple en milieu urbain dense.

### 1.3.1.3 Influence de la topographie

Lorsque la rugosité de surface devient importante devant la longueur d’onde acoustique et la géométrie source-récepteur, il convient de considérer la topographie, qui peut être plus ou moins complexe. Les irrégularités importantes peuvent alors masquer totalement les sources sonores et entraver la propagation acoustique. Les phénomènes physiques à prendre en considération sont notamment l’effet de masque, la zone d’ombre acoustique, la diffraction par des «points lumineux» agissant comme des sources acoustiques secondaires rayonnant dans toutes les directions, etc... Cette topographie est souvent représentée de manière approximative dans les modèles de propagation : transformation conforme, discrétisation en 2D par tronçons plan, voire idéalisation par un sol plan équivalent [collective, 2009; Kephelopoulos *et al.*, 2012].

De ce fait, au vu de l’application au bruit des éoliennes, ces travaux de thèse considèrent la rugosité de sol (cf. section 2.2.3), mais ne considèrent pas de topographie marquée, ce qui correspond à la situation de la très grande majorité des éoliennes installées en France actuellement. En effet les éoliennes sont souvent implantées dans des zones sans relief marqué pour que les vents soient les plus constants et réguliers possibles.

### 1.3.2 Les effets de l’atmosphère

*"En l’absence de mesures du gradient de la vitesse du vent ou du gradient de la température à l’instant même de l’audition des sons à grande distance, toute discussion est oiseuse."* H. Bouasse, Traité d’acoustique générale, 1926.

### 1.3. PROPAGATION ACOUSTIQUE EN ESPACE EXTÉRIEUR

Les propriétés de l’atmosphère (vent, température, hygrométrie, etc.) ont des effets significatifs sur la propagation acoustique, en particulier à grande distance. Ils apparaissent dès quelques dizaines de mètres de la source et peuvent conduire à des variations des niveaux sonores très importantes à partir de quelques centaines de mètres. La modélisation précise de ces phénomènes est donc un point crucial qui sera détaillé en section 2.2.6. Les différents phénomènes physiques en jeu sont succinctement abordés ci-après.

#### 1.3.2.1 La couche limite atmosphérique

Considérant les échelles spatiales et les longueurs d’ondes acoustiques relatives à la propagation acoustique du bruit des éoliennes, il est pertinent d’appréhender les phénomènes physiques associés *via* les théories de la micrométéorologie à basse altitude (quelques centaines de mètres), plutôt que *via* la météorologie à méso-échelle (au sein de la mésosphère, de la stratosphère et de la troposphère par exemple). On considère ainsi les lois thermiques (transfert de chaleur) et aérodynamiques (profils de vent) telles qu’elles se décrivent à l’intérieur de la Couche Limite Atmosphérique (CLA) [Stull 1988; Wilson, 1996; Foken, 2008; Wilson *et al.*, 2015]. Comme l’illustre la figure 1.13, la CLA est la partie basse de la troposphère où les paramètres météorologiques sont directement influencés par les caractéristiques de la surface (topologie, rugosité, etc). Son épaisseur est de l’ordre du kilomètre.

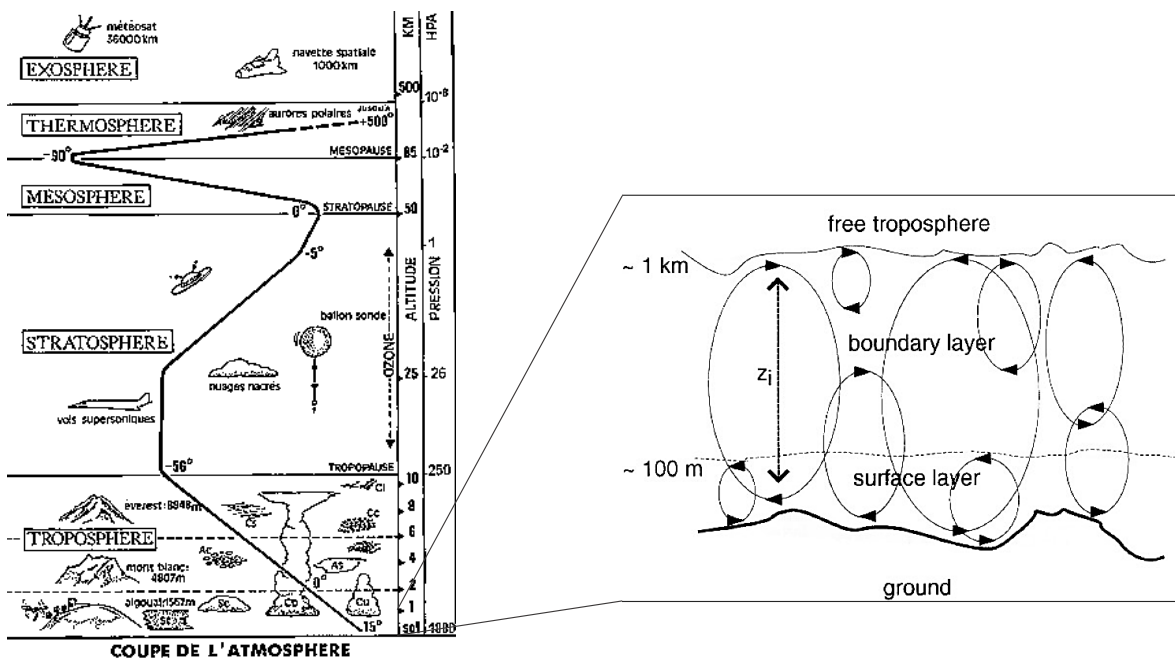


FIGURE 1.13 – Echelle spatiale de l’atmosphère (gauche) et zone d’intérêt pour la propagation acoustique (droite) (d’après [Wilson 1996]).

La CLA est surmontée par l’atmosphère libre qui a une dynamique régie par un équilibre entre les forces de Coriolis et les forces de pression. La CLA est influencée par le cycle jour/nuit où le rayonnement du soleil a un impact très important sur la formation de turbulence atmosphérique.

La CLA est classiquement décrite suivant 3 états de stabilité qui dépendent du gradient vertical de température : elle peut être instable, neutre, ou stable (voir figure 1.14).

- **CLA instable** : au lever du jour le soleil réchauffe le sol dont la température devient plus élevée que celle de l'air. Le gradient vertical de température est alors négatif, et le flux de chaleur (vers le haut) positif. La force engendrée par ce gradient de température va générer des mouvements ascendants, appelés mouvements convectifs. Ce phénomène thermique engendre la production de turbulences qui homogénéisent ses propriétés [Sutherland et Daigle, 1997] (vent, température, humidité, etc.) jusqu'à sa limite supérieure. On parle alors de couche de mélange. Une couche d'entraînement se forme ensuite à l'interface entre la couche de mélange et la troposphère libre. A cet endroit, les champs moyens tendent vers leur valeur dans l'atmosphère libre stable.
- **CLA neutre** : dans ce cas la température du sol est égale à celle de l'air ce qui a pour conséquence d'annuler le flux de chaleur à la surface. La turbulence produite ne peut être que d'origine dynamique. Cet état n'est atteint que temporairement lors de la transition entre les cas stables et instables, (e.g. à l'aurore ou au crépuscule). En revanche il apparaît plus régulièrement en mer, ou en présence d'une couverture nuageuse uniforme et persistante [de Moor, 2006]. Ce cas est très étudié du fait de la moindre complexité de la turbulence qui y règne.
- **CLA stable** : la température de surface est inférieure à celle de l'air situé au-dessus, ce qui induit un flux de chaleur sensible dirigé vers le bas [Conangla *et al.*, 2008]. Dans ce cas, la force d'Archimède tend à faire disparaître la turbulence d'origine dynamique. Le mélange est ainsi très peu turbulent. Cet état se rencontre fréquemment la nuit et particulièrement par ciel dégagé. Ce cas est encore assez mal modélisé par les météorologues compte tenu de sa complexité : tourbillons de petites échelles et très énergétiques, forte influence de la topographie, existence d'onde de gravité [Cuxart *et al.*, 2000], etc...

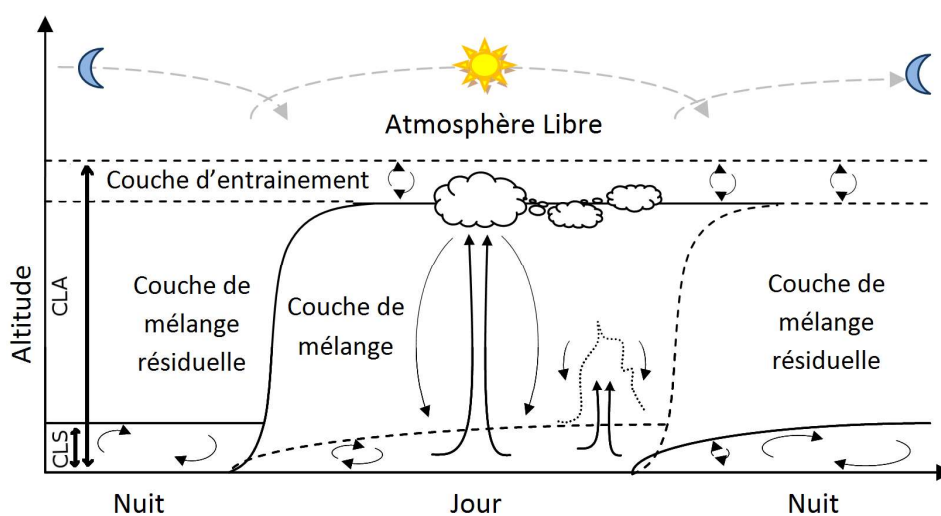


FIGURE 1.14 – Cycle diurne et nocturne de la CLA (d'après [Stull 1988]).



### 1.3.2.2 La turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique a pour effet de favoriser la propagation du son dans les zones d'ombres par diffusion énergétique (*scattering*) [Wiener et Keast 1959], ainsi que de réduire la différence («lissage») entre les minima et maxima de pression acoustique au sein des zones interférentielles [Ostashev *et al.* 2001]. Dans la CLA, les mouvements turbulents ont deux origines : on distingue la turbulence *convective* de la turbulence *dynamique*. La première est d'origine thermique et est induite par la différence de température près du sol (qui dépend du rayonnement à la surface) avec la température de l'air. Cette turbulence dépend directement de l'état de stabilité de la CLA (instable, neutre, stable) comme évoqué en section 1.3.2.1. La seconde provient du cisaillement du vent sur l'épaisseur de la CLA. En effet, au contact de la surface continentale, la vitesse de l'air est nulle alors qu'au sommet de la CLA la vitesse de vent est géostrophique (vent de grande échelle résultant des forces de pression et de la force de Coriolis). La turbulence atmosphérique est donc induite par une combinaison complexe des effets des courants thermiques et des forces de cisaillement du vent. Ces instabilités provoquent un transfert énergétique qui se traduit par la division en cascade de tourbillons en tailles de plus en plus petites. Les tailles des différents tourbillons dans l'atmosphère s'étendent de l'ordre du km pour les plus grandes échelles (les plus énergétiques), à l'ordre du mm pour les plus petites échelles (où l'énergie est finalement dissipée par viscosité). C'est la «cascade de Richardson», théorisée il y a presque 100 ans [Richardson 1922].

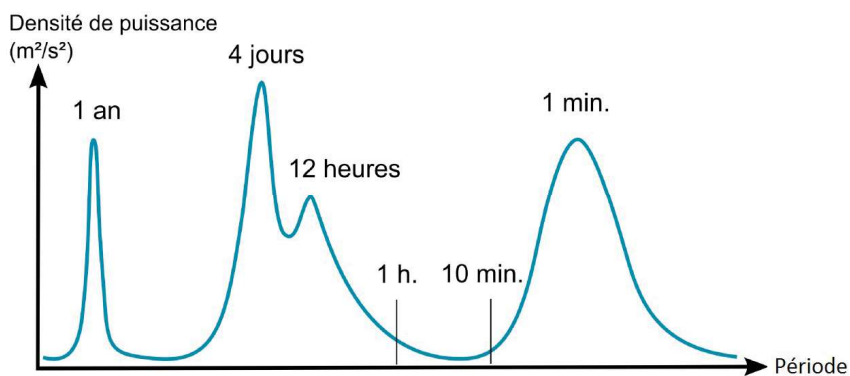


FIGURE 1.15 – Spectre caractéristique de densité d'énergie turbulente au sein de l'atmosphère (d'après [Stull, 1988]).

En météorologie, le terme «turbulence» qualifie les phénomènes d'intermittence en générale, y compris à grande échelle spatiotemporelle. Ces différentes échelles (bien connues dans la communauté des météorologues) sont représentées en figure 1.15. Les tourbillons d'une période annuelle sont liés à l'énergie qui provient de la révolution de la terre autour du soleil. Le mode autour de 4 jours traduit les passages successifs de cyclones et d'anticyclones. Le pic à 12 heures correspond à la variabilité du cycle jour/nuit. Enfin, la dernière échelle existante provient de la turbulence de petite échelle (*microturbulence*) [Stull, 1988].

La terminologie «turbulence» utilisée en acoustique correspond uniquement aux structures turbulentes dont les dimensions sont comparables aux longueurs d’ondes acoustiques des fréquences audibles. Ce sont ces *zones inertielles* qui ont un effet sensible sur le champ acoustique [Tatarskii, 1971; Ishimaru, 1978; Ostashev *et al.*, 1997], qui se traduit, d’une part, par la décorrélation des signaux acoustiques au cours de leur propagation et, d’autre part, par la diffusion de l’énergie acoustique à l’intérieur des zones d’ombre (atmosphérique, topographique, ou induites par un obstacle).

La modélisation de la turbulence atmosphérique utilisée dans ces travaux fait l’objet de la section 2.2.6 du manuscrit.

### 1.3.2.3 Réfraction acoustique dans l’atmosphère

Les gradients verticaux de température et de vent qui siègent au sein de la CLA ont un impact significatif sur la propagation acoustique car ils influencent le profil vertical de célérité du son. Ils engendrent un gradient vertical de célérité du son qui induit la réfraction des ondes acoustiques. Ce phénomène de réfraction est illustré en figure 1.16.

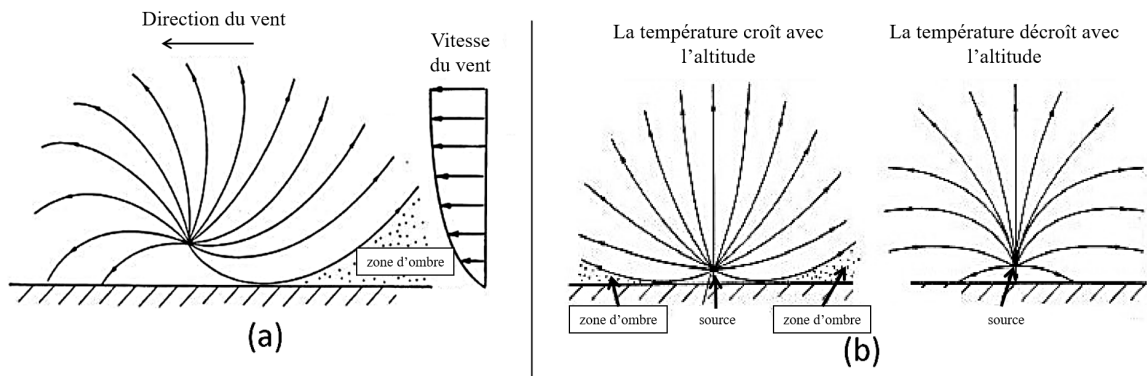


FIGURE 1.16 – Phénomène de réfraction acoustique induit par le gradient vertical de vent (a) et de température (b) (schéma issu de [Aumond, 2011]).

Il existe 3 principales «familles» de conditions de propagation, définies selon la forme du profil vertical de célérité du son. L’atmosphère peut ainsi présenter des conditions *homogènes* (i.e. sans effets micrométéorologiques), des conditions *favorables* et des conditions *défavorables* à la propagation du son. Lorsque les conditions atmosphériques sont telles que le vent et le gradient vertical de température sont nuls, les conditions atmosphériques sont dites «homogènes» pour la propagation acoustique. Les conditions homogènes doivent être considérées comme éphémères car elles apparaissent brièvement entre les deux autres conditions de propagation (favorables et défavorables), décrites ci-après :



- les conditions *défavorables* à la propagation apparaissent en présence d'un gradient vertical de célérité du son négatif. Ce gradient peut avoir des origines thermiques et/ou aérodynamiques. L'effet thermique en cause apparaît lorsque la température de l'air décroît avec l'altitude. Ce phénomène se produit en période diurne, en particulier lorsque le ciel est dégagé et que le soleil chauffe le sol (notamment en présence d'une CLA instable, voir section 1.3.2.1). Le sol communique ensuite sa chaleur aux basses couches de l'atmosphère. La vitesse du son décroît alors également avec la hauteur. L'effet aérodynamique concerné apparaît quant à lui lorsque la direction du vent est opposée à celle de la propagation du son. La vitesse du vent vient ainsi se soustraire à celle du son. Cet effet dépend de l'altitude compte tenu des gradients verticaux de vent dans la CLA. La vitesse du son dans la direction de propagation diminue donc avec la hauteur. La réfraction des ondes est ainsi dirigée vers le haut ce qui a pour conséquence de diminuer les niveaux sonores par rapport au cas homogène.
- Les conditions *favorables* à la propagation du son apparaissent en présence d'un gradient vertical de célérité du son positif. Il est aussi induit par des effets thermiques et/ou aérodynamiques. L'effet thermique en jeu correspond à une augmentation de la température avec l'altitude (notamment en présence d'une CLA stable, voir section 1.3.2.1). Ce phénomène se produit en période nocturne, en particulier lorsque le ciel est dégagé car le sol rayonne et se refroidit plus rapidement que l'air. Les basses couches de l'atmosphère deviennent plus froides que les couches supérieures, et la température de l'air augmente avec l'altitude. Cette situation d'«inversion thermique» correspond à un gradient vertical positif de célérité du son. L'effet aérodynamique en cause intervient lorsque la direction du vent est semblable à celle de la propagation du son. La vitesse du vent vient ainsi s'ajouter à celle de la vitesse des ondes acoustiques. Cet effet dépend de l'altitude compte tenu des gradients verticaux de vent dans la CLA. La vitesse du son dans la direction de propagation augmente avec la hauteur et la réfraction des ondes est dirigée vers le bas, ce qui a pour conséquence d'augmenter les niveaux par rapport au cas homogène.

En pratique, les effets distincts de la température et du vent sur la réfraction sont rarement indépendants, et sont beaucoup plus souvent interactifs et dominés par les effets aérodynamiques. L'influence de la réfraction sur la propagation acoustique est ici prise en compte au travers de la notion de célérité *effective* du son, comme décrit en section 2.2.6

#### 1.3.2.4 L'absorption atmosphérique

L'absorption atmosphérique est un terme regroupant les différents effets de dissipation de l'énergie acoustique liés aux propriétés des molécules composant l'air. Il intègre ainsi les effets de la viscosité, de la conduction thermique de l'air, ainsi que les pertes par relaxation des molécules Sutherland et Daigle, 1997; Gauvreau, 2015 :

- La *viscosité* se traduit par des forces de cisaillement et de volume entre deux couches de fluide animées de vitesses différentes. Ces forces tendent à perturber leur mouvement, ce qui induit un amortissement des ondes acoustiques.
- La *conduction thermique* est un mode de transfert thermique sans déplacement de matière, provoqué par une différence de température entre deux régions d'un même milieu. Ce phénomène apparaît dans l'air au passage d'une onde acoustique. Lorsque la pression de l'air est modifiée, imposant une variation de volume, la température évolue corrélativement dans le même sens que la pression (loi de Lechâtelier). Les zones de surpression et de détente étant juxtaposées en espace, l'écart de température entre ces régions voisines se traduit par un transfert de chaleur des régions « chaudes » vers les régions « froides ». Néanmoins, l'écart de température sur une demi-longueur d'onde reste très faible et l'onde thermique se diffuse très lentement. Bien qu'ils existent, ces effets thermiques sont négligés en acoustique environnementale.
- La *relaxation* traduit un retard à l'établissement d'un équilibre dû à une sollicitation extérieure, qui peut être physique, thermique, chimique, par exemple. Lors de la propagation acoustique à longue distance, l'effet de la relaxation moléculaire de l'air n'est pas négligeable, et les retards temporels sont d'autant plus conséquents lorsque la concentration en molécules polyatomiques augmente (les molécules de vapeur d'eau dans le cas de l'air). Concrètement, il y a conversion d'une fraction de l'énergie acoustique en modes internes de vibration et de rotation des molécules d'air. Au dessus de 500 Hz, l'absorption est essentiellement due à la relaxation des molécules d'oxygène de la vapeur d'eau. En-dessous de 500 Hz, le mécanisme prépondérant est la relaxation des molécules d'azote dont l'absorption est considérablement inférieure à celle engendrée par la relaxation des molécules d'oxygène. Ce phénomène est négligeable en-dessous de 200 Hz [Bass et al., 1990, 1995, 1996].

Dans ces travaux, l'effet de l'absorption atmosphérique est pris en compte d'après la norme [ISO9613-11993, 1993].

## 1.4 Analyse de sensibilité et d'incertitude

### 1.4.1 Introduction

Les modèles numériques<sup>1</sup> développés en acoustique environnementale visent à prendre en compte la physique des phénomènes sus-cités afin de simuler les champs de pression acoustique dans l'environnement, et en particulier ceux des éoliennes pour ce qui concerne ces travaux de thèse. Ces modèles sont des outils d'aide à la décision dont les précisions dépendent de compromis entre justesse des résultats et capacité et vitesse de calcul. Les différents modèles disponibles sont généralement classés en deux catégories : les modèles *simplifiés* et les modèles de *référence* [Gauvreau 2015]. Les modèles *simplifiés* utilisent des méthodes de tirs de rayons, limitées dans la prise en compte des phénomènes physiques (en particulier en milieu urbain dense). De plus, ces modèles d'ingénierie subissent des approximations supplémentaires visant à accélérer les temps de calcul pour les études d'impact et les cartographies sonores des villes. A l'inverse, des modèles de *référence* sont utilisés en recherche car ils permettent de prendre en compte un grand nombre de sources sonores de l'environnement, ainsi que la quasi totalité des phénomènes propagatifs mis en jeu par la situation étudiée (cf. section 1.3.1 et 1.3.2). Ils peuvent être basés sur des méthodes énergétiques (équation de transport, lancer de particules) ou ondulatoires (méthode des sources image, résolution de l'équation d'onde). Néanmoins, les temps de calcul mis en jeu les rendent encore à ce jour inappropriés pour des missions d'ingénierie (études d'impact, cartographie, etc...).

Malgré la diversité des modèles, ils sont tous composés [Faivre *et al.*, 2013] :

- de variables d'entrée,
- de variables de sortie,
- de valeurs de paramètres,
- de fonctions (lois, équations, etc...).

Les variables d'entrée d'un modèle sont des variables mesurées ou renseignées par les utilisateurs du modèle, par exemple la température de l'air. Elles décrivent les caractéristiques du système modélisé. Les variables de sortie sont les variables simulées par le modèle, par exemple le niveau sonore en un point de l'espace. Les paramètres du modèle sont des éléments non mesurés ou parfois non renseignés par l'utilisateur, mais essentiels au fonctionnement du modèle, par exemple la discrétisation spatiale du domaine de calcul. Enfin les équations du modèle relient les variables de sortie aux variables d'entrée et aux paramètres. Bien que les modèles soient en constante amélioration, ils peuvent toujours être à l'origine d'erreurs de prévisions importantes, et conduire ainsi à des conclusions erronées et non représentatives. Ces erreurs sont dues à des incertitudes à la fois sur les valeurs des paramètres, sur les valeurs des variables d'entrée et

---

1. Il convient de distinguer le terme modèle numérique du terme logiciel. Le premier est un code de calcul développé à l'aide d'un langage informatique ; alors que le second est un outil «tout en un» présentant une interface Homme-Machine au travers d'un habillage graphique servant à faire dialoguer l'utilisateur avec le cœur de calcul. Le second terme intègre donc le premier.

sur les équations. Elles proviennent d'un manque de connaissance, d'erreurs ou de manque de mesures, de la variabilité caractéristique du système, ou d'erreurs de modélisation.

Lorsque l'on réalise une analyse de sensibilité ou d'incertitude, on suppose implicitement que le modèle est suffisamment précis pour prévoir le comportement du système, c'est à dire que les équations sont pertinentes et les approximations introduites dans le modèle de calcul sont maîtrisées. On se focalise alors uniquement sur les incertitudes induites par les variables d'entrée et les paramètres. Les méthodes d'analyse de sensibilité et d'incertitude apparaissent comme des outils essentiels à la décision, car elles hiérarchisent l'importance des éléments incertains et elles décrivent l'incertitude dans les sorties du modèle. Les méthodes d'analyse de sensibilité (cf. section [1.4.2](#)) et d'analyse d'incertitude (cf. section [1.4.3](#)) sont décrites ci-après.

### 1.4.2 Analyse de sensibilité

Les méthodes d'analyse de sensibilité permettent de déterminer les variables d'entrée qui contribuent le plus à la quantité d'intérêt en sortie du modèle (par exemple, ici, le niveau sonore), ainsi que les variables qui interagissent entre elles (par exemple, ici, les effets combinés du vent et de la température sur la propagation du son). De ce fait, elles sont utiles pour quantifier l'influence relative des entrées sur les sorties, ainsi que pour identifier les variables d'entrée pas (ou peu) influentes. L'intérêt pour l'utilisateur du modèle est certain, car ces informations permettent de mieux appréhender le modèle, de le simplifier, de le vérifier, ou encore d'orienter les efforts de recherche [Iooss 2011](#).

#### 1.4.2.1 Méthode Locale

Le calcul des sensibilités d'un modèle a premièrement été basé sur l'évaluation des répercussions de petites perturbations des valeurs des entrées sur les valeurs des sorties, et ce autour d'un point nominal (voir figure [1.17](#)). Cette approche déterministe consiste à calculer ou à estimer des indices basés sur les dérivées partielles du modèle en un point précis, d'où l'appellation de méthodes «locales» [Turányi 1990](#). Ces méthodes n'explorent pas l'espace des entrées car elles examinent seulement l'impact de petites perturbations, généralement une variable à la fois, sur la sortie du modèle. À titre d'exemple, la modélisation adjointe et la différenciation automatisée sont des méthodes d'analyse de sensibilité locale. Même si ces méthodes présentent des conclusions limitées, elles permettent d'analyser les sensibilités de modèles à grand nombre de variables d'entrée. Les méthodes adjointes sont donc encore couramment utilisées dans la résolution de gros systèmes.

#### 1.4.2.2 Méthode Globale

Des méthodes d'analyse globale ont été développées pour pallier les hypothèses limitatrices des méthodes locales : hypothèse de linéarité, variations locales. Les méthodes d'analyse globale considèrent ainsi la plage de variation totale des variables d'entrée [Saltelli \*et al.\* 2000](#) (voir figure [1.18](#)). Ces approches probabilistes sont souvent coûteuses en ressources, mais ap-

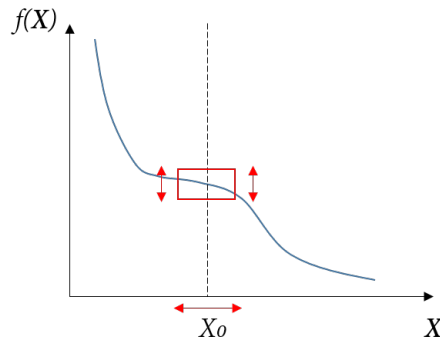


FIGURE 1.17 – Illustration du principe de l'analyse de sensibilité locale des entrées  $\mathbf{X}$  du modèle  $f$ . Le modèle est testé autour du point  $X_0$ .

portent des résultats à la portée plus large que les approches déterministes. Un grand nombre de méthodes globales existent (criblage, régression linéaire, test statistiques, décomposition de la variance, métamodélisation...), il est donc indispensable de spécifier l'objet de l'analyse de sensibilité avant de choisir la méthode et de réaliser l'étude [Saltelli *et al.*, 2004]. La figure 1.19 présente un diagramme de décision sur la méthode à choisir en fonction du type de modèle considéré [Iooss, 2011].

Dans ces travaux, l'analyse de sensibilité du modèle d'émission et de propagation du bruit éolien (sections 2.1 et 2.2) est effectuée à l'aide de la méthode de Morris détaillée en section 2.3.

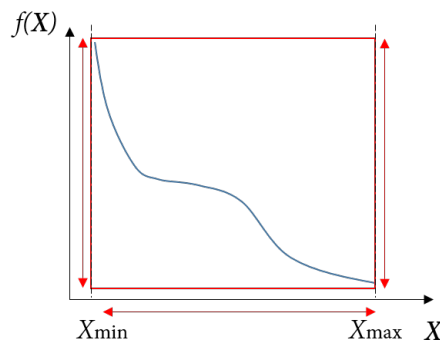


FIGURE 1.18 – Illustration du principe de l'analyse de sensibilité globale des entrées  $\mathbf{X}$  du modèle  $f$ . Le modèle est testé sur l'intervalle  $[X_{\min}; X_{\max}]$ .

### 1.4.3 Analyse d'incertitude

Une fois l'analyse de sensibilité réalisée, les paramètres contribuant le plus aux valeurs de sortie du modèle sont connus. Les efforts de recherche peuvent ensuite être orientés sur ces paramètres, par exemple *via* des méthodes de propagation d'incertitude. Ces méthodes étant plus coûteuses en ressources, il est possible de fixer les paramètres pas (ou peu) influents à une valeur nominale moyenne, réduisant le nombre de paramètres à étudier. Il est aussi possible de

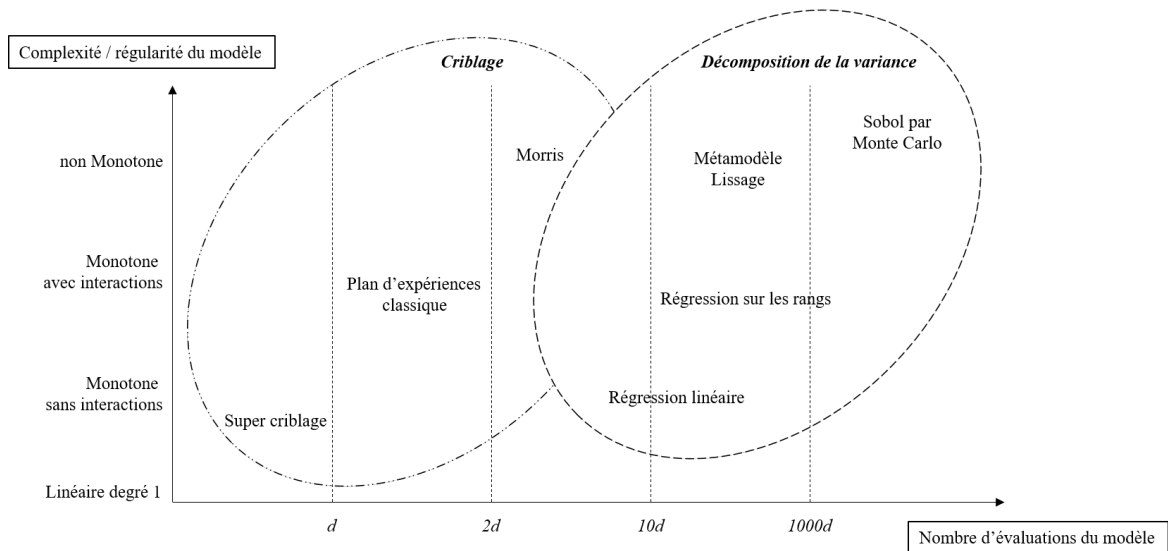


FIGURE 1.19 – Diagramme des méthodes d’analyse de sensibilité en fonction du coût en nombre d’évaluations du modèle (nombre de calculs), et de la complexité du modèle, où  $d$  est le nombre de paramètres d’entrée du modèle (d’après [Iooss 2011](#)).

construire un *métamodèle* (ou surface de réponse) émulant les réponses du modèle dans la plage de variation étudiée, afin d’accélérer les temps de calcul [Kleijnen 2005](#). Les sensibilités sont ensuite calculées à l’aide de ce métamodèle.

Étant donné les temps de calcul en jeu dans ces travaux, un métamodèle construit par krigeage est réalisé pour pouvoir conduire l’analyse d’incertitude. Ce point est détaillé en section [3.1](#). En outre, l’analyse d’incertitude fait l’objet du chapitre [3](#) du manuscrit.

#### 1.4.3.1 Représentation des paramètres par des variables aléatoires

Bien que les prévisions issues d’un modèle soient généralement obtenues de manière déterministe, en réalité les valeurs des paramètres d’entrée ne sont pas connues exactement et présentent donc une incertitude. Une démarche physico-probabiliste est alors mieux adaptée en considérant les paramètres d’entrée et de sortie du modèle comme des variables aléatoires (comme par exemple dans [Hart et al. 2017](#), [Pettit et al. 2019](#)). Cette approche requiert une loi de distribution pour caractériser les paramètres considérés comme incertains. Il reste ensuite à caractériser la variabilité des sorties du modèle en fonction de la variabilité des entrées. Pour ce faire, l’incertitude des paramètres d’entrée est propagée dans le modèle et la variabilité induite en sortie du modèle est déterminée, représentée par la fonction de densité de probabilité jointe. La figure [1.20](#) illustre ce cheminement.

Afin de quantifier les incertitudes et d’établir le cadre probabiliste des paramètres d’entrée du système, toutes les données décrivant les paramètres doivent être collectées. Selon la quantité de données disponibles (de zéro à plusieurs milliers d’observations), diverses techniques peuvent être utilisées pour choisir les lois de probabilité adéquates :

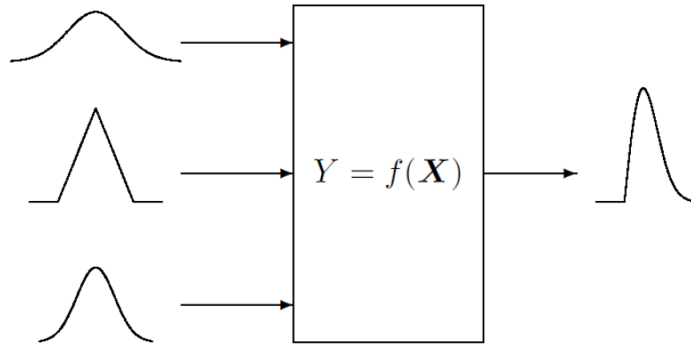


FIGURE 1.20 – Schéma du principe de propagation des distributions. Les variables d'entrées sont représentées par le vecteur  $\mathbf{X}$  et la sortie du modèle  $f$  par  $Y$ .

- le principe d'entropie maximum est utilisé lorsque l'on dispose de très peu d'informations sur le paramètre considéré [Shannon, 1948; Kapur et Kesavan, 1992]. Il faut premièrement identifier les contraintes auxquelles cette distribution doit répondre (*e.g.* moyenne, limites physiques du paramètre). Ensuite, il faut choisir la distribution répondant à ces contraintes avec la plus grande entropie au sens de Shannon [Shannon, 1948]. C'est donc celle qui contient le moins d'information, et est donc la moins arbitraire de toutes les densités de probabilité que l'on pourrait utiliser. Cette méthode est bien souvent utilisée lors de *judgement d'experts*, l'avis de l'expert est ainsi traduit d'une manière formelle en loi de probabilité.
- La méthode d'estimation par noyau, ou méthode de Parzen-Rosenblatt, est une méthode non-paramétrique d'estimation de la densité de probabilité d'une variable aléatoire [Bowman et Azzalini, 1997]. Elle est une généralisation de la méthode par histogramme : dans un histogramme, la densité en un point  $x$  est estimée par la proportion d'observations se trouvant à proximité de  $x$ . Pour cela, on trace une boîte en  $x$  dont la largeur est gouvernée par un paramètre de lissage. Le nombre d'observations qui appartiennent à cette boîte est ensuite déterminé. Cette estimation est, par construction, non-continue. La méthode du noyau permet de retrouver la continuité en remplaçant la boîte centrée en  $x$  par une gaussienne centrée en  $x$ . Plus une observation est proche du point  $x$  et plus la courbe en cloche lui donnera une valeur numérique importante. L'estimateur est finalement formé par la moyenne des courbes en cloche.
- La méthode du maximum de vraisemblance est utilisée pour inférer<sup>2</sup> les paramètres de la loi de probabilité d'un échantillon donné, en recherchant les valeurs des paramètres maximisant la fonction de vraisemblance [Saporta, 1990, 2006]. Cela suppose que la fonction de probabilité est connue. Il reste ensuite à estimer les paramètres de cette fonction à partir de l'échantillon à disposition. La démarche consiste à dériver la fonction de vraisemblance

2. L'inférence est l'ensemble de techniques permettant d'induire les caractéristiques d'un groupe général (population) à partir de celles d'un groupe particulier (l'échantillon).

pour trouver le paramètre où la loi de probabilité semble la mieux à même de résumer la distribution de la population.

- Le principe de l’actualisation bayésienne permet de fusionner un *a priori* sur les lois de probabilité avec des données mesurées. C’est une méthode d’inférence où les observations sont utilisées afin de mieux cerner les valeurs des paramètres d’entrée [Robert, 1996, 2007]. Cela nécessite des échantillons de données mesurées suffisamment riches.

Dans cette étude, les intervalles de variation des paramètres sont définis en accord avec la littérature et avec les données disponibles suite à différentes campagnes expérimentales, comme détaillé en section 2.3.3. Les probabilités de densité associées à chacun des paramètres sont quant à elles déterminées par maximum d’entropie et expertise (section 3.2.2).

#### 1.4.3.2 Propagation d’incertitude

Une fois le cadre probabiliste établi, il reste à caractériser la variabilité de la sortie du modèle en fonction de la variabilité des entrées comme illustré en figure 1.20. En effet, l’objectif principal de la propagation d’incertitude est d’étudier la probabilité des sorties du modèle, à savoir leur fonction de densité de probabilité jointe. Cependant, cette fonction de probabilité est uniquement calculable pour des cas académiques simples. L’implémentation des lois de probabilités dans le modèle se fait alors par des méthodes d’approximation en utilisant des générateurs de nombres aléatoires. La méthode la plus connue est sans doute la méthode de Monte Carlo car elle fournit une méthodologie efficace et robuste. Néanmoins, cette méthode nécessite un nombre d’évaluations (calculs) du modèle très élevé pour ne pas sous-échantillonner des zones de l’espace des paramètres. D’autres techniques ont donc été développées pour optimiser l’échantillonnage, ce qui permet de réduire le nombre de tirages nécessaires et ainsi de diminuer les temps de simulations. Il existe des techniques quasi-Monte Carlo [Hellekalek et Larcher, 1998], qui sont des suites quasi-aléatoires à faible discrédance (elles permettent un bon remplissage de l’espace des entrées). On peut également mentionner les méthodes à échantillonnage stratifié comme les plans Latin Hypercube Sampling (LHS) [McKay *et al.*, 1979], notamment appliqué à l’acoustique environnementale par [Wilson *et al.*, 2014; Ostashev et Wilson, 2015]. Ces plans découpent l’espace des variables d’entrée en petits espaces équiprobables, puis l’échantillonnage se fait au sein de ses sous-espaces afin d’améliorer la convergence. Des méthodes d’échantillonnage préférentiel peuvent aussi être utilisées afin de réduire la variance de la méthode Monte Carlo [Gelman et Meng, 1998; Robert et Casella, 1999]. Quant à lui, l’échantillonnage préférentiel (Important Sampling) consiste à tirer des échantillons selon une densité de probabilité favorisant les zones d’importances selon l’estimateur recherché. Les différentes simulations sont ensuite pondérées afin de corriger le biais engendré.

Dans ces travaux, la propagation d’incertitude est réalisée à l’aide d’un échantillonnage quasi-Monte Carlo basé sur les suites de Sobol, comme détaillé en section 3.2.3.2.



## Chapitre 2

# Analyse de sensibilité des paramètres de l'environnement sur l'émission et la propagation du bruit éolien

### Plan du chapitre

---

<b>2.1</b>	<b>Modèle d'émission acoustique du bruit éolien</b>	<b>37</b>
2.1.1	Principe général	37
2.1.2	Description du modèle de source aéroacoustique	38
2.1.3	L'approche <i>strip theory</i>	38
2.1.4	Caractéristiques acoustiques de l'éolienne modélisée	39
2.1.5	Couplage des modèles d'émission et de propagation à l'aide de l'approche <i>Moving Monopole</i>	41
<b>2.2</b>	<b>Modèle de propagation acoustique basé sur l'approximation de l'équation d'onde par une équation parabolique</b>	<b>45</b>
2.2.1	Introduction	45
2.2.2	Équation parabolique grand angle (WAPE)	45
2.2.3	Condition aux limites au niveau du sol	47
2.2.4	Condition aux limites supérieures du maillage	50
2.2.5	Le champ de pression acoustique initial	51
2.2.6	Prise en compte des effets de l'atmosphère	51
<b>2.3</b>	<b>Analyse de sensibilité par criblage</b>	<b>54</b>
2.3.1	La méthode de Morris	54
2.3.2	Cas d'étude	56
2.3.3	Paramètres de l'analyse	57
2.3.4	Sensibilité sur l'émission acoustique	62
2.3.5	Sensibilité sur la propagation acoustique	64
2.3.6	Sensibilité totale	67
2.3.7	Conclusion de l'analyse de sensibilité	70

---

Ce chapitre présente le modèle numérique utilisé pour simuler une source acoustique éolienne (section 2.1), ainsi que le modèle utilisé pour simuler les effets de l'atmosphère et du sol sur la propagation acoustique (section 2.2). Ensuite l'analyse de sensibilité du modèle totale, via couplage entre modèle d'émission et de propagation avec l'approche *Moving Monopole* (section 2.1.5), est présentée à l'aide de la méthode de Morris (section 2.3).

## 2.1 Modèle d'émission acoustique du bruit éolien

### 2.1.1 Principe général

Le modèle d'émission du bruit éolien utilisé dans ces travaux est celui développé par l'ENSTA [Tian et Cotté, 2016]. Il considère le bruit d'impact de turbulence et le bruit de bord de fuite (figure 1.3) au travers de la théorie d'Amiet décrite dans [Amiet, 1975, 1976] [Roger et Moreau, 2005; Moreau et Roger, 2009]. Le modèle d'Amiet se place dans le cadre de la théorie d'acoustique linéaire, en considérant des petites perturbations du champ acoustique se développant sur une plaque plane sans épaisseur (figure 2.1), permettant d'appliquer la théorie des profils minces. Le point de départ de la théorie d'Amiet est une décomposition de Fourier bidimensionnelle de la pression hydrodynamique incidente induite par la couche limite turbulente, comme détaillé explicitement dans [Rozenberg, 2007].

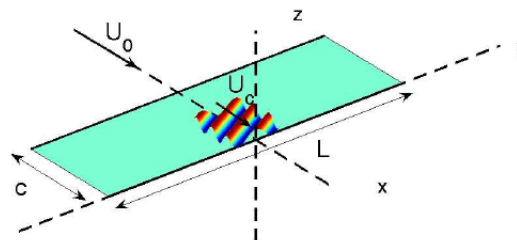


FIGURE 2.1 – Repère utilisé pour le modèle de bruit de bord de fuite, avec  $c$  la corde de la pale,  $L$  l'envergure de la pale,  $U_0$  la vitesse de l'écoulement amont et  $U_c$  la vitesse de convection. La figure est issue de [Rozenberg, 2007].

Le développement du modèle d'Amiet suit 3 étapes principales :

- (i) calcul des fluctuations de la pression pariétale induites par la perturbation incidente,
- (ii) déduction de la pression fluctuante en champ lointain,
- (iii) calcul de la densité spectrale de puissance de la pression acoustique en champ lointain.

La sortie du modèle d'émission est ainsi la densité spectrale de puissance (DSP) de la pression acoustique, en champ libre, et pour un milieu de propagation homogène, pour un récepteur en champ lointain.

### 2.1.2 Description du modèle de source aéroacoustique

Le bruit du bord de fuite et le bruit du bord d'attaque sont modélisés à l'aide de l'approche développée dans [Tian et Cotté, 2016; Tian, 2016]. Pour un profil d'aile fixe par rapport au récepteur, et pour un rapport d'envergure  $L/c$  (figure 2.1) supérieur à 3 environ, la DSP de la pression acoustique à la pulsation  $\omega = 2\pi f$  s'écrit :

$$S_{pp}^F(\mathbf{x}_R, \omega) = A(\mathbf{x}_R, \omega) \Pi(\mathbf{x}_R, \omega) |\mathcal{I}(\mathbf{x}_R, \omega)|^2, \quad (2.1)$$

où  $\mathbf{x}_R$  sont les coordonnées du récepteur en champ lointain,  $A$  un coefficient qui dépend de la géométrie et de la pulsation  $\omega$ ,  $\Pi$  une fonction statistique et  $\mathcal{I}$  une fonction de transfert aéroacoustique. L'exposant  $F$  renvoie au segment de pale *fixe*. Ces grandeurs sont précisées ci-dessous.

La DSP de la pression acoustique est régie par le comportement des fonctions  $\Pi$  et  $\mathcal{I}$ , qui dépendent du mécanisme de génération du bruit considéré : bruit d'impact de turbulence ou bruit de bord de fuite, comme détaillé dans [Roger et Moreau, 2010; Tian et Cotté, 2016]. Pour le bruit d'impact de turbulence, qui correspond aux interactions entre les structures turbulentes atmosphériques incidentes et le bord d'attaque de la pale, la fonction  $\Pi$  correspond au spectre d'énergie turbulente bidimensionnel modélisé à l'aide du spectre de Von Kármán, qui fait l'hypothèse de structures turbulentes homogènes et isotropes [Tian et Cotté, 2016]. Pour le bruit de bord de fuite, qui correspond à la diffusion de la couche limite turbulente au niveau du bord de fuite,  $\Pi(\omega) = \psi_{pp}(\omega) l_y(\omega)$ , où  $\psi_{pp}(\omega)$  est le spectre de fluctuation de pression pariétale estimé avec le modèle de [Rozenberg et al., 2012], et  $l_y(\omega)$  la longueur de corrélation transverse calculée par le modèle de Corcos.

L'équation (2.1) est valide pour une pale qui est fixe par rapport à un récepteur. Pour une pale en rotation à la position angulaire  $\Phi$  (figure 2.2), la DSP pour un récepteur en champ lointain à la pulsation  $\omega$  s'écrit [Sinayoko et al., 2013; Tian et Cotté, 2016] :

$$S_{pp}^R(\mathbf{x}_R^E, \omega, \Phi) = \frac{\omega_e}{\omega} S_{pp}^F(\mathbf{x}_R^P, \omega_e, \Phi), \quad (2.2)$$

où  $\omega_e$  est la pulsation acoustique dans le référentiel de la pale tournante,  $\mathbf{x}_R^E$  les coordonnées du récepteur dans le référentiel de l'éolienne, et  $\mathbf{x}_R^P$  les coordonnées du récepteur dans le référentiel de la pale. L'exposant  $R$  réfère au segment de pale en *rotation*. Enfin, l'expression pour le facteur Doppler  $\omega_e/\omega$  est donnée dans [Sinayoko et al., 2013].

Dans ces travaux la rotation de la pale est discrétisée suivant  $N_\Phi = 30$  positions angulaires (résolution  $12^\circ$ ).

### 2.1.3 L'approche *strip theory*

Les éoliennes modernes présentent des pales de grandes tailles et à géométries variables le long de leur axe principal. Pour tenir compte des variations de géométrie de la pale ainsi que du flux d'air incident qui n'est pas uniforme sur le diamètre du rotor, il est courant de calculer le

bruit émis par une pale en utilisant la *strip theory* [Christophe *et al.*, 2009; Rozenberg *et al.*, 2010; Sinayoko *et al.*, 2013]. Cette méthode consiste à discrétiser la pale en  $S$  petits segments le long de la direction radiale, comme illustré en figure 2.2. Chaque segment est caractérisé par une longueur de corde  $c_s$  et une envergure  $L_s$ , avec  $s = 1, \dots, S$  où  $s$  est le numéro du segment considéré, de façon à respecter la condition  $L_s/c_s \geq 3$  pour laquelle les équations (2.1) et (2.2) sont valables. Les émissions sonores provenant des différents segments sont alors supposées décorrélées, ce qui permet de sommer énergétiquement au niveau du récepteur les contributions sonores de chaque segment de pale. Il convient de mentionner que cette hypothèse de non corrélation montre ses limites en très basse fréquence, comme décrit dans [Christophe *et al.*, 2009].

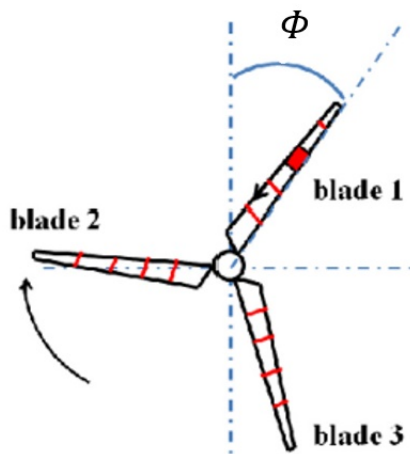


FIGURE 2.2 – Illustration de la *strip theory* où les pales de l'éolienne sont divisées en  $S$  segments le long de la direction radiale. La figure est issue de [Cotté, 2019].

Dans ces travaux, les pales de l'éolienne sont discrétisées en  $S = 8$  segments. La section 2.1.4 suivante présente les caractéristiques acoustiques (spectre, directivité, niveau de puissance) de l'éolienne considérée avec ce modèle d'émission

#### 2.1.4 Caractéristiques acoustiques de l'éolienne modélisée

Afin de définir les caractéristiques acoustiques de l'éolienne modélisée, cette partie présente le spectre, la directivité et le niveau de puissance obtenus grâce au modèle d'émission (section 2.1). Le lecteur pourra se référer à la section 1.2.2 et aux figures 1.4 et 1.5 pour obtenir des éléments de comparaison avec des données expérimentales.

L'éolienne modélisée ici possède une puissance nominale de 2.3 MW et un rotor de diamètre  $D = 93$  m.

La hauteur de mât est  $H_{\text{hub}} = 80$  m et ses trois pales de 45 m de longueur sont décomposées en 8 segments de longueur égales. La vitesse de rotation des pales augmente linéairement de 6 rpm pour une vitesse de vent de  $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  mesurée au niveau de la nacelle, à 16 rpm pour une vitesse de vent de  $12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

## 2.1. MODÈLE D'ÉMISSION ACOUSTIQUE DU BRUIT ÉOLIEN

La figure 2.3 présente le niveau de puissance acoustique *apparent*<sup>1</sup>  $L_W$  (dB re 1 pW) de l'éolienne en tiers d'octave, obtenu avec une vitesse de vent de  $12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  au niveau de la nacelle (pour que l'éolienne fonctionne à sa puissance nominale), et un récepteur positionné à (125, 0, 0) m (au sol dans l'axe de l'éolienne). Le modèle d'émission étant valide en champ libre (pas d'effet de sol) et en condition homogène (pas d'effet atmosphérique), il suffit de compenser l'effet de la divergence géométrique pour obtenir le niveau de puissance acoustique. La position du récepteur est quant à elle choisie pour être dans la même configuration expérimentale que pour une mesure normalisée de puissance acoustique d'éolienne [NF EN 61400-11, 2014] où le récepteur est positionné au sol (pour s'affranchir des effets de sol) à une distance normalisée de  $H_{\text{hub}} + D/2$ . Pour obtenir le niveau de puissance d'une éolienne dans le cadre d'une mesure IEC, les niveaux mesurés sont corrigés par la divergence géométrique et l'absorption atmosphérique, et il est supposé que les autres effets atmosphériques sont négligeables étant donné la faible distance à la source.

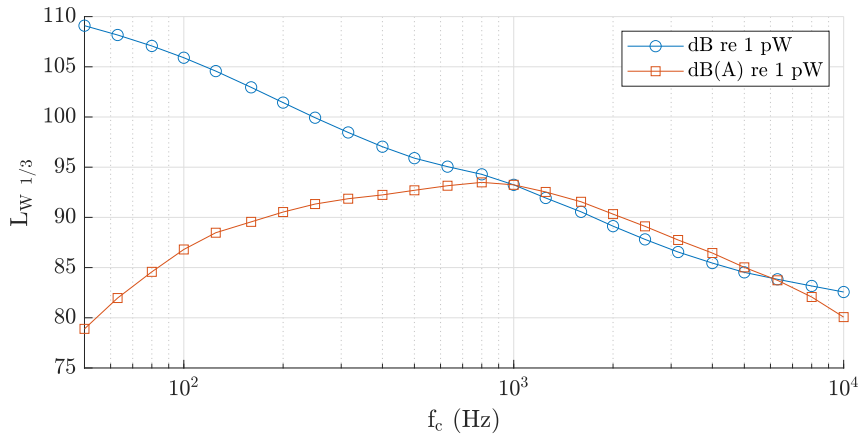


FIGURE 2.3 – Niveau de puissance acoustique apparent de l'éolienne par tiers d'octave, avec et sans pondération A, pour un récepteur positionné à (125, 0, 0) m.

L'allure du spectre est conforme avec ce qui est attendu pour une éolienne moderne, à savoir un contenu en basses fréquences prédominant, et une pente de  $-4 \text{ dB/octave}$ . De plus, en considérant l'intervalle fréquentiel [50 ; 10000] Hz, le niveau de puissance global est  $L_W = 103.5 \text{ dB(A)}$ , ce qui est très proche de la formule empirique de [Møller et Pedersen, 2011] :

$$L_W = 11.0 \text{ dB} \cdot \log(\text{puissance.nominale}/1 \text{ MW}) + 101.1 \text{ dB} \quad (2.3)$$

qui donne  $104.4 \text{ dB(A)}$  pour une éolienne de 2MW.

La figure 2.4 présente la directivité horizontale du niveau de puissance acoustique de l'éolienne : des récepteurs virtuels sont placés tous les  $10^\circ$  autour de l'éolienne, au niveau du sol à 125 m de distance de l'éolienne, et les niveaux sont corrigés pour ne pas prendre en compte la divergence géométrique.

1. Le terme *apparent* signifie que le niveau de puissance est obtenu pour une direction considérée.

La directivité horizontale de l'éolienne modélisée (figure 2.4) se rapproche de celle d'un dipôle avec des niveaux élevés dans la direction du vent et des niveaux plus faibles dans le plan du rotor. Cette observation est cohérente avec celles de la littérature (voir section 1.2.2).

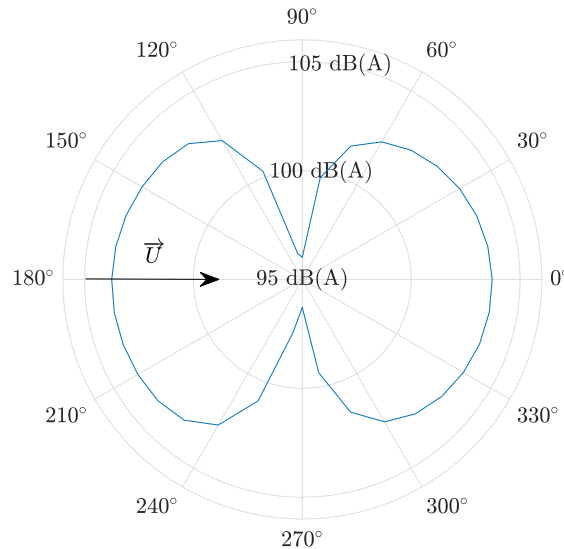


FIGURE 2.4 – Directivité horizontale du niveau de puissance acoustique de l'éolienne, avec pondération A. La direction du vent est indiquée par la flèche noire.

Enfin, la figure 2.5 présente l'évolution du niveau de puissance de l'éolienne en fonction de la vitesse de vent pour un récepteur positionné à (125, 0, 0) m. Un profil vertical de vent d'allure logarithmique est considéré, comme détaillé en section 2.2.6 de ce document. Les résultats sont présentés en fonction de la vitesse de vent à  $z = 10$  m. Il apparaît que le niveau de puissance acoustique de l'éolienne augmente avec la vitesse de vent pour atteindre un plateau lorsque l'éolienne fonctionne à sa puissance nominale. Cette observation est cohérente avec les résultats expérimentaux de la littérature [Bowdler et Leventhall, 2012].

En outre, étant donné que les équations (2.1) et (2.2) présentées ici sont uniquement valides en champ libre dans un milieu homogène au repos, un modèle de propagation acoustique est nécessaire pour considérer les effets de sol et les effets de l'atmosphère sur la propagation acoustique. La méthode de «couplage» entre le modèle d'émission développé à l'ENSTA et le modèle de propagation développé à l'UMRAE est décrite en section 2.1.5 suivante.

### 2.1.5 Couplage des modèles d'émission et de propagation à l'aide de l'approche *Moving Monopole*

L'approche *Moving Monopole* détaillée et validée dans [Cotté, 2019] a été retenue pour faire le lien entre le modèle d'émission basé sur la théorie d'Amiet (section 2.1) et le modèle de propagation acoustique basé sur une méthode de résolution de l'équation parabolique (section 2.2). Avec cette approche, le niveau de pression acoustique SPL à un récepteur, pour un segment de pale  $S$  à une position angulaire  $\Phi$  (figure 2.6), est obtenu en utilisant l'approximation point source

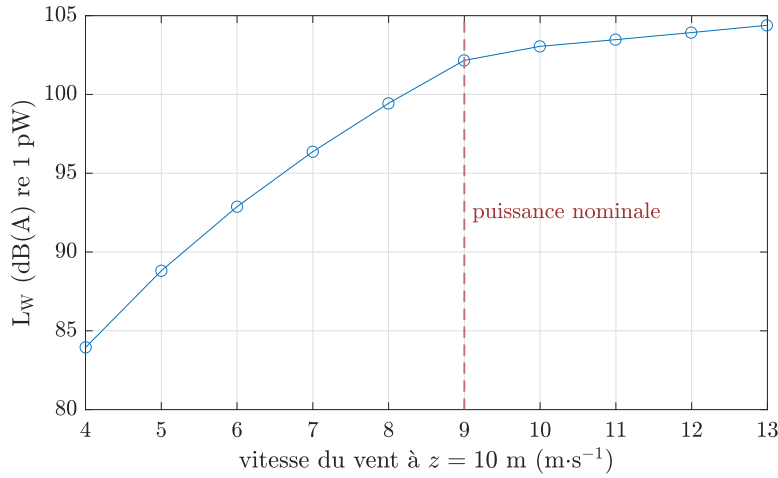


FIGURE 2.5 – Niveau de puissance acoustique apparent de l'éolienne en fonction de la vitesse de vent, pour un récepteur positionné à (125, 0, 0) m.

[Salomons, 2001]. Les calculs sont donc réalisés de manière monochromatique à la pulsation  $\omega$  d'après la formulation suivante :

$$\text{SPL}(\omega, \Phi) = \overbrace{\text{SWL}(\omega, \Phi)}^{\text{émission}} - \underbrace{10 \log(4\pi R_1^2)}_{\text{divergence géométrique}} + \overbrace{\Delta L(\omega, \Phi) - \alpha(\omega)R_1}_{\text{effets de sol et de l'atmosphère}}, \quad (2.4)$$

où  $\text{SWL}(\omega, \Phi)$  est le niveau de puissance qui dépend de l'angle  $\Phi$ ,  $R_1 = \sqrt{x_R^2 + y_S^2 + (z_S - z_R)^2}$  est la distance entre le segment positionné à  $(0, y_S, z_S)$  et un récepteur positionné à  $(x_R, 0, z_R)$ ,  $\Delta L(\omega, \Phi)$  est l'atténuation relative au champ libre, et où  $\alpha(\omega)$  est le coefficient d'absorption atmosphérique exprimé en dB/m [ISO9613-11993, 1993].

Dans cette étude le terme  $\text{SWL}(\omega, \Phi)$  est obtenu d'après le niveau en champ libre calculé avec le modèle d'Amiet décrit précédemment. L'atténuation par rapport au champ libre  $\Delta L(\omega, \Phi)$  peut être calculée en utilisant n'importe quel modèle de propagation capable de prendre en compte les effets de l'atmosphère et les effets de sol. Ces travaux considèrent un modèle de propagation basé sur l'approximation parabolique, comme détaillé en section 2.2. En outre, étant donné que le spectre d'émission est dominé par les basses fréquences (figure 2.3) et que les distances en jeu (de l'ordre du km dans le contexte éolien) impliquent un effet important de l'absorption atmosphérique en hautes fréquences, cette étude se concentre sur l'intervalle fréquentiel [50 ; 1000] Hz. Le nombre de fréquences considérées impacte directement les temps de calcul des analyses de sensibilité et d'incertitude. Ainsi, il a été choisi de conduire les analyses aux 14 fréquences centrales des tiers d'octave de l'intervalle [50 ; 1000] Hz, ce qui semble un bon compromis entre temps de calculs (section 3.1.4) et représentativité des résultats.

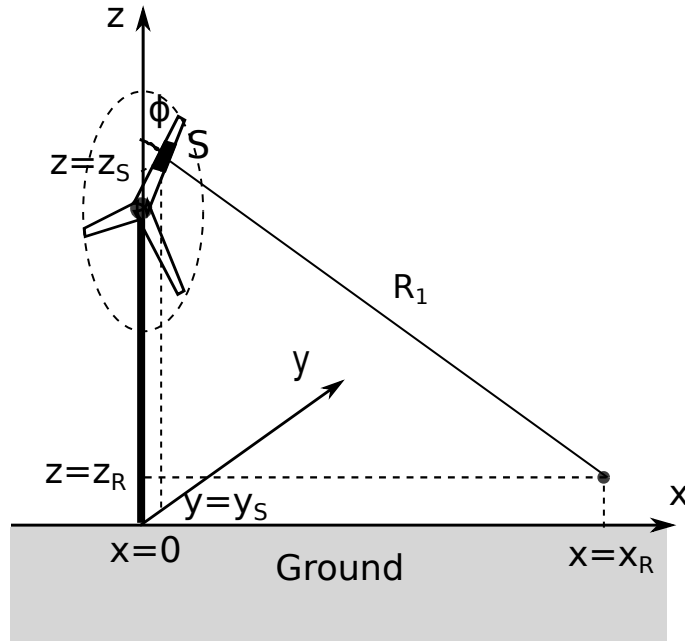


FIGURE 2.6 – Schéma de l'approche *moving monopole* avec une source positionnée à  $(0, y_S, z_S)$  et un récepteur positionné à  $(x_R, 0, z_R)$ .

Pour obtenir le niveau sonore à un récepteur en champ lointain pour une rotation de pale complète (discrétisée en  $N_\Phi = 30$  positions angulaires), les contributions de chacun des  $S = 8$  segments doivent être considérées. Cela implique de réaliser  $S \times N_\Phi = 240$  calculs par fréquences, ce qui représente un coût de calcul trop important. Afin de limiter le nombre de calculs à réaliser, [Cotté, 2019](#) propose de ne faire que quelques calculs d'atténuation en champ libre  $\Delta L(\omega, \Phi)$ , pour un jeu de  $N_h$  hauteurs de sources situées à l'altitude  $H_n$  et dans le plan du rotor :

$$H_n = H_{\min} + n\Delta H, \quad n = 0, \dots, N_h - 1, \quad (2.5)$$

où  $\Delta H$  est le pas entre les hauteurs, donné par

$$\Delta H = \frac{H_{\max} - H_{\min}}{N_h - 1}, \quad (2.6)$$

et où  $H_{\min}$  et  $H_{\max}$  sont respectivement la hauteur minimale et la hauteur maximale à considérer. L'atténuation  $\Delta L(\omega, \Phi)$  est ensuite obtenue en utilisant une interpolation où la hauteur de source réelle est ramenée à une hauteur de source fictive  $H_n$  par la méthode des plus proches voisins, comme illustré en figure [2.7](#). Finalement, les  $N_h$  points fixes sont ramenés en  $y = 0$ . Ainsi, la différence maximale entre la position fictive de la source et la position exacte de la source est de  $\Delta H/2$ . Il est important de rappeler que ces positions fictives sont seulement utilisées pour calculer l'atténuation  $\Delta L(\omega, \Phi)$ , étant donné que les termes  $\text{SWL}(\omega, \Phi)$  et  $R_1$  de l'équation [\(2.4\)](#) sont calculés à partir de la position exacte de la source.



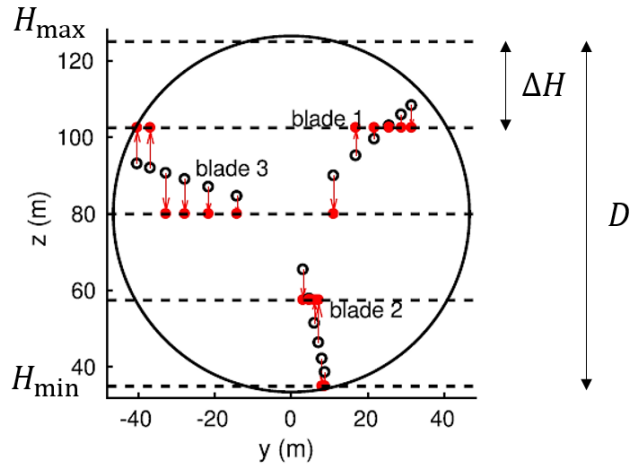


FIGURE 2.7 – Positions exactes ( $\circ$ ) et fictives ( $\bullet$ ) des hauteurs de source distribuées le long des pales, pour la position angulaire  $\Phi = 48^\circ$ , avec  $S = 6$  segments et  $N_h = 5$  hauteurs de source fictives représentées par les lignes en pointillé ( $\Delta H = 22.5m$ ). La figure est issue de [Cotté, 2019](#)

Cette approximation impacte donc uniquement les effets propagatifs qui sont les plus coûteux en temps de calcul dans notre cas. Un test de convergence a été réalisé dans [Cotté, 2019](#) où il a été montré qu'un jeu de  $N_h = 7$  hauteurs de source montrait des résultats (spectre, directivité, modulation d'amplitude) très satisfaisants au regard de ceux donnés par une solution analytique.

Cette étude considère un jeu de  $N_h = 7$  hauteurs de source fixes situées en  $x = y = 0$  pour le calcul du terme  $\Delta L$ , ce qui permet de diminuer au maximum l'erreur numérique tout en gardant un coût de calcul raisonnable. La section [2.2](#) présente le modèle de propagation utilisé dans ces travaux.

## 2.2 Modèle de propagation acoustique basé sur l'approximation de l'équation d'onde par une équation parabolique

Cette partie présente le modèle de propagation acoustique utilisé dans ces travaux. Il est basé sur une méthode de résolution numérique de l'équation parabolique grand angle (WAPE), développée à l'Université Gustave Eiffel (ex Ifsttar/ex LCPC) depuis les années 90 pour être adapté à des problématiques d'acoustique environnementale.

### 2.2.1 Introduction

La méthode de résolution numérique de l'équation parabolique a premièrement été introduite pour traiter des problèmes de propagation d'ondes électromagnétiques [Leontovitch et Fock, 1946], et a ensuite été employée dans divers domaines de la physique, notamment en acoustique sous-marine [Claerbout, 1976; Tappert, 1977; Lee et Papadakis, 1980; Collins, 1989]. Son application au milieu aérien est plus récente [White et Gilbert, 1989; West *et al.*, 1992], où elle est depuis largement utilisée pour résoudre des problèmes de propagation acoustique dans l'atmosphère, par exemple [Chevret *et al.*, 1996; Salomons, 2001; Lihoreau *et al.*, 2006; Cheinet, 2012; Wilson *et al.*, 2014]. L'approximation parabolique est une puissante méthode numérique qui permet de décrire la propagation du son en milieu hétérogène, en présence d'un sol dont les propriétés acoustiques peuvent varier avec la distance. La résolution de l'équation s'effectue à chaque pas spatial en 2D, de la source vers le récepteur, à partir d'un champ initial créé par un monopole. En outre, des effets de diffusion par l'atmosphère (turbulence atmosphérique) et par le sol (rugosité du terrain) peuvent être pris en compte. Une couche absorbante est appliquée sur la surface supérieure du domaine afin d'éviter toutes réflexions parasites (cf. figure 2.8). Tous ces éléments rendent cette méthode particulièrement adaptée à la propagation acoustique à longue distance tel que c'est le cas pour le bruit éolien. En revanche, même si la puissance de calcul fournie par les ordinateurs actuels ne cesse d'augmenter, les temps de calculs mis en jeu et les capacités mémoire nécessaires rendent ce modèle mal adapté à des problématiques qui dépassent le cadre de la recherche en laboratoire.

### 2.2.2 Équation parabolique grand angle (WAPE)

L'équation parabolique grande angle (*wide angle parabolic equation*) s'obtient à partir de l'équation d'Helmholtz en régime harmonique, qui s'écrit en coordonnées cartésiennes :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2(x, y, z) \right) p_c(x, y, z) = 0 \quad (2.7)$$

avec  $p_c$  la pression acoustique complexe,  $k(x, y, z) = \omega/c(x, y, z)$  le nombre d'onde dépendant de  $x$ ,  $y$  et  $z$  par le profil de célérité du son  $c(x, y, z)$  traduisant l'hétérogénéité spatiale du milieu de propagation, et  $\omega = 2\pi f$  la pulsation. Afin d'obtenir la forme parabolique, l'hypothèse d'axisymétrie suivant  $y$  est réalisée, ce qui permet de supposer le champ indépendant de  $y$  et de

## 2.2. MODÈLE DE PROPAGATION ACOUSTIQUE BASÉ SUR L'APPROXIMATION DE L'ÉQUATION D'ONDE PAR UNE ÉQUATION PARABOLIQUE

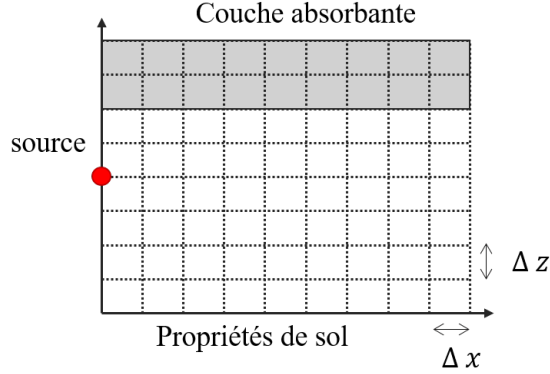


FIGURE 2.8 – Maillage numérique du plan  $(x, z)$  utilisé par la méthode équation parabolique, avec un pas spatial horizontal  $\Delta x$  et un pas spatial vertical  $\Delta z$ . La source acoustique est représentée par le rond rouge, et la couche absorbante par la zone grisée en haut du domaine.

se ramener ainsi à un problème 2D. En introduisant la variable  $q_c = p_c \sqrt{x}$  on obtient :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) q_c = 0. \quad (2.8)$$

L'indice de réfraction est supposé faiblement variable avec la distance, de telle sorte que les variations de  $k$  en fonction de  $x$  soient négligeables sur un pas de calcul. Le nombre d'onde  $k$  est alors uniquement dépendant de  $z$ . En introduisant l'opérateur  $\mathcal{Q}^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2(z)$  traduisant la dépendance en  $z$ , et en factorisant l'équation (2.8), on obtient :

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} + i\mathcal{Q} \right) \left( \frac{\partial}{\partial x} - i\mathcal{Q} \right) q_c = 0 \quad (2.9)$$

où les deux premiers facteurs représentent respectivement la propagation dans la direction des  $x$  décroissants et la propagation dans la direction des  $x$  croissants. En utilisant la notation  $\delta = \pm 1$ , l'équation (2.9) s'écrit :

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} - i\delta\mathcal{Q} \right) q_\delta = 0. \quad (2.10)$$

Une solution de la forme  $q_\delta = \phi_\delta(x, z) e^{i(\delta k_0 x)}$  est alors choisie pour faciliter la résolution numérique de cette équation parabolique. Le terme exponentiel représente l'onde source harmonique qui peut être considérée comme une onde «porteuse» fluctuant rapidement. Le terme  $\phi_\delta$  est une enveloppe variant lentement dans l'espace, et qui module la porteuse. Enfin le nombre d'onde porteuse est choisi suivant une direction de propagation privilégiée, en général proche du nombre d'onde horizontal, soit  $k_0 = \omega/\bar{c}$  où  $\bar{c}$  est la vitesse moyenne du son dans cette direction. La figure 2.9 représente visuellement les éléments de la solution  $q_\delta$  choisie. En introduisant la solution  $q_\delta$  dans l'équation (2.10), il vient l'expression de l'équation parabolique grand angle (WAPE) :

$$\frac{\partial \phi_\delta}{\partial x} = i\delta(\mathcal{Q} - 1)\phi_\delta. \quad (2.11)$$

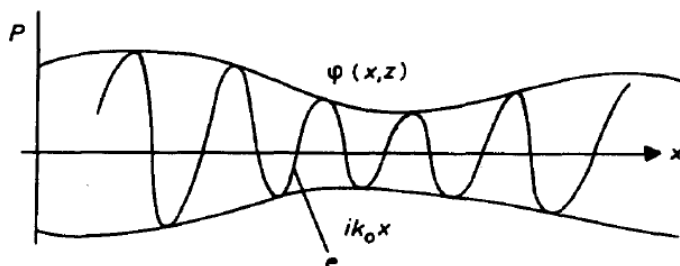


FIGURE 2.9 – Schéma illustrant la contribution des termes de la solution  $q_\delta = \phi_\delta(x, z) e^{i(\delta k_0 x)}$ . La figure est issue de [West et al., 1992](#).

Une bonne approximation de l'opérateur différentiel  $\mathcal{Q}$  peut être obtenue à partir de développements en série, *e.g.* séries binomiales, développement en fraction rationnelles du type Padé(m,n). Il convient de mentionner que les différentes approximations de l'opérateur  $\mathcal{Q}$  fournies par la littérature conduisent à différents schémas numériques, à différentes limitations angulaires pour la source, et à différentes formulations de l'équation parabolique, chacune présentant leurs propres avantages et inconvénients. Le modèle de résolution numérique de l'équation parabolique développé à l'UMRAE considère un développement Padé(2,2) en s'inspirant de [Collins 1993](#); [Chevret et al., 1996](#), qui permet d'obtenir un angle d'ouverture de validité plus grand ( $45^\circ$ ), d'où l'appellation *wide angle*, qu'avec un développement Padé(1,1) ( $36^\circ$ ) ou Taylor<sub>1</sub> ( $10^\circ$ ). Afin de résoudre l'équation WAPE [\(2.11\)](#), il est nécessaire d'employer un schéma numérique à l'aide de techniques de différences finies et d'inversion de matrices à chaque pas spatial. Cette méthode est donc une méthode itérative autorisant les modifications d'impédance de sol et de profil de célérité effective à chaque pas d'avancement selon  $x$ , souvent choisi en  $\lambda/10$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde acoustique, ce qui permet un bon compromis entre précision et rapidité de calcul.

Dans ces travaux, nous considérerons un pas spatial plus fin, défini en  $\lambda/20$  afin de limiter au maximum les erreurs liées au maillage numérique, et donc l'incertitude induite par la méthode numérique. Le lecteur intéressé par les détails du schéma numérique pourra se référer aux publications et ouvrages suivant : [West et al., 1992](#); [Lee et al., 2000](#); [Salomons, 2001](#); [Bérengier et al., 2003](#).

### 2.2.3 Condition aux limites au niveau du sol

L'influence des propriétés du sol traduisant les effets sur la propagation acoustique (cf. section [1.3.1](#)) est décrite par la condition limite inférieure du domaine en  $z = 0$  pour la pression acoustique :

$$p(x, 0) = Z_s v_n(x, 0), \quad (2.12)$$

$Z_s$  étant l'impédance acoustique de surface et  $v_n$  la composante de la vitesse *normale* à la frontière.

## 2.2. MODÈLE DE PROPAGATION ACOUSTIQUE BASÉ SUR L'APPROXIMATION DE L'ÉQUATION D'ONDE PAR UNE ÉQUATION PARABOLIQUE

---

L'équation d'Euler s'écrit à la frontière :

$$\frac{\partial p}{\partial n} = i\omega\rho_s v_n. \quad (2.13)$$

où  $\rho_s$  est la densité de l'air juste au dessus du sol. Comme précédemment, la pression est exprimée comme le produit d'une onde porteuse  $e^{i(\delta k_0 x)}$  et d'une fonction enveloppe  $\phi_\delta(x, z)$ . De plus, on définit l'admittance normalisée par la relation  $\beta_n = \rho_s c / Z_s = 1 / Z_n$ . La condition limite sur la frontière (sol) s'écrit alors :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z}(z = 0) + ik_0 \beta_n \phi(z = 0) = 0. \quad (2.14)$$

Dans le cadre d'un modèle à équation parabolique, les modèles d'impédance de sol disponibles dans la littérature ne prennent en compte que les effets qui traduisent l'absorption acoustique du sol. Une implémentation spécifique a été réalisée afin de tenir compte également de la rugosité moyenne du sol, au travers d'une admittance effective  $\beta_{\text{eff}}$  [Kayser *et al.*, 2019a], en s'inspirant de travaux initialement menés en électromagnétisme [Bass et Fuks, 1979], puis en acoustique environnementale au sein de l'UMRAE par [Faure, 2014]. L'admittance effective  $\beta_{\text{eff}}$  permet, en plus de prendre en compte les effets d'absorption, de considérer l'effet moyen de la rugosité de sol sur la propagation acoustique. Sa formulation peut être vue comme une correction additive à l'admittance acoustique normalisée  $\beta$  de la surface :

$$\beta_{\text{eff}} = \beta_n + \beta_{\text{rough}} = \frac{1}{Z_n} + \beta_{\text{rough}} \quad (2.15)$$

où  $\beta_{\text{rough}}$  représente l'effet moyen de la rugosité de surface sur la propagation acoustique. Dans ces travaux, l'impédance normalisée  $Z_n$  est décrite par le modèle de Miki [Miki, 1990] :

$$\frac{Z_n}{Z_0} = 1 + 6.17 \left( \frac{\rho_0 f}{a_{\text{fr}}} \right)^{-0.632} + i9.44 \left( \frac{\rho_0 f}{a_{\text{fr}}} \right)^{-0.632}, \quad (2.16)$$

$$\frac{k}{k_0} = 1 + 8.73 \left( \frac{\rho_0 f}{a_{\text{fr}}} \right)^{-0.618} + i12.76 \left( \frac{\rho_0 f}{a_{\text{fr}}} \right)^{-0.618}, \quad (2.17)$$

où  $Z_0 = \rho_0 c_0$  est l'impédance spécifique de l'air,  $\rho_0$  la densité de l'air,  $c_0$  la vitesse du son dans l'air,  $k_0 = \omega / c_0$  le nombre d'onde dans l'air,  $k$  le nombre d'onde du sol,  $\omega = 2\pi f$  la pulsation, et  $a_{\text{fr}}$  la résistivité du sol ( $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ). Il a été montré que ce modèle possède un intervalle fréquentiel de validité défini par :  $f > 0.01 a_{\text{fr}} / \rho_0$  [Kirby, 2014]. En dehors de cet intervalle, le modèle peut simuler des valeurs négatives pour la partie réelle de l'impédance normalisée, ce qui n'est pas physiquement admissible. Dans cette étude, la validité du modèle de Miki est vérifiée ( $a_{\text{fr}} \leq 5000 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$  et  $f \in [50; 1000] \text{ Hz}$ , cf. section 2.1.5).

La formulation de l'admittance  $\beta_{\text{rough}}$  proposée par [Brelet et Bourlier, 2008b] est utilisée dans le modèle. Elle est obtenue par la méthode des petites perturbations [Thorsos et Jackson, 1989]. Cette formulation correspond à une surface rugueuse 2D avec une rugosité peu importante et faiblement variable, valide suivant les conditions  $|k_0 \zeta \cos \theta_i| < 1$  et  $|\partial \zeta / \partial x| < 1$  (vérifiées ici), où  $\zeta$  (m) est le profil des hauteurs de rugosité du sol, et  $\theta_i$  l'angle entre l'onde incidente et la

normale perpendiculaire au sol. L'expression de  $\beta_{\text{rough}}$  est donnée par [Brelet et Bourlier, 2008a](#) [Bourlier et al., 2013](#) :

$$\beta_{\text{rough}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\kappa'}{k_0 k_z(\kappa')} (k_0^2 - \kappa \kappa') W(\kappa - \kappa') \quad (2.18)$$

où  $\kappa = k_0 \sin \theta_i$  est la composante en  $x$  du nombre d'onde,  $k_z(\kappa) = \sqrt{k_0^2 - \kappa^2}$ , et  $W$  le spectre de rugosité du sol. Ce spectre de rugosité est défini comme la transformation de Fourier de l'autocorrélation du profil des hauteurs de rugosité  $\zeta$  (voir figure [2.10](#)). En faisant l'hypothèse que la densité de probabilité des hauteurs de rugosité suit une loi de distribution *normale*,  $W$  est défini comme suit [Bourlier et al., 2013](#) :

$$W(k) = \frac{\sigma_h^2 l_c}{2\sqrt{\pi}} e^{-\frac{k^2 l_c^2}{4}} \quad (2.19)$$

où  $\sigma_h$  (m) est l'écart type de la distribution des hauteurs de rugosité, et  $l_c$  (m) la longueur de corrélation des variations horizontales de la rugosité de sol. Cette hypothèse de spectre Gaussien permet de définir assez simplement la rugosité du sol à partir de ces deux paramètres statistiques  $\sigma_h$  et  $l_c$ . La figure [2.10](#) présente un exemple de profil de sol rugueux et son spectre de rugosité associé.

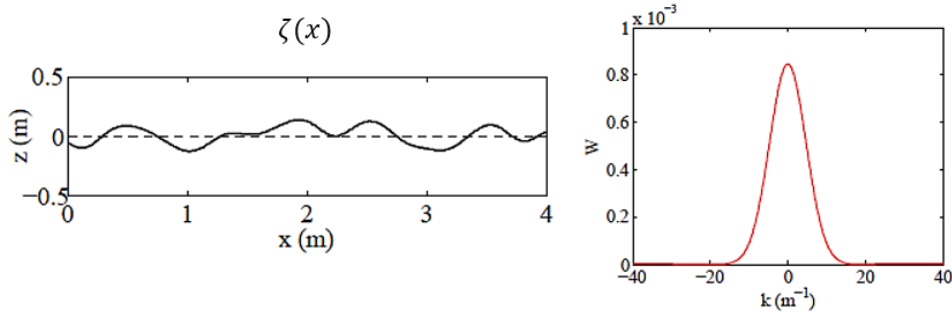


FIGURE 2.10 – Exemple de profil des hauteurs de rugosité de sol  $\zeta$ , obtenu pour un spectre de rugosité gaussien  $W$  avec  $\sigma_h = 0.1$  m et  $l_c = 0.3$  m. La figure est issue de [Faure 2014](#).

D'après [Brelet et Bourlier, 2008b](#), l'intégrale [\(2.18\)](#) peut être exprimée sous la forme  $\beta_{\text{rough}}(\kappa) = a(\kappa) + ib(\kappa)$  avec :

$$a = \sum_{s=\pm 1} \int_0^{\sqrt{k_0}} \frac{[k_0^2 + s\kappa(k_0 - u^2)]^2}{k_0 \sqrt{-u^2 + 2k_0}} \times W(\kappa + s[k_0 - u^2]) du \quad (2.20)$$

$$b = - \sum_{s=\pm 1} \int_0^{+\infty} \frac{[k_0^2 + s\kappa \sqrt{k_0^2 + u^2}]^2}{k_0 \sqrt{k_0^2 + u^2}} \times W\left(\kappa + s\sqrt{k_0^2 + u^2}\right) du, \quad (2.21)$$

ce qui permet de facilement intégrer numériquement la formulation d'admittance effective.

## 2.2. MODÈLE DE PROPAGATION ACOUSTIQUE BASÉ SUR L'APPROXIMATION DE L'ÉQUATION D'ONDE PAR UNE ÉQUATION PARABOLIQUE

---

La validation de cette intégration dans le modèle de propagation «équation parabolique» a été effectuée dans [Kayser *et al.*, 2019a]. L'annexe A détaille ce point.

L'utilisateur du modèle de propagation a ainsi la possibilité de modifier 3 paramètres pour ajuster les effets de sol (section 1.3.1), à savoir la résistivité du sol  $a_{fr}$  ( $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ) qui traduit les effets d'absorption acoustique, et les deux paramètres de rugosité de sol  $\sigma_h$  (m) et  $l_c$  (m). L'influence de ces 3 paramètres sera étudiée dans l'analyse de sensibilité présentée en section 2.3

### 2.2.4 Condition aux limites supérieures du maillage

Le maillage numérique possède une hauteur finie  $z_m$  qui est renseignée par l'utilisateur. Cette troncature du domaine risque d'introduire des réflexions parasites non physiques (repliements), qu'il convient d'atténuer artificiellement à l'aide d'une zone tampon. Une condition aux limites absorbante est alors introduite à la limite supérieure du domaine, de façon à rendre le champ acoustique négligeable à l'intérieur d'une zone tampon au sommet du maillage. Cette atténuation peut être réalisée de 3 façons différentes [Gauvreau 1999] :

- un nombre imaginaire  $i\alpha$  peut être ajouté au nombre d'onde  $k$  à partir d'une hauteur  $z_a$ . A l'intérieur de la couche absorbante  $z \geq z_a$  il vient :

$$k = k(z) + i\alpha(z) \quad (2.22)$$

avec :

$$\alpha = A(z) \left( \frac{z - z_a}{z_m - z_a} \right)^2, \quad (2.23)$$

où  $A$  est une constante prise entre 0.2 et 1 en fonction de la fréquence considérée. Cette méthode est par exemple utilisée dans [Di et Gilbert, 1992] [Salomons, 2001].

- Une autre approche consiste à utiliser une condition aux limites non réfléchive à la frontière supérieure, appelée «Condition d'Impédance Limite Généralisée» [Robertson *et al.*, 1995] [Robertson, 1999]. C'est une condition de non radiation exprimée à la frontière  $z_a$  :

$$\phi(x, z_a) = \frac{e^{-i\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^x \frac{\phi(\xi, z_a)}{\sqrt{x - \xi}} d\xi. \quad (2.24)$$

- Une troisième approche, qui est celle utilisée dans ces travaux, consiste à introduire un amortissement progressif artificiel numérique à partir de l'altitude  $z_a$  suivant la relation :

$$\phi(x, z) = \phi(x, z_a) \exp \left( - \left( \frac{z - z_a}{a(z_m - z_a)} \right)^2 \right), \quad (2.25)$$

où  $z_m$  est la hauteur au sommet du maillage et  $z_a$  la hauteur où commence l'amortissement. Les paramètres  $a$  et  $z_a$  sont à évaluer empiriquement de façon à obtenir une atténuation

satisfaisante. Dans ces travaux,  $a = 10$  et  $z_a = 0.8z_m$ ; l'atténuation commence ainsi à partir de 80% de la hauteur totale du domaine.

### 2.2.5 Le champ de pression acoustique initial

Le calcul du champ de pression acoustique est initialisé en  $x = 0$  par un champ initial  $\phi(0, z)$ . L'expression exacte du champ  $q(x, z)$  généré par un monopole en atmosphère homogène libre est :

$$q(x, z) = \frac{e^{ikr}}{r} \sqrt{x}, \quad (2.26)$$

où  $r$  est la distance à la source. Cependant, cette expression ne peut pas être utilisée pour le champ initial car elle diverge en  $x = 0$ , et car elle n'est pas compatible avec la limitation angulaire induite par l'approximation choisie pour l'opérateur  $\mathcal{Q}$  (section 2.2.2), ce qui génère des erreurs numériques. Il est toutefois possible de représenter une source monopole en choisissant une solution analytique qui correspond à la solution correcte en champ lointain, dont le développement est détaillé dans Salomons [2001] :

$$\phi(0, z) = \sqrt{ik_0} e^{-\frac{1}{2}k_0^2(z-z_s)^2}. \quad (2.27)$$

Cette formulation correspond à un champ initial gaussien centré en  $z = z_s$ , où  $z_s$  est la hauteur de la source à  $\Delta z$  près (discrétisation spatiale qui dépend de  $\lambda$ ), et donne une bonne approximation d'une source sphérique sous la contrainte de la limitation angulaire West et al. [1992]. C'est cette formulation qui est utilisée dans ces travaux.

N.B : Avant d'utiliser la méthode *Moving Monopole* (section 2.1.5), la technique de back-propagation a été investiguée afin de remplacer le champ initial *gaussien* du modèle PE par un champ davantage représentatif de la source éolienne. Cette technique consiste à rétro-propager un champ de pression acoustique (déterminé avec la théorie d'Amiet par exemple) de la distance  $x = x_{ini}$  à  $x = 0$  en prenant  $\delta = -1$  dans l'équation (2.11). Ensuite, une fois le champ initial obtenu en  $x = 0$ , la technique consiste à propager classiquement le champ de pression à l'aide de la formulation «classique» de l'équation parabolique avec  $\delta = +1$ . Cette méthode n'a pas donné de résultats satisfaisants pour notre application, et n'a donc pas été retenue (voir annexe B)

### 2.2.6 Prise en compte des effets de l'atmosphère

Les effets de l'atmosphère sur la propagation acoustique (cf. section 1.3.2) sont pris en compte au travers du nombre d'onde  $k$  qui dépend du profil de célérité du son.

Le modèle considère un milieu de propagation hétérogène, modélisé à l'aide de la notion de célérité *effective* :  $c_{\text{eff}} = c + U$ , où  $U$  est la vitesse moyenne du vent le long de la direction de propagation, et  $c$  la célérité locale du son. Dans ces travaux, le sol présente une certaine rugosité (relief à micro-échelle), mais la topographie moyenne du domaine (relief à macro-échelle)



## 2.2. MODÈLE DE PROPAGATION ACOUSTIQUE BASÉ SUR L'APPROXIMATION DE L'ÉQUATION D'ONDE PAR UNE ÉQUATION PARABOLIQUE

---

est considérée plate. Ainsi, il est fait l'hypothèse que les gradients verticaux de vent et de température ne varient pas suivant la direction  $x$  (*range dependent*). Le profil vertical moyen de la célérité effective ne dépend alors que de  $z$  et est défini comme suit :

$$\langle c_{\text{eff}}(z) \rangle = \sqrt{\gamma R \langle T(z) \rangle} + \langle U(z) \rangle \cos \theta, \quad (2.28)$$

où  $\gamma = 1.4$  est le rapport des chaleurs spécifiques,  $R$  est la constante spécifique de l'air,  $\theta$  est l'angle *orienté* entre la direction moyenne du vent et la direction de propagation acoustique prise comme base de projection (le terme  $\cos \theta$  traduit ainsi la projection de la direction du vent sur la direction de propagation acoustique), et  $U(z)$  et  $T(z)$  représentent respectivement les profils verticaux de vitesse du vent et de température de l'air. Ces profils météorologiques sont généralement exprimés comme une somme d'une composante moyenne (symbole  $\langle \rangle$ ), et d'une composante stochastique (symbole  $'$  qui traduit les effets de turbulence atmosphérique) :

$$U(z) = \langle U(z) \rangle + U'(z), \quad (2.29)$$

$$T(z) = \langle T(z) \rangle + T'(z). \quad (2.30)$$

Les formes de ces profils météorologiques peuvent être déterminées par différentes techniques, comme la loi de similitude de Monin-Obukhov [Monin et Obukhov, 1954], ou des lois simples telles qu'une loi de puissance ou une loi logarithmique par exemple. Dans ces travaux, les profils météorologiques sont définis avec une forme logarithmique :

$$\langle U(z) \rangle = a_u \ln \left( \frac{z-d}{z_0} \right), \quad (2.31)$$

$$\langle T(z) \rangle = T_0 + a_T \ln \left( \frac{z-d}{z_0} \right), \quad (2.32)$$

où  $T_0$  est la température atmosphérique de surface,  $a_u$  ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et  $a_T$  ( $\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$ ) sont des coefficients qui déterminent la forme des profils [Gauvreau, 2013],  $d = 0.66h_v$  est la hauteur de déplacement qui traduit l'influence de la hauteur de végétation  $h_v$  (m) sur la forme des profils météorologiques (plus la hauteur de végétation est importante et plus les profils se décalent vers le haut), et  $z_0 = 0.13h_v$  est la hauteur de rugosité aérodynamique des profils météorologiques [Brutsaert, 1982].

En faisant cette hypothèse de profils verticaux moyens de type logarithmique, et en faisant un développement limité d'ordre 2, le gradient vertical de célérité effective s'écrit :

$$\frac{\partial \langle c_{\text{eff}}(z) \rangle}{\partial z} \approx \frac{1}{2} \frac{\gamma R}{c_0} \frac{a_T}{z} + \frac{a_u}{z} \cos \theta = \frac{1}{z} (a_{Tp} + a_{up}), \quad (2.33)$$

ce qui permet de distinguer les contributions relatives des effets de réfraction *via* la température ( $\alpha_T$ ) et *via* le vent ( $\alpha_u$ ), tels que :

$$\alpha_T = \frac{1}{2} \frac{\gamma R}{c_0} a_T \quad (2.34)$$

$$\alpha_u = a_u \cos \theta \quad (2.35)$$

Cette distinction des effets aérodynamique et thermique sur la propagation acoustique permettra une comparaison plus directe des sensibilités des paramètres lors de l'analyse de sensibilité présentée en section [2.3](#).

Les effets de la turbulence atmosphérique sur la propagation acoustique peuvent être simulés à l'aide de la technique des modes de Fourier aléatoires [Kraichnan, 1970](#). Cette technique a notamment été développée à l'École Centrale de Lyon pour une turbulence cinématique [Karweit et al., 1991](#) et thermique [Hugon-Jeannin, 1992](#); [Juvé et al., 1992](#); [Chevret et al., 1996](#). Cette méthode fait l'hypothèse d'une turbulence *gelée* en temps, dont les fluctuations en un point de l'espace peuvent être représentées par une somme discrète de modes de Fourier définis par leur amplitude et leur phase. Il est ensuite nécessaire de moyenniser sur plusieurs itérations du champ d'indice afin d'obtenir un effet moyen de la turbulence. Bien que cette technique soit efficace, elle augmente considérablement les temps de calcul, ce qui la rend inutilisable dans le cadre de ces travaux d'analyses de sensibilité et d'incertitude, pour lesquels un nombre important de simulations est requis. Comme expliqué en section [2.3.3](#) ci-après, il a été choisi de concentrer l'analyse sur des conditions favorables à la propagation, où l'effet de la turbulence atmosphérique peut être négligé [Daigle, 1979](#). Il convient de noter que centrer l'étude sur les conditions favorables à la propagation ne diminue pas la valeur pratique des conclusions, car les conditions favorables sont généralement celles entraînant des niveaux sonores les plus élevés, et donc où les enjeux en terme de gêne sonore sont les plus importants pour le voisinage.

Enfin, l'effet de l'absorption atmosphérique (section [1.3.2.4](#)) est pris en compte conformément à la norme [ISO9613-11993, 1993](#), qui dépend de la température de l'air  $T$  (K), de la pression atmosphérique  $p_{\text{atm}}$  (Pa) et de l'humidité relative de l'air  $h_r$  (%).

Les effets de l'atmosphère sont ainsi pris en compte à travers 6 paramètres : la température atmosphérique de surface  $T_0$  (°C), l'hygrométrie de l'air  $h_r$  (%), le coefficient du gradient thermique  $a_T$  ( $\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$ ), le coefficient du gradient aérodynamique  $a_u$  ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ), la hauteur de végétation  $h_v$  (m) et l'angle  $\theta$  (°) entre la direction du vent et la direction source-récepteur. Ces paramètres sont donc considérés dans l'analyse de sensibilité présentée ci-après.

## 2.3 Analyse de sensibilité par criblage

Les méthodes de criblage («*screening*») sont couramment utilisées pour explorer rapidement le comportement d'un modèle coûteux en temps de calcul. Elles s'appuient sur une discrétisation du domaine  $\Omega$  des entrées du modèle selon une grille régulière, et reposent sur l'hypothèse de non-corrélation entre les facteurs d'entrée. De ce fait, les méthodes de criblage sont des méthodes déterministes qui n'utilisent pas de lois de probabilités sur les entrées (fonction de distribution uniforme). Bien que le criblage permette d'identifier les paramètres d'entrée les plus influents, de quantifier leurs effets principaux et les effets non linéaires, il ne constitue donc qu'une première étape dans l'analyse d'un modèle. Les méthodes de criblage interviennent ainsi en premier lieu pour déterminer les paramètres dont il faut étudier l'influence plus en détail, et ceux dont l'effet sur la sortie du modèle semble négligeable. Les paramètres identifiés comme étant trop peu influents peuvent alors être fixés à une valeur nominale afin de réduire la taille du domaine  $\Omega$ , et ainsi réduire les temps de calcul pour les futures analyses d'incertitude.

L'analyse de sensibilité du modèle total, qui considère une source éolienne à l'aide de la théorie d'Amiet (section 2.1.2) couplée *via* l'approche *Moving Monopole* (section 2.1.5) au modèle de propagation acoustique par équation parabolique (section 2.2.2), est présentée dans cette partie. Dans la suite du manuscrit, le terme *modèle* réfère au modèle total (émission + propagation). La technique d'analyse de sensibilité utilisée est une méthode de criblage de type Morris (cf. section 2.3.1) décrite ci-après.

### 2.3.1 La méthode de Morris

La méthode de Morris [Morris, 1991] est largement utilisée pour étudier la sensibilité des modèles dont les entrées sont nombreuses (plusieurs dizaines voire plusieurs centaines) car elle présente un coût de calcul raisonnable. L'échantillonnage de l'espace  $\Omega$  est effectué suivant une grille multidimensionnelle où chaque paramètre est discrétisé en  $\epsilon$  niveaux réguliers. L'exploration de  $\Omega$  ne privilégie aucune zone, la distribution des points échantillonnés suit donc une loi uniforme. Les calculs sont ensuite effectués suivant des trajectoires aléatoires sur les nœuds de cette grille (figure 2.11). Durant une trajectoire, un seul paramètre varie, ce qui implique que la méthode de Morris est une méthode «un par un» ou *One At a Time* (OAT). L'ingéniosité de cette méthode est qu'elle répète plusieurs fois un plan OAT, et ce aléatoirement dans l'espace des entrées : le point de départ de l'expérience OAT est tiré aléatoirement, ainsi que la suite des directions pour lesquelles on évalue séquentiellement les nouvelles expériences. La méthode de Morris dépasse ainsi les hypothèses limitatrices des plans OAT classiques, tout en gardant un nombre de simulations  $r(m+1)$  qui augmente linéairement avec le nombre  $m$  de paramètres d'entrée, où  $r$  est le nombre de trajectoires, généralement compris entre 5 et 10 [Saltelli *et al.*, 2008; Faivre *et al.*, 2013]. L'analyse des résultats est basée sur l'étude des effets sur la sortie des variations des paramètres au cours des trajectoires.

La sensibilité du modèle aux paramètres est estimée à l'aide d'indices de sensibilité relativement simples à interpréter. Ils sont basés sur la notion d'effet élémentaires  $E_j^{(i)}$  entre deux

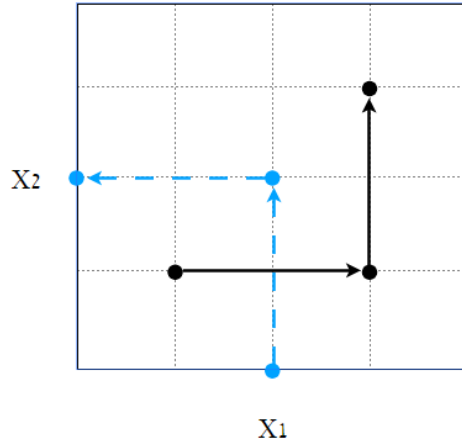


FIGURE 2.11 – Illustration en 2D de la méthode de Morris avec  $r = 2$  trajectoires représentées par les flèches, et  $m = 2$  paramètres  $X_1$  et  $X_2$ . Les intervalles de variation des paramètres sont discrétisés en  $\epsilon = 5$  niveaux et les calculs sont représentés par les  $r(m + 1) = 6$  points.

calculs successifs, où  $i$  ( $i = 1 \dots r$ ) représente l'indice des trajectoires, et  $j$  l'indice du paramètre d'entrée  $X_j$ . L'effet élémentaire est défini par :

$$E_j^{(i)} = \frac{\mathcal{M}(\mathbf{X}^{(a)}) - \mathcal{M}(\mathbf{X}^{(a+1)})}{\Delta} \quad (2.36)$$

où  $\mathcal{M}$  représente la fonction du modèle, où  $\mathbf{X}^{(a)}$  et  $\mathbf{X}^{(a+1)}$  sont deux échantillons de la trajectoire  $i$  ayant une valeur différente suivant le paramètre  $j$ , et où  $\Delta$  est la distance relative entre  $\mathbf{X}^{(a)}$  et  $\mathbf{X}^{(a+1)}$ . Le plan d'expérience total fournit  $r$  échantillons d'effets pour chacun des paramètres, à partir desquels sont déterminés les indices de sensibilité suivants :

- $\mu_j = \frac{1}{r} \sum_{i=1}^r E_j^{(i)}$  est la moyenne des effets élémentaires du paramètre  $j$ . Si le modèle est monotone, le signe de  $\mu_j$  indique si le paramètre  $X_j$  tend à augmenter ou diminuer la quantité en sortie du modèle. En revanche, si le modèle étudié n'est pas monotone pour le facteur  $X_j$ , les effets élémentaires de signes opposés peuvent mener à un indice  $\mu_j$  proche de zéro. Pour éviter cette «sous-estimation», on utilise en complément l'indice  $\mu_j^*$  présenté ci-après.
- $\mu_j^* = \frac{1}{r} \sum_{i=1}^r |E_j^{(i)}|$  est la moyenne des valeurs absolues des effets élémentaires du paramètre  $X_j$ . Plus  $\mu_j^*$  est important et plus le paramètre  $X_j$  contribue à la dispersion de la sortie du modèle (les effets élémentaires  $E_j^{(i)}$  sont importants), et plus il sera considéré comme un paramètre sensible.
- $\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{r-1} \sum_{i=1}^r (E_j^{(i)} - \mu)^2}$  est le dernier indice proposé par Morris et correspond à l'écart-type des effets élémentaires sur les  $r$  trajectoires pour le paramètre  $X_j$ . Cet indice augmente lors de relations non linéaires entre le paramètre  $X_j$  et la sortie du modèle, ainsi qu'en présence d'interactions entre le paramètre  $X_j$  et d'autres paramètres d'entrée.

### 2.3. ANALYSE DE SENSIBILITÉ PAR CRIBLAGE

Typiquement, les résultats de l'analyse de Morris sont présentés dans un graphique combinant  $\mu_j^*$  et  $\sigma_j$  pour l'ensemble des paramètres, comme l'illustre la figure 2.12. Ce graphique permet d'identifier les paramètres non influents (points proches de l'origine), les facteurs dont l'effet linéaire est important (points avec des valeurs de  $\mu_j^*$  élevées), et les paramètres dont les effets non linéaires ou d'interactions avec d'autres paramètres sont importants (points avec des valeurs de  $\sigma_j$  élevées). Dans l'exemple de la figure 2.12 le paramètre  $X_1$  est un paramètre très sensible avec des valeurs de  $\mu_j^*$  et de  $\sigma_j$  élevées, alors que le paramètre  $X_2$  semble présenter des effets linéaires moyennement importants, comme l'illustrent les valeurs de  $\mu_j^*$  et  $\sigma_j$ .

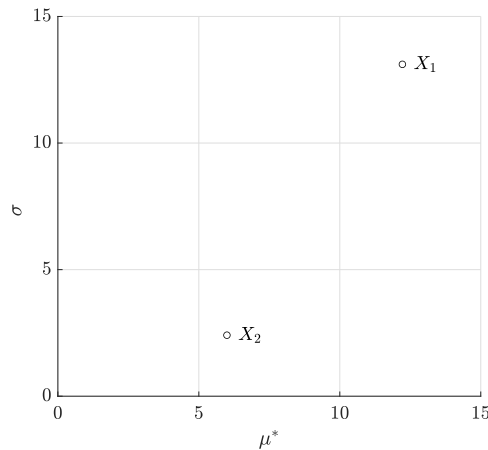


FIGURE 2.12 – Exemple de représentation graphique issue du criblage de Morris pour un modèle à deux paramètres d'entrée  $X_1$  et  $X_2$ .

La littérature conseille de prendre un nombre pair pour le nombre de niveaux  $\epsilon$ , et de choisir  $\Delta = \epsilon/[2(\epsilon - 1)]$  [Morris, 1991; Saltelli *et al.*, 2008; Campolongo *et al.*, 2007]. D'autres études [Campolongo *et al.*, 1999; Saltelli *et al.*, 2000] ont montré que le choix de  $\epsilon = 4$  et  $r = 10$  produisait de bons résultats. Ce sont ces valeurs qui ont été retenues pour l'analyse du modèle étudié ici.

#### 2.3.2 Cas d'étude

Des travaux préliminaires [Kayser *et al.*, 2019b] ont porté sur l'analyse de sensibilité des paramètres de l'environnement, en considérant une source acoustique ponctuelle située au niveau de la nacelle de l'éolienne. Dans ce cas d'étude, les sensibilités des paramètres sont très variables avec la position du récepteur et avec la fréquence, ce qui est lié aux figures interférentielles marquées qui apparaissent avec une source ponctuelle. Bien que des premiers ordres de grandeur sur l'influence relative des paramètres soient ainsi obtenus, il apparaît nécessaire de modéliser plus précisément les spécificités de la source éolienne (source étendue voir section 2.1.5 ce qui va «lisser» les figures interférentielles), afin d'estimer des sensibilités davantage représentatives du contexte éolien.

De ce fait, le présent cas d'étude considère la propagation du bruit émis par une éolienne d'après la méthode *Moving Monopole* détaillée précédemment (section 2.1.5). L'éolienne modélisée possède une puissance nominale de 2.3 MW, un rotor de 93 m de diamètre, une hauteur du mât de 80 m, dont la vitesse de rotation des pales augmente linéairement de 6 rpm pour une vitesse de vent de  $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  mesurée au niveau du mât, à 16 rpm pour une vitesse de vent de  $12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (cf. section 2.1.4).

La sortie du modèle est une carte de niveaux de pression acoustique (SPL) (voir équation (2.4)), moyennés sur une rotation et exprimés en  $\text{dB}_{\text{SPL}}$ , ce qui conduit à des indices de sensibilité également exprimés en  $\text{dB}_{\text{SPL}}$ .

Le modèle considéré étant un modèle monochromatique (section 2.1.5), cela implique que les cartes de bruit sont obtenues pour une fréquence précise. Compte tenu du fait que certains phénomènes physiques en jeu dépendent de la fréquence, et compte tenu de l'allure du spectre éolien considéré (section 2.1.4), l'analyse de sensibilité est effectuée à 14 fréquences qui correspondent aux fréquences centrales des tiers d'octave de l'intervalle  $[50;1000]$  Hz. Cela signifie que le même plan d'expérience numérique est utilisé pour toutes les fréquences, et que l'on conduit ainsi 14 analyses.

Enfin, la sensibilité des paramètres est quantifiée à l'aide de valeurs en sortie du modèle, calculées au niveau de 3 récepteurs positionnés respectivement à  $(125, 0)$  m,  $(500, 2)$  m et  $(1500, 2)$  m. Dans le cadre du bruit éolien, ces 3 points peuvent être respectivement considérés comme des cas de propagation acoustique à courte, moyenne, et longue distance.

Les résultats de l'analyse de Morris sont discutés en 3 parties. La section 2.3.4 détaille les effets des paramètres sur l'émission acoustique seule de l'éolienne. Ces résultats sont obtenus avec le premier récepteur localisé à  $(125, 0)$  m, en fixant  $\Delta L(\omega, \Phi)$ ,  $\alpha(\omega)$  et la divergence géométrique à zéro dans l'équation 2.4. Il convient de noter que l'angle entre la source et le récepteur change en fonction de la position du récepteur choisie, et pourrait donc induire un biais dans l'analyse. Il a cependant été vérifié au préalable que cet angle n'influence pas les résultats de l'analyse de sensibilité : les résultats obtenus sont les mêmes quel que soit le récepteur choisi. Ensuite, la section 2.3.5 présente les effets sur la propagation acoustique seule, obtenus en annulant le terme  $\text{SWL}(\omega, \Phi)$  dans l'équation 2.4. Enfin, la section 2.3.6 détaille les résultats de l'analyse de sensibilité pour les effets totaux (émission + propagation).

### 2.3.3 Paramètres de l'analyse

Afin de conduire l'analyse de sensibilité selon la méthode Morris (cf. section 2.3.1), le nombre de trajectoires est fixé à  $r = 10$ , et les intervalles de variation des 9 paramètres sont discrétisés en  $\epsilon = 4$  niveaux, détaillés dans le tableau 2.1. La discrétisation des intervalles de variation des paramètres se veut représentative du cas d'étude éolien. L'influence de la discrétisation utilisée dans ces travaux est détaillée ci-après, d'une part pour les propriétés de sol, et d'autre part pour les propriétés de l'atmosphère.

### 2.3. ANALYSE DE SENSIBILITÉ PAR CRIBLAGE

Paramètres	Description	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$\epsilon_3$	$\epsilon_4$
$a_{fr}$ ( $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ )	résistivité du sol	50	500	1000	5000
$l_c$ (m)	longueur de corrélation de la rugosité de sol	0.05	0.37	0.68	1
$\sigma_h$ (m)	écart-type des hauteurs de rugosité de sol	0.01	0.023	0.037	0.05
$h_r$ (%)	hygrométrie de l'air	40	60	80	100
$T_0$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	température atmosphérique de surface	0	10	20	30
$a_T$ ( $\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$ )	coefficient du gradient thermique	-0.5	-0.25	0	0.25
$a_u$ ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ )	coefficient du gradient aérodynamique	0.67	0.98	1.33	1.67
$h_v$ (m)	hauteur de végétation	0	0.33	0.66	1
$\theta$ ( $^{\circ}$ )	angle entre source-récepteur et le vent	0	30	60	90

TABLEAU 2.1 – Discrétisation des intervalles de variation des paramètres d'entrée en  $\epsilon = 4$  niveaux pour l'analyse de Morris.

- **Les paramètres de sol :  $a_{fr}$ ,  $l_c$  et  $\sigma_h$**

Les 4 niveaux  $\epsilon$  des paramètres de sol  $a_{fr}$ ,  $l_c$  et  $\sigma_h$  sont choisis en s'appuyant sur les valeurs mesurées lors de précédentes campagnes expérimentales [Embleton *et al.*, 1983; Nicolas et Berry, 1984; Borgeaud et Bellini, 1998; Davidson *et al.*, 2000; Blaes et Defourny, 2008; Gauvreau, 2013]. Le tableau 2.2 présente les valeurs caractéristiques de  $a_{fr}$  pour les sols usuellement rencontrés [NF S31-120, 2018], et celles considérées dans l'analyse de Morris pour ce cas d'étude éolien sont en gras dans le tableau 2.2

Typologie de sol	$a_{fr}$ ( $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ )	Propriétés acoustiques
Neige fraîche	10 à 50	Très absorbant
<b>Sous-bois sec (feuilles, épines)</b>	<b>20 à 100</b>	<b>Très absorbant</b>
<b>Prairie, terre fraîchement labourée</b>	<b>100 à 500</b>	<b>Absorbant</b>
<b>Gazon, terrain de stade</b>	<b>300 à 1000</b>	<b>Absorbant</b>
<b>Terre compactée, terre roulée et déchaumée</b>	<b>1000 à 5000</b>	<b>Absorbant</b>
Revêtement routier (hors chaussée poreuse)	50000 à 100000	Réfléchissant
Eau, glace, béton lisse et peint	> 100000	Très réfléchissant

TABLEAU 2.2 – Classification acoustique des sols en fonction de leur typologie et de leur propriétés d'absorption. L'analyse de Morris considère les types de sol dont les propriétés d'absorption acoustiques sont marquées en gras.

Les sols de type revêtement routier, béton lisse, eau et glace ont été écartés de l'analyse car ils sont très peu représentatifs des environnements des éoliennes terrestres généralement implantées en campagne. Ensuite, la figure 2.13 présente la grille de Morris du plan ( $\sigma_h, l_c$ ), afin d'illustrer les combinaisons possibles des paramètres de rugosité de sol, suivant leurs niveaux  $\epsilon$  choisis (cf. tableau 2.1). Il a été vérifié au préalable que toutes les combinaisons des paramètres  $\sigma_h$  et  $l_c$  mènent à des profils de rugosité de sol réalistes et représentatifs. Un exemple de profil de rugosité de sol le moins marqué (a) (*e.g.* terre compactée), et un exemple de profil de rugosité le plus marqué (b) (*e.g.* champ labouré), sont présentés en figure 2.14 pour illustrer l'étendue possible de la rugosité de sol dans l'analyse.

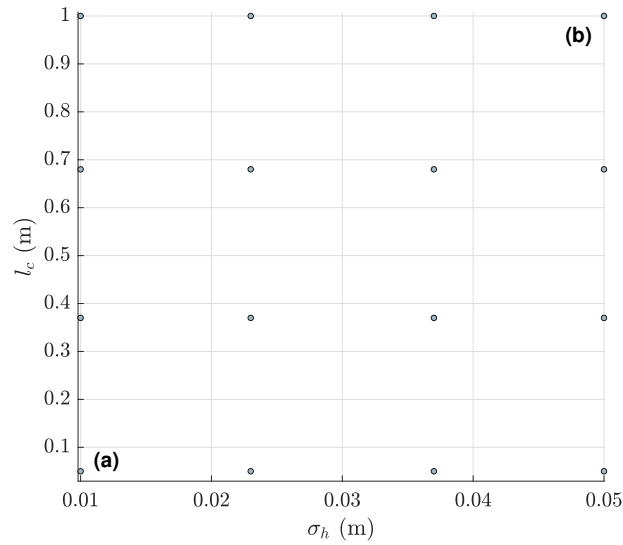


FIGURE 2.13 – Grille de Morris du plan  $(\sigma_h, l_c)$ , où les couples possibles des paramètres de rugosité sont représentés par des points. Le profil le moins marqué et le profil le plus marqué sont respectivement représentés par les lettres (a) et (b).

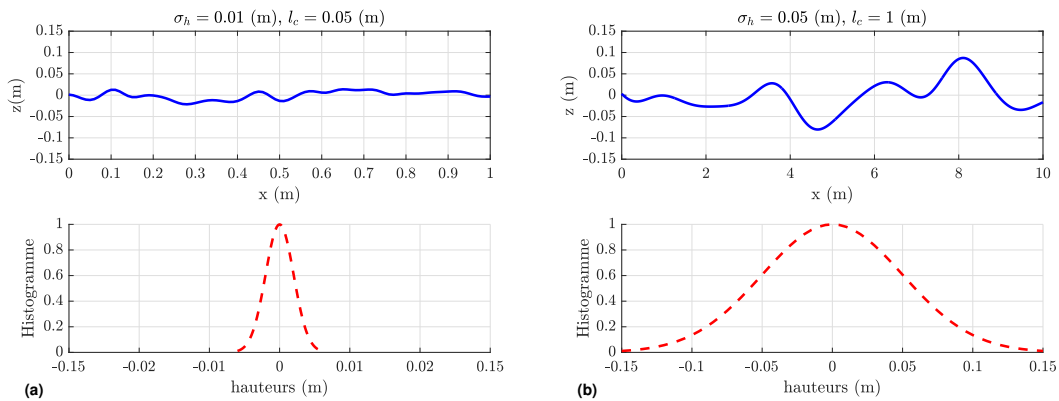


FIGURE 2.14 – Exemples de profils de rugosité de sol le moins marqué (a) et le plus marqué (b), pouvant être obtenus dans l'analyse de Morris. Les spectres de rugosité Gaussiens associés sont présentés.

- **Les paramètres météorologiques :  $h_r$ ,  $T_0$ ,  $a_T$ ,  $a_u$ ,  $h_v$  et  $\theta$**

L'étude considère des faibles hauteurs de végétation, ce qui explique que le paramètre  $h_v$  présente un maximum de 1 m. Les paramètres  $h_r$ ,  $T_0$  et  $a_T$  présentent des valeurs représentatives des climats tempérés. Les valeurs du coefficient de profil du vent  $a_u$  sont choisies de manière à couvrir toute la plage de fonctionnement de l'éolienne considérée. Enfin, l'angle  $\theta$  entre la direction du vent et la direction source-récepteur correspond à des cas entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  afin de se limiter à des situations de vent portant ne nécessitant pas la prise en compte des effets de la



### 2.3. ANALYSE DE SENSIBILITÉ PAR CRIBLAGE

turbulence (voir la discussion en section 2.2.6). La figure 2.15 présente les profils météorologiques et de célérité effective les moins marqués et les plus marqués qu'il est possible d'obtenir avec différentes combinaisons de ces paramètres.

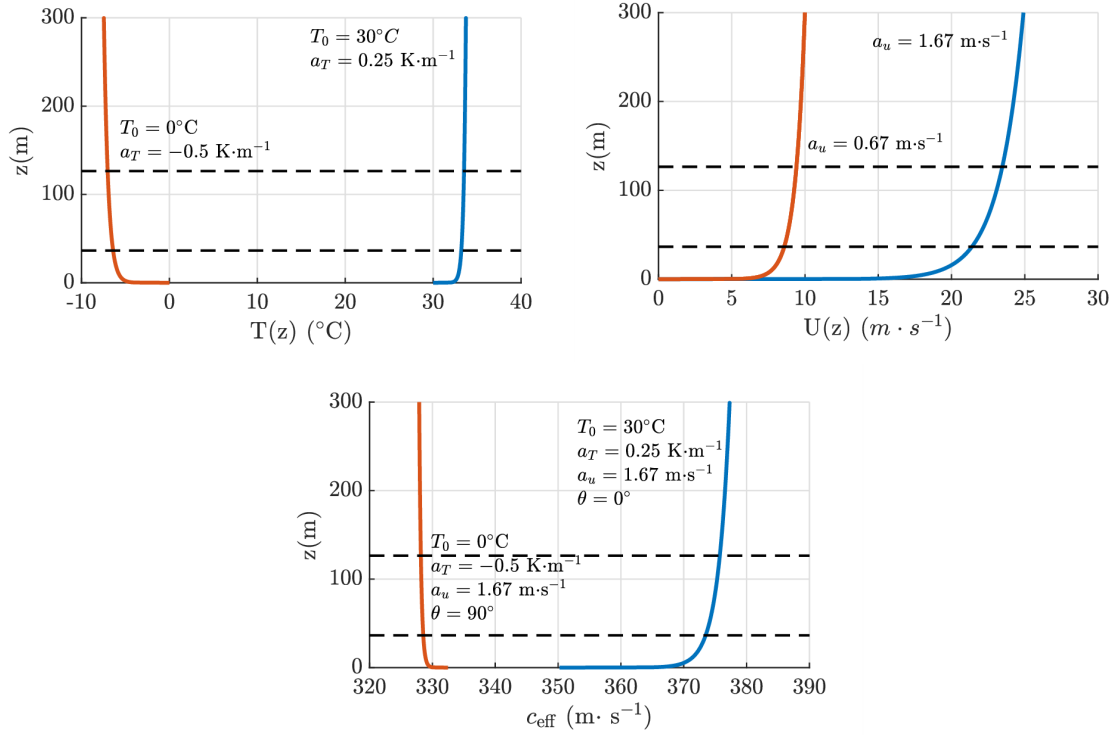


FIGURE 2.15 – Profils verticaux minimum et maximum de température, de vitesse de vent et de célérité effective, obtenus avec les combinaisons des paramètres  $T_0$ ,  $a_T$ ,  $a_u$  et  $\theta$ , pour  $h_v = 0$  m. La hauteur minimale et la hauteur maximale du rotor de l'éolienne sont représentées par les lignes pointillé.

Afin d'illustrer plus précisément les conditions de propagation atmosphérique de ces travaux, la figure 2.16 présente le gradient de célérité effective  $\partial_z c_{\text{eff}}$ , à la hauteur de référence  $z = 3$  m, dans le plan de paramètres  $(\theta, a_u, a_T)$ . Si  $\partial_z c_{\text{eff}}|_{z=3} > 0$ , les conditions sont favorables à la propagation ; à l'inverse, si  $\partial_z c_{\text{eff}}|_{z=3} < 0$ , les conditions sont défavorables à la propagation. Afin d'avoir une représentation visuelle synthétique, la figure 2.16 présente les isosurfaces  $\partial_z c_{\text{eff}}|_{z=3} = [0.05; 0.03; 0; -0.03]$ . L'isosurface  $\partial_z c_{\text{eff}}|_{z=3} = 0$  marque ainsi la limite entre les conditions favorables et défavorables estimées à  $z = 3$  m.

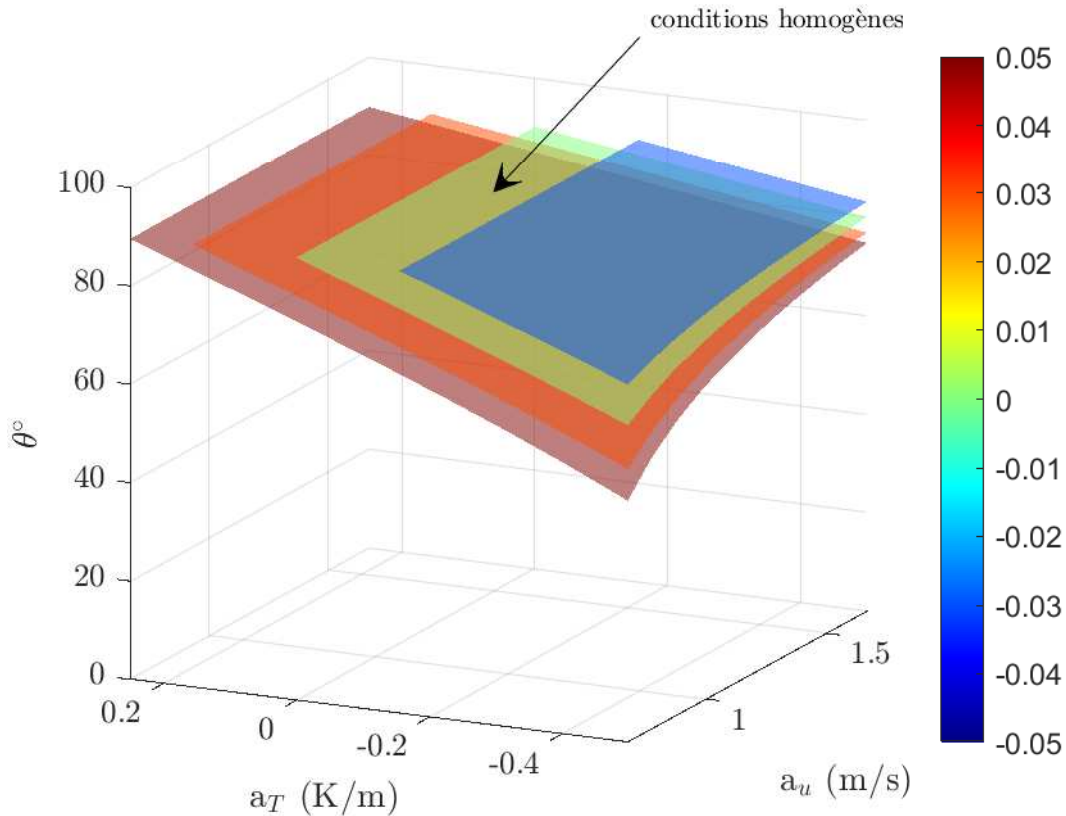


FIGURE 2.16 – Isosurfaces  $\partial_z c_{\text{eff}}|_{z=3} = [0.05; 0.03; 0; -0.03]$  de l'espace des paramètres  $(\theta, a_u, a_T)$  considéré lors de l'analyse. L'isosurface en vert représente les conditions homogènes.

Comme l'illustre la figure 2.16, bien que seules des conditions de vent portant ( $\theta$  proche de  $90^\circ$ ) aient été sélectionnées, certaines conditions présentant des gradients thermiques négatifs (voir équation 2.28), peuvent conduire à la création d'une zone d'ombre (voir figure 1.16), où les effets de diffusion par la turbulence ne peuvent pas être négligés. Afin d'éviter l'apparition de niveaux sonores irréalistes dans ces rares situations en zone d'ombre (moins de 8% du plan  $(\theta, a_u, a_T)$  considéré ici), la valeur minimale que peut prendre l'atténuation en champ libre  $\Delta L$  calculée avec le modèle de propagation PE est fixée à une valeur «plancher» de  $-25$  dB, à l'instar de ce qui est proposé par Heimann et Salomons (2004).

En complément, la figure 2.17 présente la grille de Morris de l'espace  $(\theta, a_u, a_T)$ , où les points présents en conditions défavorables sont marqués en rouge. L'isosurface  $\partial_z c_{\text{eff}}|_{z=3} = 0$  est affichée en vert pour indiquer les conditions homogènes qui marquent la limite entre conditions favorables et défavorables.

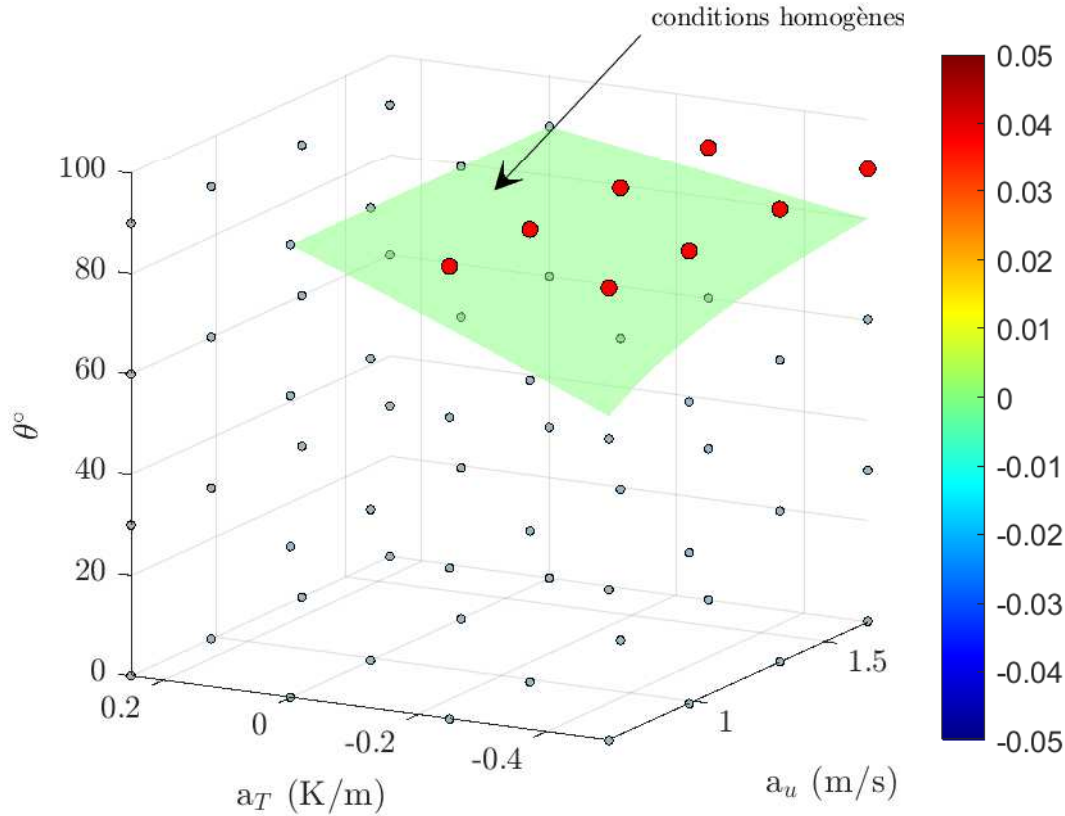


FIGURE 2.17 – Grille utilisée pour l’analyse de Morris dans l’espace des paramètres  $(\theta, a_u, a_T)$ . Les points en rouge représentent les points en conditions défavorables à la propagation. L’isosurface  $\partial_z c_{\text{eff}}|_{z=3} = 0$  en vert indique la zone en conditions homogènes, marquant la limite entre conditions favorables et défavorables.

### 2.3.4 Sensibilité sur l’émission acoustique

Cette partie présente l’influence des 9 paramètres (cf. tableau 2.1) sur l’émission acoustique selon la méthode décrite en section 2.3.2. Ainsi, la figure 2.18 présente l’évolution des 3 indices de sensibilité de la méthode de Morris (voir section 2.3.1) pour ces 9 paramètres en fonction des fréquences centrales des tiers d’octave sur [50 ; 1000] Hz.

**Le coefficient du vent**  $a_u$  apparaît clairement comme étant le paramètre le plus influent (plus importantes valeurs de  $\mu^*$  et de  $\mu$ ) quelle que soit la fréquence considérée, avec un effet sur l’émission de l’ordre de 20 dB. Cela signifie que le niveau de l’émission acoustique de l’éolienne varie de plus de 20 dB lorsque le coefficient  $a_u$  varie dans son intervalle de variation défini dans le tableau 2.1. Ces résultats sont cohérents avec la physique car le coefficient du vent influence directement la vitesse du vent, la vitesse de rotation des pales, et finalement l’émission acoustique. Par ailleurs, son indice  $\sigma$  non nul indique la présence d’effets non linéaires, possiblement liés à des interactions avec d’autres paramètres, comme évoqué ci-après.

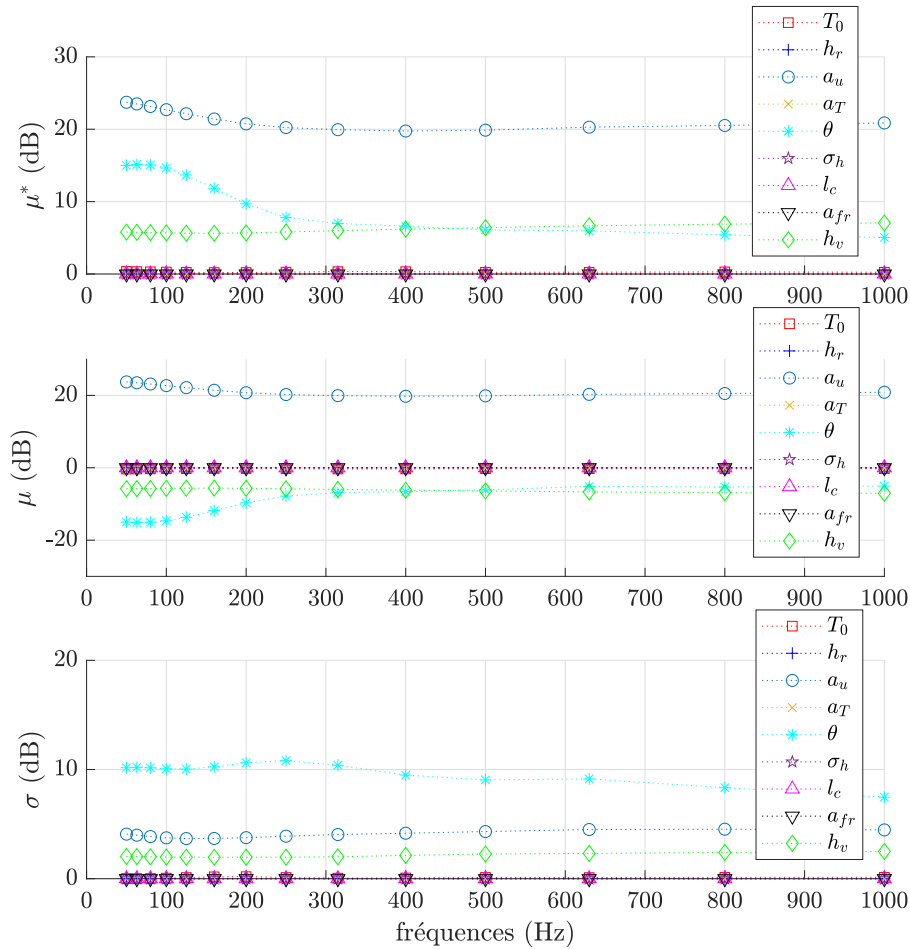


FIGURE 2.18 – Effets sur l'émission : évolution des indices de sensibilité  $\mu^*$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  en fonction des fréquences, pour les 9 paramètres étudiés.

L'angle  $\theta$  entre la direction du vent et la direction source-récepteur apparaît aussi comme un paramètre influent sur l'émission acoustique, avec des valeurs de  $\mu^*$  supérieures à 10 dB dans l'intervalle fréquentiel [50; 250] Hz, puis de l'ordre de 6 dB dans l'intervalle fréquentiel [315; 1000] Hz. Son indice  $\mu$  est quant à lui négatif pour toutes les fréquences, ce qui indique que l'émission acoustique diminue lorsque  $\theta$  augmente dans son intervalle  $[0; 90]^\circ$ . Ce résultat est très certainement lié à la directivité complexe de l'éolienne (cf. figure 1.4) qui présente des niveaux diminuant lorsque  $\theta$  varie de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ . La directivité de l'éolienne est aussi influencée par le profil de vent, ce qui semble expliquer les effets non linéaires observés pour le paramètre  $\theta$  ( $\sigma \approx 10$  dB) et pour le paramètre  $a_u$  ( $\sigma \approx 5$  dB).

La hauteur de végétation  $h_v$  apparaît également comme un paramètre influent, avec une valeur de  $\mu$  d'environ  $\approx -6$  dB pour toutes les fréquences considérées. Les valeurs négatives de l'indice  $\mu$  observées pour le paramètre  $h_v$  s'expliquent par le fait que la hauteur de végétation

induit une hauteur de déplacement  $d$  sur les profils météorologiques (voir équations [2.31](#) et [2.32](#)), et va ainsi modifier le profil de vent qui est directement lié à l'émission acoustique. Ainsi, lorsque  $h_v$  augmente, les profils sont déplacés vers le haut, la vitesse de vent au niveau du rotor de l'éolienne se trouve diminuée ce qui entraîne une diminution de l'émission acoustique. Enfin, les valeurs non nulles de son indice  $\sigma$  traduisent très certainement les interactions avec le paramètre  $a_u$  qui joue un rôle important sur les profils de vent, comme mentionné supra.

Les 6 autres paramètres liés aux propriétés de sol ( $a_{fr}$ ,  $l_c$ ,  $\sigma_h$ ), à la température atmosphérique de surface ( $T_0$ ), au profil de température ( $a_T$ ) et à l'hygrométrie ( $h_r$ ) présentent des indices nuls. Cette observation était attendue dans la mesure où ces paramètres n'interviennent pas dans l'émission acoustique des éoliennes, et ne sont donc pas pris en compte dans le modèle d'émission.

### 2.3.5 Sensibilité sur la propagation acoustique

Cette partie traite des effets des 9 paramètres sur la propagation acoustique seule, pour deux récepteurs positionnés à (500,2) m (figure [2.19](#)) et (1500,2) m (figure [2.20](#)). Ces deux figures présentent les indices de sensibilité  $\mu^*$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  des 9 paramètres en fonction des fréquences. L'échelle des ordonnées est la même pour les différentes figures, ce qui permet une première observation globale des courbes, et fait apparaître que les sensibilités sont plus importantes à grande distance. Cela s'explique par le fait que les effets propagatifs sont cumulatifs et augmentent avec la distance à la source. Des observations plus détaillées sont données ci-après pour chacun des récepteurs.

- **A 500 m de la source** : le paramètre avec la plus grande sensibilité (plus grandes valeurs de  $\mu$ , de  $\mu^*$  et de  $\sigma$  pour quasiment toutes les fréquences) est la résistivité acoustique du sol  $a_{fr}$  qui traduit les effets d'absorption du sol. Les valeurs négatives de son indice  $\mu$  autour de 200 Hz indiquent que les variations du paramètre  $a_{fr}$  peuvent induire une augmentation ou une diminution des niveaux sonores au niveau du récepteur. Cela traduit l'influence du paramètre  $a_{fr}$  sur la position et la dynamique des figures interférentielles, qui restent observables même en présence d'un champ diffus (voir figure [3.3](#)).

Ensuite, l'angle  $\theta$  entre la direction du vent et la direction source-récepteur apparaît comme le deuxième paramètre le plus influent : les 3 indices de sensibilité ont des valeurs plus importantes en basses fréquences ([50;300] Hz) qu'en hautes fréquences (> 300 Hz). On remarque que les variations de l'indice  $\sigma$  du paramètre  $\theta$  suivent les mêmes tendances que les variations de l'indice  $\sigma$  du paramètre  $a_{fr}$ , avec des maxima autour de 200 Hz. Cela indique probablement des interactions entre ces deux paramètres, qui pourraient être dues à l'influence de l'angle  $\theta$  sur la réfraction, qui tend à modifier les figures interférentielles.

Tous les autres paramètres ( $T_0$ ,  $h_r$ ,  $a_u$ ,  $a_T$ ,  $\sigma_h$ ,  $l_c$  et  $h_v$ ) ont une influence relativement faible sur les effets propagatifs à cette distance, avec des valeurs de  $\mu^* \leq 1.5$  dB pour toutes les fréquences.

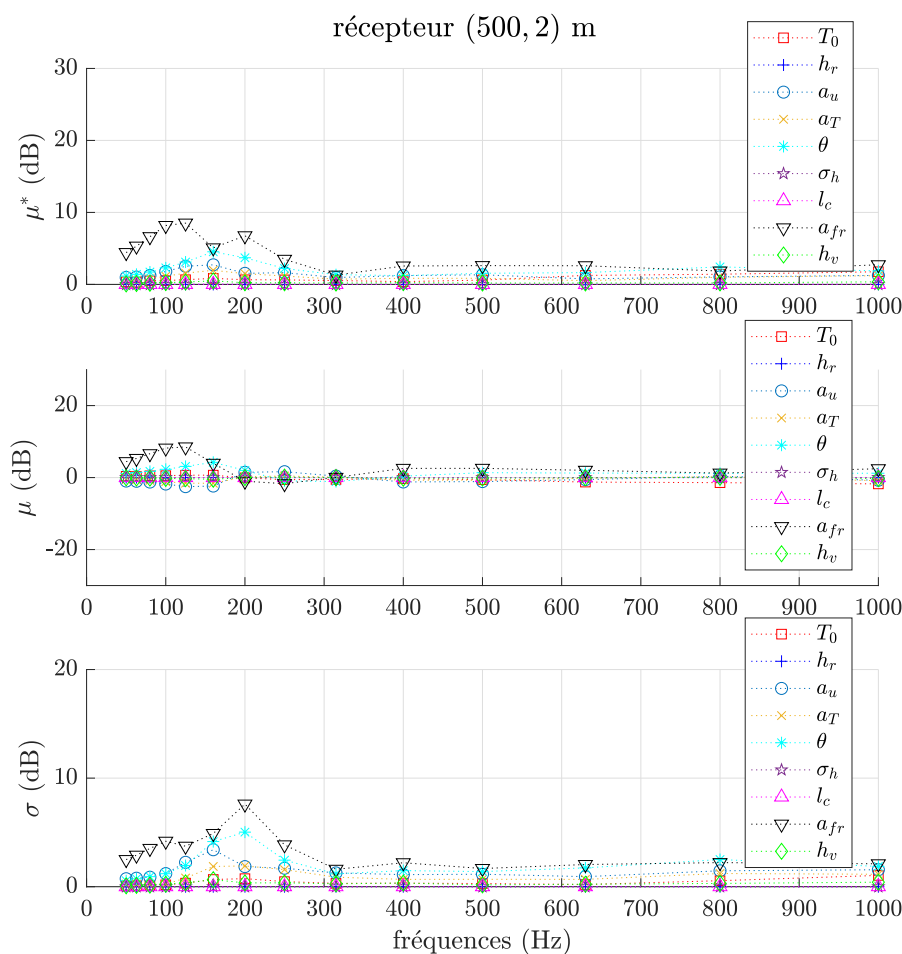


FIGURE 2.19 – Effets sur la propagation : évolution des indices de sensibilité  $\mu^*$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  en fonction des fréquences, pour les 9 paramètres étudiés, au niveau du récepteur positionné à (500, 2) m.

- **A 1500 m de la source** : les deux paramètres les plus influents (plus fortes valeurs de  $\mu^*$  et  $\sigma$ ) sont toujours la résistivité du sol  $a_{fr}$  et l'angle  $\theta$ . Leurs indices  $\sigma$  présentent des variations similaires en fonction des fréquences, comme observé à 500 m, ce qui renforce l'hypothèse d'interactions entre ces paramètres.

En revanche, le coefficient du gradient de vent  $a_u$  et le coefficient du gradient de température  $a_T$  sont des paramètres non négligeables sur la propagation à 1500 m alors qu'ils étaient peu influents à 500 m. Cela s'explique par la stratification atmosphérique qu'ils engendrent, et qui affecte la propagation acoustique au travers du phénomène de réfraction qui augmente avec la distance.

L'influence de la température atmosphérique de surface  $T_0$  est également non négligeable avec des valeurs de  $\mu^*$  qui augmentent de moins de 0.5 dB à 100 Hz à  $\mu^* \approx 2$  dB à 1000 Hz. Ce résultat est lié à l'influence du paramètre  $T_0$  sur le profil vertical de température (voir

### 2.3. ANALYSE DE SENSIBILITÉ PAR CRIBLAGE

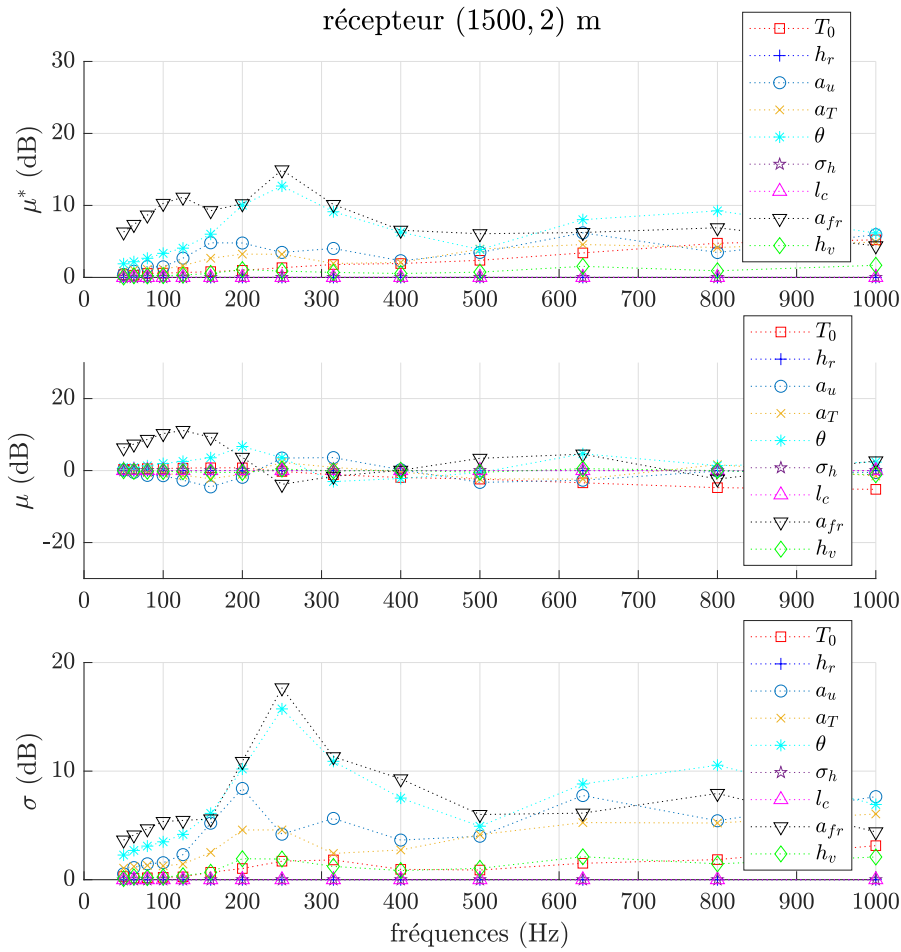


FIGURE 2.20 – Effets sur la propagation : évolution des indices de sensibilité  $\mu^*$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  en fonction des fréquences, pour les 9 paramètres étudiés, au niveau du récepteur positionné à (1500, 2) m.

équation (2.32)), ainsi que sur l'augmentation de l'absorption atmosphérique qui croît avec la fréquence. L'influence de  $T_0$  dans le phénomène d'absorption atmosphérique explique les valeurs négatives de son indice  $\mu$  de plus en plus marquées avec la fréquence. Enfin, son indice  $\sigma$  est d'environ 1.5 dB, indiquant la présence d'effets non linéaires relativement faibles.

La hauteur de végétation  $h_v$  présente aussi une certaine influence sur la propagation ( $\mu^* \approx 1$  dB pour toutes les fréquences), ce qui est dû à la hauteur de déplacement  $d$  qu'elle induit sur les gradients verticaux de vent et de température. Cette modification des profils météorologiques impacte donc la réfraction acoustique et ainsi les niveaux sonores.

Enfin, comparés aux autres paramètres, les paramètres de rugosité de sol  $l_c$  et  $\sigma_h$  présentent une influence marginale sur les variations des niveaux sonores rencontrés, avec un indice  $\mu^*$  de l'ordre du dB. Il convient de mentionner que cette observation est propre au contexte de

cette étude sur le bruit des éoliennes, qui considère une source étendue à haute altitude, et ce pour des fréquences inférieures à 1000 Hz. D'autres études ont montré l'importance de la rugosité de sol sur la propagation acoustique [Boulangier et Attenborough, 2005; Faure et al., 2017], et ce même pour des sources positionnées en hauteur [Kayser et al., 2019a] en l'absence d'effets de l'atmosphère.

Le dernier paramètre  $h_r$  présente également de très faibles valeurs d'indices  $\mu$ ,  $\mu^*$  et  $\sigma$ , qui traduisent la faible sensibilité de ce paramètre dans l'intervalle fréquentiel retenu [50; 1000] Hz. Cela s'explique par le fait que l'hygrométrie joue un rôle dans le phénomène d'absorption atmosphérique qui a uniquement un impact significatif aux hautes fréquences et dont l'effet n'est pas visible ici.

### 2.3.6 Sensibilité totale

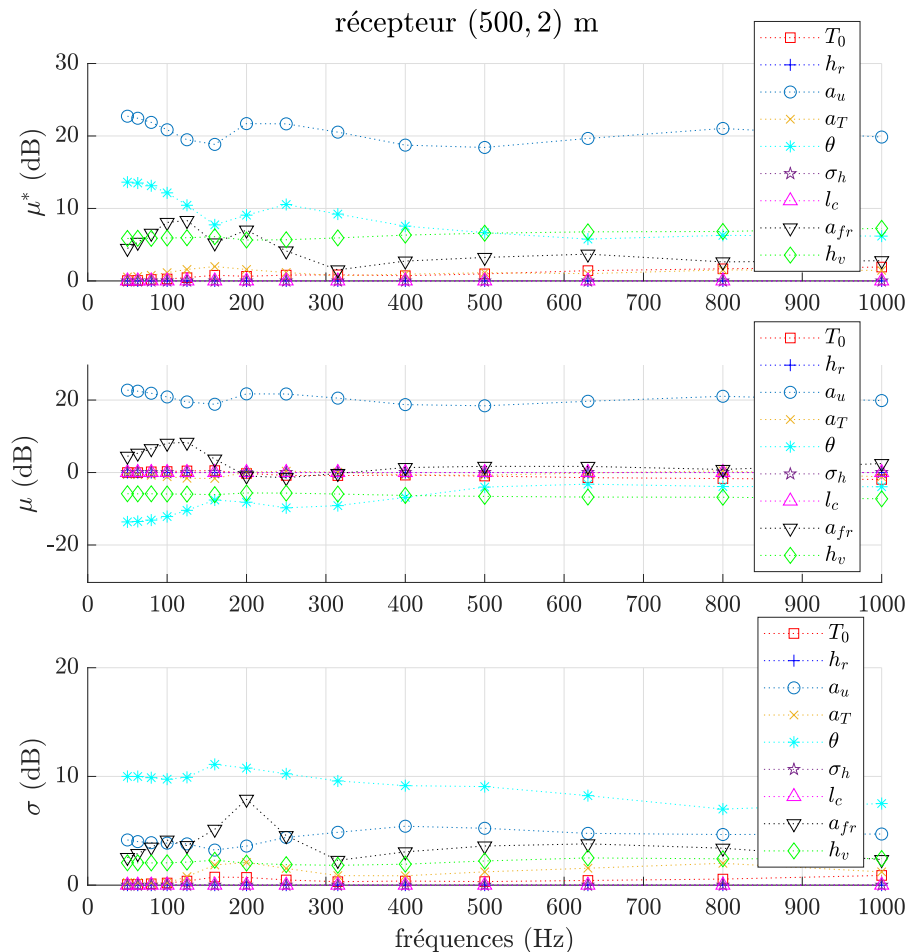


FIGURE 2.21 – Effets totaux : évolution des indices de sensibilité  $\mu^*$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  en fonction des fréquences, pour les 9 paramètres étudiés, au niveau du récepteur positionné à (500, 2) m.



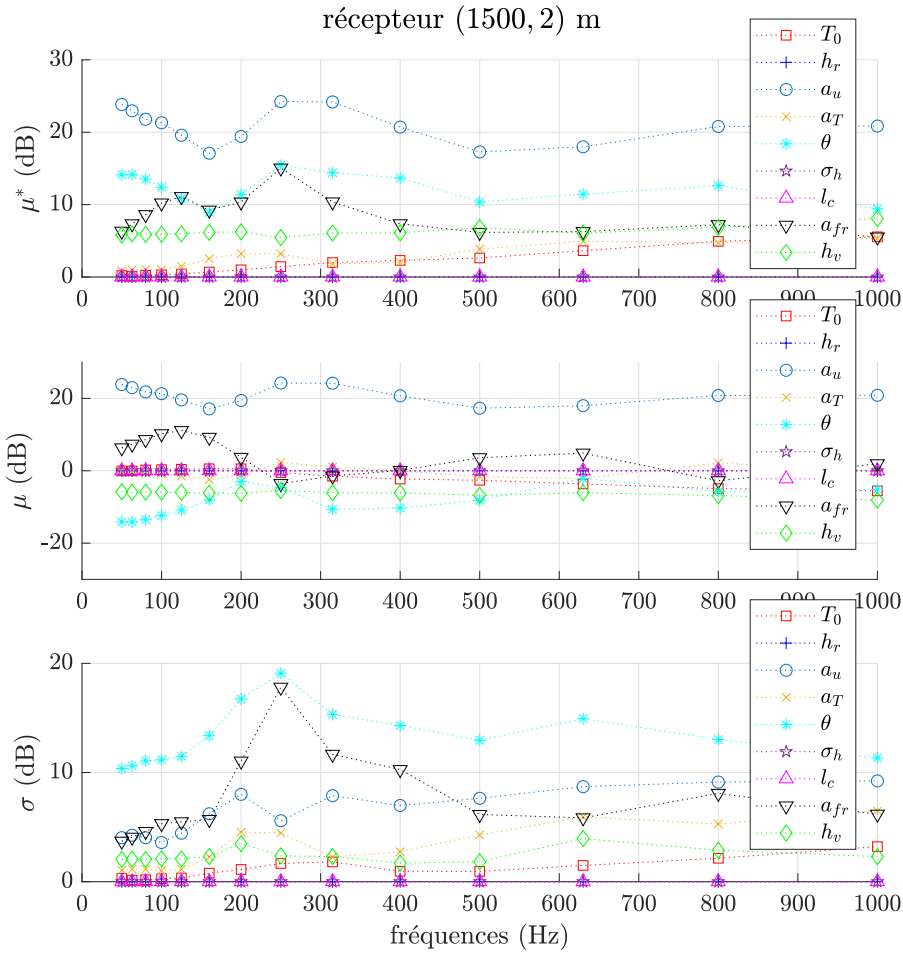


FIGURE 2.22 – Effets totaux : évolution des indices de sensibilité  $\mu^*$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  en fonction des fréquences, pour les 9 paramètres étudiés, au niveau du récepteur positionné à (1500, 2) m.

Les figures 2.21 et 2.22 présentent les sensibilités des paramètres pour les effets totaux (émission + propagation) au niveau des 2 récepteurs positionnés à (500,2) m et (1500,2) m, pour toutes les fréquences centrales des tiers d’octave de l’intervalle [50 ; 1000] Hz.

On remarque en premier lieu que le **coefficient du gradient de vent**  $a_u$  est le paramètre présentant les plus fortes valeurs de  $\mu^*$  et de  $\mu$ , de l’ordre de 20 dB, pour toutes les fréquences et récepteurs, ce qui est cohérent avec le rôle important du vent dans l’émission du bruit de l’éolienne (section 2.3.4) *via* son influence sur la vitesse de rotation des pales, ainsi que la propagation acoustique (section 2.3.5) *via* son rôle dans la réfraction acoustique (équation 2.28)).

L’angle  $\theta$  apparaît également comme étant un paramètre très sensible quelle que soit la distance considérée ( $\mu^* > 10$  dB à 1500 m). Cela s’explique par le fait que ce paramètre est impliqué dans l’émission acoustique au travers de la directivité de l’éolienne (figure 1.4), ainsi

que dans la propagation acoustique *via* son rôle dans la réfraction (équation (2.28)). De plus, son indice  $\sigma$  présente les plus fortes valeurs des paramètres de l'analyse. Cette observation traduit certainement des interactions entre  $\theta$  et d'autres paramètres, comme évoqué en section 2.3.4 pour l'émission acoustique (directivité de l'éolienne qui dépend de  $\theta$  et de  $a_u$ ), et en section 2.3.5 pour la propagation acoustique ( $\theta$  et  $a_{fr}$  qui modifient tous deux les figures interférentielles).

**La hauteur de végétation**  $h_v$  présente des valeurs importantes de  $\mu^*$  (plusieurs dB), et un indice  $\mu$  avec des valeurs négatives, ce qui montre que ce paramètre est non négligeable. Comme discuté en section 2.3.4, les valeurs négatives de l'indice  $\mu$  sont liées à la hauteur de déplacement  $d$  induite par l'augmentation de  $h_v$  (cf. section 1.3.2) qui va déplacer les profils météorologiques vers le haut et ainsi diminuer la vitesse de vent au niveau du rotor. L'indice  $\sigma$  présente des valeurs non négligeables (plusieurs dB), indiquant des effets non linéaires liés aux interactions entre  $h_v$  et les paramètres  $a_u$  et  $a_T$  intervenant dans la modélisation des profils météorologiques (équations (2.31) et (2.32)), comme déjà discuté en section 2.3.4.

Les autres paramètres de l'analyse  $a_{fr}$ ,  $T_0$ ,  $h_r$ ,  $a_T$ ,  $\sigma_h$ ,  $l_c$  étant uniquement influents sur la propagation acoustique (section 2.3.5), les résultats des figures 2.19 et 2.20 sont logiquement respectivement identiques à ceux des figures 2.21 et 2.22. Comme vu précédemment, le paramètre  $a_{fr}$  ressort comme étant un paramètre influent, avec des valeurs de plusieurs dB pour les 3 indices de sensibilité  $\mu$ ,  $\mu^*$  et  $\sigma$ , ayant une influence plus importante à 1500 m de la source qu'à 500 m. Les paramètres  $\sigma_h$ ,  $l_c$  et  $h_r$  présentent toujours une influence négligeable.

Enfin, les effets non linéaires (mesurés par l'indice  $\sigma$ ) des paramètres identifiés comme étant influents ( $a_u$ ,  $\theta$ ,  $h_v$ ,  $a_{fr}$ ,  $T_0$  et  $a_T$ ) sont tous importants, voire très importants, car ils s'étendent de quelques dB pour  $T_0$  et  $h_v$  à plus de 10 dB pour le paramètre  $\theta$ . Cela confirme l'importance des interactions entre les effets de l'atmosphère et les effets de sol sur la variabilité des niveaux sonores dans l'environnement.

En complément, la figure 2.23 présente les résultats avec la représentation classique de Morris ( $\mu^*$ ,  $\sigma$ ) aux fréquences de 50 Hz, 200 Hz et 1000 Hz, pour le récepteur positionné à 1500 m de la source à 2 m de hauteur. Dans ces travaux, ces fréquences centrales de tiers d'octave sont respectivement représentatives des basses, moyennes, et hautes fréquences, et donnent ainsi un bon aperçu des phénomènes physiques mis en jeu.

### 2.3. ANALYSE DE SENSIBILITÉ PAR CRIBLAGE

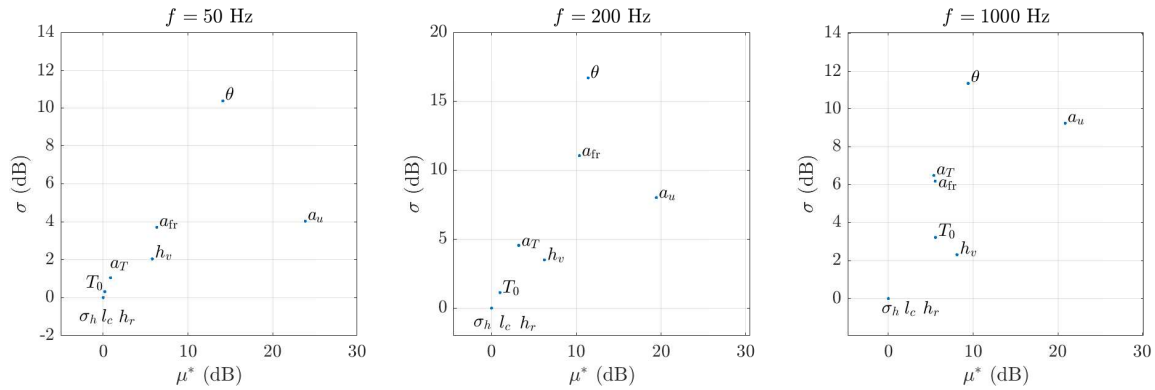


FIGURE 2.23 – Effets totaux : représentation graphique de Morris ( $\mu^*$ ,  $\sigma$ ) aux fréquences 50 Hz, 200 Hz et 1000 Hz, pour le récepteur positionné à (1500, 2) m.

La représentation graphique de la figure 2.23 permet d'identifier rapidement les paramètres influents situés en haut à droite du graphique (valeurs élevées de  $\mu^*$  et  $\sigma$ ), et les paramètres peu influents proches de l'origine (valeurs faibles de  $\mu^*$  et  $\sigma$ ). Comme discuté précédemment et pour les 3 fréquences, le paramètre le plus influent est l'angle de propagation  $\theta$  qui présente les valeurs de  $\mu^*$  et de  $\sigma$  les plus élevées, ainsi que le coefficient aérodynamique  $a_u$  et la résistivité du sol  $a_{fr}$ . Les paramètres non négligeables sont : le coefficient thermique  $a_T$ , la hauteur de végétation  $h_v$  et la température atmosphérique de surface  $T_0$ . Enfin, les paramètres peu influents sont les paramètres de rugosité de sol  $l_c$  et  $\sigma_h$  ainsi que l'hygrométrie de l'air  $h_r$ . Sauf cas particulier lié à de potentielles zones interférentielles (voir section 3.1.4), ces observations sont valables pour les 3 fréquences représentatives.

#### 2.3.7 Conclusion de l'analyse de sensibilité

Cette analyse de sensibilité réalisée par criblage à l'aide de la méthode de Morris permet un premier niveau d'analyse, où les différents paramètres sont classés suivant leurs niveaux de sensibilité mesurés par les indices  $\mu^*$ ,  $\mu$  et  $\sigma$ . Pour ce cas d'étude, toutes fréquences confondues, on distingue les paramètres :

- très sensibles : le coefficient  $a_u$  du profil vertical de vent, et l'angle  $\theta$  entre la direction du vent et la direction source-récepteur ;
- non négligeables : la résistivité du sol  $a_{fr}$  qui traduit les effets d'absorption du sol, le coefficient  $a_T$  du profil vertical thermique, la hauteur de végétation  $h_v$ , et  $T_0$  la température atmosphérique de surface ;
- peu influents : les deux paramètres de rugosité de sol  $l_c$  et  $\sigma_h$ , ainsi que l'hygrométrie de l'air  $h_r$ .

Une généralisation de ces résultats n'est pas envisageable étant donné que les valeurs des indices de sensibilité fluctuent avec la fréquence et en fonction de la géométrie source-récepteur considérée. Néanmoins, dans ce cas d'étude éolien, les ordres de grandeur des variations des

niveaux sonores induits par les différents paramètres sont de l'ordre de plus de 10 dB pour  $a_u$  et  $\theta$ , de 3 dB à 10 dB pour les paramètres  $a_{fr}$ ,  $a_T$ ,  $h_v$  et  $T_0$ , et de moins d'1 dB pour les paramètres  $l_c$ ,  $\sigma_h$  et  $h_r$ . Enfin, il est important de noter que les effets non linéaires mesurés *via* l'indice  $\sigma$  ne sont pas négligeables pour tous les paramètres influents, ce qui va dans le sens de la physique puisque des interactions fortes ont lieu entre effets de l'atmosphère et effets de sol.

L'étude de sensibilité présentée dans ce chapitre permet de réduire la complexité du calcul d'incertitude menée dans le chapitre 3 suivant. L'espace des paramètres peut ainsi être réduit de 9 dimensions à 6 dimensions, en fixant chacun des paramètres identifiés comme peu influents ( $l_c$ ,  $\sigma_h$  et  $h_r$ ) à une valeur moyenne.

# Chapitre 3

## Analyse d'incertitude

### Plan du chapitre

---

<b>3.1 Élaboration d'un modèle rapide : métamodélisation</b>	<b>73</b>
3.1.1 Introduction	73
3.1.2 Espace des paramètres d'entrée	73
3.1.3 Échantillonnage par hypercube latin	74
3.1.4 Temps de calcul	77
3.1.5 Réduction de dimension par Analyse en Composantes Principales	79
3.1.6 Émulation des coefficients de projection	80
3.1.7 Construction du métamodèle	84
3.1.8 Validation du métamodèle	85
<b>3.2 Propagation d'incertitude</b>	<b>103</b>
3.2.1 Introduction	103
3.2.2 Fonctions de distribution des paramètres d'entrée	104
3.2.3 Échantillonnage des entrées	108
3.2.4 Analyse des résultats	115
<b>3.3 Exemples d'application des travaux</b>	<b>123</b>
3.3.1 Estimation de la dispersion des niveaux sonores pour différentes conditions de vent	123
3.3.2 Estimation de la dispersion en niveau global A	129

---

L'analyse d'incertitude du modèle est réalisée dans ce chapitre. Dans ce but, un métamodèle est construit afin de diminuer drastiquement les temps de calcul de l'analyse. La section 3.1 présente la méthode de construction et de validation du métamodèle. Ensuite, l'incertitude des paramètres d'entrée est propagée dans le métamodèle à l'aide d'une méthode stochastique basée sur une méthode quasi-Monte Carlo (section 3.2). Les résultats sont analysés à travers différents outils et indicateurs statistiques (histogrammes, moyenne, écart-type, intervalles de confiance) en section 3.2.4 afin d'estimer l'incertitude des niveaux sonores. Enfin, la section 3.3 présente une valorisation opérationnelle des travaux au travers d'une analyse d'incertitude appliquée aux problématiques de campagne de mesures sur site éolien.

## 3.1 Élaboration d'un modèle rapide : métamodélisation

### 3.1.1 Introduction

En dehors des modèles analytiques simples ou des modèles numériques présentant un coût de calcul très faible (ce qui est rarement le cas en acoustique environnementale), il est bien souvent impossible de réaliser directement la propagation d'incertitude sur le modèle étudié étant donné le grand nombre de calculs requis. Pour pallier cette difficulté, il est possible d'utiliser des méthodes d'approximation de modèle numérique, afin de simuler la réponse du modèle dans la plage d'intérêt des variables influentes, tout en réduisant drastiquement le coût de calcul. Ces méthodes d'approximation sont couramment appelées «surface de réponse», ou «métamodèle» (c'est ce terme qui est employé dans le document). Pour être construit, le métamodèle requiert un jeu d'apprentissage (à l'instar des méthodes basées sur les réseaux de neurones par exemple) dont le nombre de simulations dépend directement de la complexité du modèle et de la précision d'approximation requise, ainsi que d'une méthode d'interpolation entre les points du jeu d'apprentissage. La propagation d'incertitude est ensuite directement réalisée avec le métamodèle. L'erreur d'approximation du métamodèle doit donc être estimée, afin de la prendre en compte dans le calcul de l'incertitude finale.

La réalisation d'un métamodèle amène plusieurs points de vigilance en amont de sa construction, notamment sur :

- les intervalles de variations des paramètres d'entrée,
- la précision d'approximation souhaitée,
- la méthode d'échantillonnage des points d'apprentissage,
- la méthode d'interpolation entre les points,
- la méthode de validation du métamodèle.

Ces différents éléments sont respectivement abordés ci-après.

### 3.1.2 Espace des paramètres d'entrée

Le cadre de l'analyse d'incertitude doit être défini afin de déterminer les plages de variation des paramètres d'entrée, ce qui conditionne le jeu d'apprentissage permettant la construction du métamodèle.

**N.B** : suite à l'analyse de sensibilité réalisée en section [2.3](#), les paramètres de rugosité de sol  $\sigma_h$  et  $l_c$ , ainsi que l'hygrométrie de l'air  $h_r$ , ont été identifiés comme peu influents (cf. section [2.3.7](#)). Les paramètres  $\sigma_h$ ,  $l_c$  et  $h_r$  sont ainsi écartés de l'analyse d'incertitude en les fixant à une valeur nominale moyenne :  $\sigma_h = 0.025$  m,  $l_c = 0.5$  m et  $h_r = 84\%$ , ce qui permet de réduire l'espace des paramètres d'entrée de 9 à 6 dimensions.

### 3.1. ÉLABORATION D'UN MODÈLE RAPIDE : MÉTAMODÉLISATION

De ce fait, le métamodèle est construit pour simuler la réponse du modèle dans l'espace des 6 paramètres influents ( $a_{fr}$ ,  $T_0$ ,  $a_T$ ,  $a_u$ ,  $h_v$  et  $\theta$ ), dont les intervalles de variation sont présentés dans le tableau 3.1. Les valeurs minimale et maximale des intervalles sont en accord avec l'analyse de sensibilité : elles correspondent aux niveaux minimal et maximal de l'analyse de Morris (cf. section 2.3.3).

Paramètres	Description	valeur minimale	valeur maximale
$a_{fr}$ ( $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ )	résistivité du sol	50	5000
$T_0$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	température atmosphérique de surface	0	30
$a_T$ ( $\text{K}\cdot\text{m}^{-1}$ )	coefficient du gradient thermique	-0.5	0.25
$a_u$ ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ )	coefficient du gradient aérodynamique	0.67	1.67
$h_v$ (m)	hauteur de végétation	0	1
$\theta$ ( $^{\circ}$ )	angle entre source-récepteur et le vent	0	90

TABLEAU 3.1 – Valeurs minimale et maximale des intervalles de variation des 6 paramètres d'entrée influents. L'intervalle du paramètre  $\theta$  est choisi pour concentrer l'analyse sur les conditions de vent portant à la propagation acoustique. Le jeu d'apprentissage de construction du métamodèle est tiré par échantillonnage dans cet espace à 6 dimensions.

La méthode d'échantillonnage utilisée pour générer le jeu d'apprentissage du métamodèle dans l'espace des paramètres est présentée dans la section 3.1.3 suivante.

#### 3.1.3 Échantillonnage par hypercube latin

Le jeu d'apprentissage du métamodèle est obtenu par échantillonnage dans l'espace des paramètres d'entrée défini dans le tableau 3.1 où chaque «point» du jeu d'apprentissage correspond à un calcul que doit réaliser le modèle. La méthode de tirage «aléatoire» de Monte Carlo pourrait être utilisée pour l'échantillonnage, mais cette technique requiert un nombre de points important pour couvrir correctement l'espace des paramètres, ce qui implique des temps de calcul très élevés. Des alternatives ont donc été développées pour réduire le nombre de calculs requis. Ces techniques accélèrent la convergence des estimations, tout en s'assurant que les points sont plus uniformément répartis dans l'espace des entrées. En effet, placer des points «au hasard» dans un espace de grande dimension conduit souvent à un mauvais échantillonnage de certaines dimensions, et à un sur-échantillonnage d'autres dimensions. Des exemples de telles méthodes alternatives ont été mentionnés en section 1.4.3.2, à savoir les méthodes quasi-Monte carlo basées sur des suites de nombres, les méthodes à échantillonnage stratifié comme les plans hypercube latin, ou encore les méthodes d'échantillonnage préférentiel.

La méthode retenue ici est la méthode d'échantillonnage par hypercube latin (LHS) [McKay *et al.*, 1979] qui permet de répartir beaucoup plus uniformément les points d'échantillonnage que la méthode Monte Carlo. La méthode LHS découpe l'intervalle des entrées  $X_k$  en  $N$  segments équiprobables (de probabilité  $1/N$ ), pour ensuite tirer aléatoirement une valeur dans chacun des segments. Les  $N$  valeurs obtenues pour le paramètre  $X_1$  sont ensuite combinées aléatoirement avec les  $N$  valeurs obtenues pour  $X_2$ , et ainsi de suite jusqu'à la  $K$ -ième variable, pour obtenir une matrice de taille  $N \times K$ . Concrètement, chaque ligne de cette matrice correspond à un

calcul que doit effectuer le modèle pour générer un point du jeu d'apprentissage, et où les valeurs stockées en colonnes représentent les valeurs des paramètres d'entrée.

La qualité de l'échantillonnage peut encore être améliorée en utilisant un critère «géométrique» comme proposé par [Johnson \*et al.\*, 1990](#). Ce critère géométrique est basé sur la distance euclidienne entre les points de l'échantillonnage. On distingue les critères :

- *maximin*, qui cherche à maximiser la distance minimale entre les points, ce qui tend à espacer les points le plus possible les uns des autres. Ce critère permet de réduire les effets de bords car il a tendance à davantage échantillonner les bords du domaine que le centre du domaine.
- *minimax*, qui minimise la distance maximale entre les points, ce qui fait que chaque point n'est jamais trop distant d'un autre point d'échantillonnage. Ce critère minimise les zones vides de l'espace, et concentre moins les points sur les bords que le critère *maximin*.

Pour illustrer ce propos, la figure [3.1](#) présente une comparaison d'un plan LHS obtenu avec le critère maximin à un plan Monte Carlo, tous deux obtenus avec  $N = 20$  échantillons et 2 paramètres d'entrées  $X_1$  et  $X_2$ . Les sous-espaces équiprobables du plan LHS sont représentés par la grille.

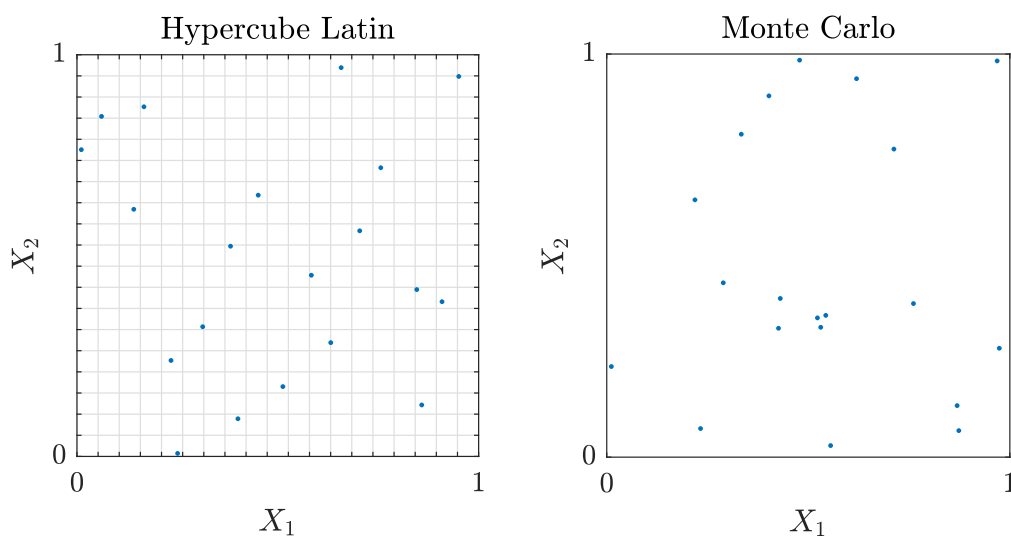


FIGURE 3.1 – Comparaison d'un plan LHS avec critère maximin (gauche) à un plan Monte Carlo (droite), pour un nombre d'échantillons  $N = 20$ , dans le plan des paramètres  $X_1$  et  $X_2$ . La grille du plan LHS représente les sous-espaces équiprobables.

Comme attendu, les points de l'échantillonnage LHS *maximin* sont mieux répartis dans l'espace, et plusieurs points se situent proches des bords du domaine, du fait du critère *maximin* utilisé. En revanche, l'échantillonnage aléatoire de Monte Carlo apparaît moins performant car il a sous-échantillonné des zones de l'espace et sur-échantillonné d'autres zones.



### 3.1. ÉLABORATION D'UN MODÈLE RAPIDE : MÉTAMODÉLISATION

Dans ces travaux, l'échantillonnage utilisé pour construire le métamodèle est de type LHS *maximin*. Cette méthode a été retenue pour construire le métamodèle avec un échantillonnage presque uniformément réparti, tout en ayant des points proches des limites de l'espace des paramètres. En effet, si peu de points se trouvaient sur les bords, le métamodèle présenterait une erreur d'approximation plus élevée en limite du domaine, ce qui ne convient pas à cette étude pour laquelle une précision importante est requise sur toute la plage de variation des paramètres. Par exemple, un échantillonnage trop faible aux limites de l'intervalle de variation de l'angle de propagation  $\theta$  (proche de  $0^\circ$  et  $90^\circ$ ) mènerait à des erreurs importantes car ce paramètre conditionne à la fois la directivité de l'éolienne (cf. section 2.1.4), et le gradient vertical de célérité effective au travers du terme  $\cos \theta$  de l'équation 2.28, terme qui pondère l'influence du vent de façon importante.

Concernant le nombre  $N$  de points d'échantillonnage, il doit idéalement être le plus élevé possible pour minimiser les zones de vide et ainsi réduire l'erreur d'interpolation entre les points.

Dans ces travaux, un bon compromis entre temps de calcul (cf. section 3.1.4) et erreur d'approximation du métamodèle (cf. section 3.1.8) est de considérer  $N = 500$  échantillons.

Les histogrammes de l'échantillonnage des différents paramètres présentés en figure 3.2 permettent de vérifier que les  $N$  points sont uniformément répartis dans l'espace des paramètres. De légères discontinuités apparaissent en bordure de domaines de variation de certains paramètres, en raison de la largeur des *bins* qui ne coïncident pas toujours avec la largeur de l'intervalle des paramètres.

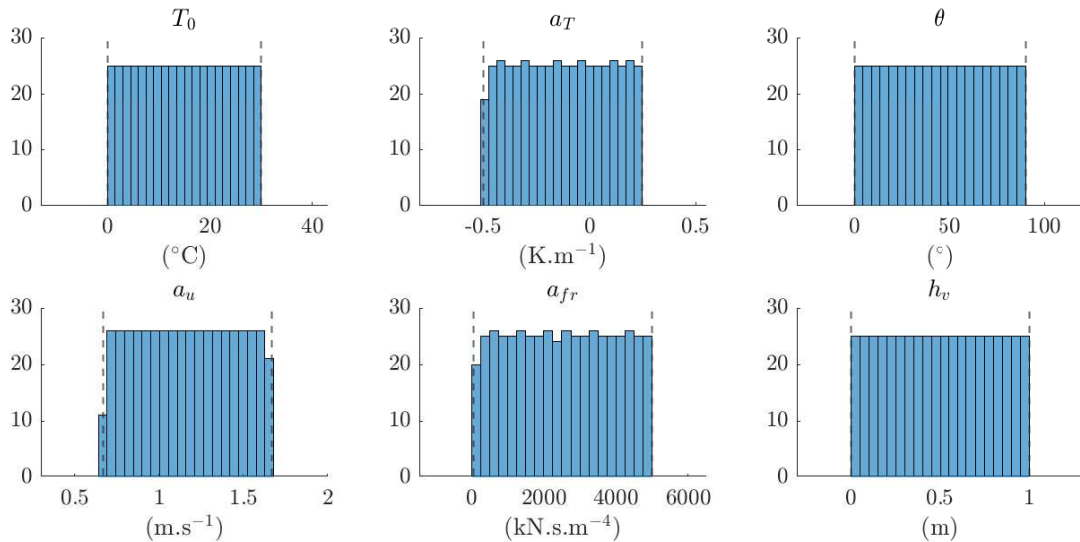


FIGURE 3.2 – Histogramme de l'échantillonnage LHS(500,6) avec critère maximin, pour les 6 paramètres d'entrée de l'analyse, et  $N = 500$  points. Les lignes en pointillés noirs représentent les bornes minimale et maximale de l'intervalle de variation de chacun des paramètres.

### 3.1.4 Temps de calcul

Le jeu d'apprentissage du métamodèle est constitué donc de  $N = 500$  cartes de niveaux de pression acoustique SPL par fréquence, obtenues avec l'équation (2.4). Cela implique de réaliser, à chacune des fréquences de l'étude : 500 calculs de niveau de puissance acoustique SWL liés à l'émission acoustique, et  $500 \times 7$  calculs du terme d'atténuation  $\Delta L$  liés à la propagation acoustique, où 7 représente le nombre de hauteurs de sources retenues sur le plan du rotor de l'éolienne (cf. section 2.1.5). En outre, compte tenu du fait que la réglementation française ne permet pas l'installation d'éolienne à moins de 500 m d'une habitation (cf. section 1.2.4), et compte tenu des hauteurs des habitations, le domaine spatial de l'étude est limité à  $x \in [500; 1500]$  m et  $z \in [0.5; 10]$  m discrétisé par pas de 0.5 m, ce qui optimise le temps de calcul du terme SWL. Les temps de calcul du terme d'atténuation  $\Delta L$  dépendent quant à eux de la taille du domaine spatial et de la fréquence, le maillage spatial du modèle équation parabolique étant défini en  $\lambda/20$  (cf. section 2.2.2). À titre indicatif, avec un ordinateur possédant un processeur Intel Core i7-7820HQ et 32Go de mémoire RAM, les temps de calculs sont de l'ordre de :

- SWL : 13 h 40 min, pour 500 calculs dans le domaine spatial  $x \in [500; 1500]$  m ;  $z \in [0.5; 10]$  m, avec un pas spatial de 0.5 m ( $2001 \times 20$  points). Il faut multiplier ce temps par le nombre de fréquences considérées (14 dans cette étude).
- $\Delta L$  : 25 min pour  $f = 50$  Hz, pour 500 calculs, en ne considérant qu'une seule hauteur de source. Il faut multiplier ce temps par le nombre de hauteurs de sources considérées (7 dans cette étude, cf. section 2.1.5). Le temps de calcul des  $\Delta L$  augmente avec la fréquence pour atteindre :  
 $\approx 1$  jour et 9 h pour  $f = 1000$  Hz pour 500 calculs de  $\Delta L$ , en ne considérant qu'une seule hauteur de source. Il faut multiplier ce temps par le nombre de hauteurs de sources considérées (7 dans cette étude, cf. section 2.1.5).
- SPL : puis 1 h 45 min, pour la construction des 500 cartes de niveau de pression pour une fréquence, à l'aide de l'équation 2.4 Il faut multiplier ce temps par le nombre de fréquences considérées (14 dans cette étude).

Une représentation en tiers d'octave permet de vérifier que les niveaux obtenus sont représentatifs du contexte éolien. En effet, les résultats monochromatiques présentent des valeurs en dB<sub>SPL</sub> faibles, ce qui n'est pas simple d'interprétation. Pour obtenir les niveaux en bande de tiers d'octave à partir d'une série de calculs monochromatiques  $f_n$ , la formule suivante est utilisée :

$$\text{SPL}_{1/3}(f_c) = 10 \log_{10} \left[ \frac{(\Delta f)_{1/3}}{N_f} \sum_{n_f=1}^{N_f} 10^{\text{SPL}(f_n)/10} \right], \quad (3.1)$$

où  $N_f$  représente le nombre de calculs monochromatiques réalisés dans la bande de tiers d'octave, et où  $\Delta f = (2^{1/6} - 2^{-1/6})f_c$  est la largeur du tiers d'octave de fréquence centrale  $f_c$ .

### 3.1. ÉLABORATION D'UN MODÈLE RAPIDE : MÉTAMODÉLISATION

À titre d'exemple, la figure 3.3 présente les coupes 2D de bruit aux tiers d'octave de fréquence centrale  $f_c = 50; 200; 1000$  Hz, avec le jeu de paramètres  $n = 1$  de l'échantillonnage LHS :  $T_0 = 16.6$  °C,  $a_u = 1.19$  m·s<sup>-1</sup>,  $a_T = -0.11$  K·m<sup>-1</sup>,  $\theta = 39.8$  °,  $a_{fr} = 1758$  kN·s·m<sup>-4</sup> et  $h_v = 0.65$  m, sur le «bandeau» 2D  $x \in [500; 1500]$  m et  $z \in [0.5; 10]$  m.

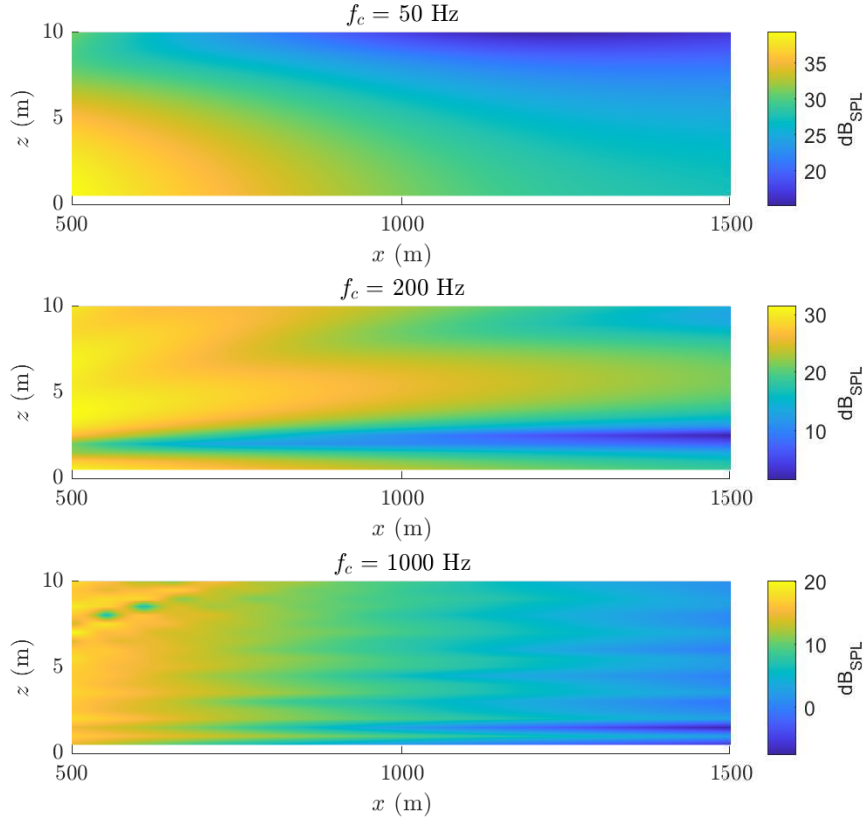


FIGURE 3.3 – Coupes verticales 2D des niveaux sonores pour les tiers d'octave de fréquences centrales  $f_c = 50; 200; 1000$  Hz obtenues avec le jeu de paramètres  $n = 1$  de l'échantillonnage LHS, sur le «bandeau»  $x \in [500; 1500]$  m et  $z \in [0.5; 10]$  m.

Les cartes obtenues présentent des niveaux sonores cohérents avec la physique du contexte éolien : les niveaux sont plus élevés en basses fréquences qu'en hautes fréquences, ce qui est lié au spectre d'émission de l'éolienne (figure 2.3). Les niveaux sonores diminuent logiquement avec la distance, ce qui traduit l'influence de la divergence géométrique. Enfin, bien que la source soit étendue et bien que les résultats soient moyennés sur une rotation de pale, des figures interférentielles sont visibles. Ces figures interférentielles font apparaître des séries de zones de moindre énergie sonore, d'autant plus nombreuses que la fréquence augmente.

N.B : Le modèle - et par extension le métamodèle - réalise des calculs monochromatiques. À l'instar de l'analyse de sensibilité (section 2.3), les fréquences étudiées sont les fréquences centrales des tiers d'octave de l'intervalle  $[50; 1000]$  Hz, à savoir 50 Hz, 63 Hz, 80 Hz, 100 Hz, 125 Hz, 160 Hz, 200 Hz, 250 Hz, 315 Hz, 400 Hz, 500 Hz, 630 Hz, 800 Hz, et 1000 Hz. Dans

la suite du document, la validation du métamodèle (section 3.1.8) est donc effectuée d'après les résultats monochromatiques de sortie. Les résultats de l'analyse d'incertitude (section 3.2) sont donnés en tiers d'octave, obtenus d'après l'équation 3.1, car c'est une expression plus courante des résultats dans le contexte éolien et plus largement en acoustique environnementale.

### 3.1.5 Réduction de dimension par Analyse en Composantes Principales

Le métamodèle a pour objectif d'être représentatif du comportement du modèle en émulant ses variables de sortie, *i.e.* ici les niveaux sonores en chaque point d'une carte de bruit. Une application directe de l'émulation sur une carte de bruit impliquerait ainsi de concevoir un émulateur pour chaque récepteur des cartes, soit  $2001 \times 20 = 40020$  émulateurs (cf. section 3.1.4), ce qui ne diminuerait pas efficacement les temps de calcul pour générer une carte. Pour pallier cette difficulté, la carte de sortie du modèle doit être représentée par un nombre restreint de scalaires (de l'ordre de la dizaine), afin d'émuler le comportement de ces quelques scalaires uniquement et ainsi de diminuer drastiquement les temps de calculs.

Pour ce faire, on considère le modèle comme une fonction  $\mathcal{M}$  dont les  $K$  paramètres d'entrée sont rassemblés dans un vecteur  $\mathbf{X} \in \mathbb{R}^K$ , où chaque composante  $X_k$  de  $\mathbf{X}$  est un paramètre d'entrée. Les sorties de  $\mathcal{M}$  (chaque récepteur d'une carte de bruit) sont rassemblées dans le vecteur de sorties à  $d$  dimensions  $\mathbf{y} \in \mathbb{R}^d$ , où  $d = 40020$  est le nombre de récepteurs d'une carte de bruit. Ainsi,  $y_1$  est le niveau sonore au premier récepteur,  $y_2$  est le niveau sonore au deuxième récepteur, et ainsi de suite jusqu'à  $y_{40020}$ . Le modèle peut donc s'écrire sous la forme  $\mathbf{y} = \mathcal{M}(\mathbf{X})$ , dont l'entrée  $\mathbf{X}$  est un vecteur à faible dimension (6), et dont la sortie  $\mathbf{y}$  est un vecteur à grande dimension (40020), comme l'illustre le schéma en figure 3.4

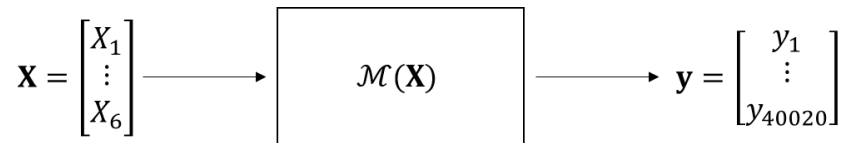


FIGURE 3.4 – Schéma du modèle  $\mathbf{y} = \mathcal{M}(\mathbf{X})$ , où  $\mathbf{X}$  représente le vecteur des paramètres d'entrée, et  $\mathbf{y}$  le vecteur de sorties constitué de 40020 récepteurs.

A l'instar de ce qui est proposé dans Mallet *et al.* [2018], l'approche adoptée consiste à projeter tout vecteur de sortie  $\mathbf{y}$  dans un sous-espace de base réduite  $(\Psi)_{j=1\dots H}$ , avec  $H \ll d$  le nombre de dimension de la base réduite, et où chaque vecteur  $\Psi_j$  de la base réduite est de même taille que le vecteur  $\mathbf{y}$ . Ainsi, tout comme la sortie  $\mathbf{y}$ , chaque  $\Psi_j$  peut être représenté sous forme d'une carte, et chaque vecteur  $\mathbf{y}$  peut être défini par une combinaison linéaire des vecteurs  $\Psi_j$  dont il faut alors déterminer le nombre  $H$  et les coefficients de projection  $a_j$ .

Dans ces travaux, les vecteurs  $\Psi_j$  sont déterminés par Analyse en Composantes Principales (ACP) du jeu d'apprentissage  $\mathbf{Y} = [\mathbf{y}_1 \dots \mathbf{y}_N]$  où les colonnes de cette matrice sont les  $N = 500$  cartes de SPL générées par échantillonnage LHS (cf. section 3.1.3). Ensuite, pour estimer les coefficients de projection  $a_j$ , il convient de soustraire la moyenne du jeu d'apprentissage  $\bar{\mathbf{y}} =$

$\frac{1}{N} \sum_{l=1}^N \mathbf{y}_l$  aux colonnes de  $\mathbf{Y}$  pour obtenir le jeu d'apprentissage centré  $\bar{\mathbf{Y}} = [\mathbf{y}_1 - \bar{\mathbf{y}} \dots \mathbf{y}_N - \bar{\mathbf{y}}]$ . Il est alors possible d'écrire  $\mathbf{y} \simeq \bar{\mathbf{y}} + \sum_{j=1}^H a_j \Psi_j$ , où  $a_j = (\mathbf{y} - \bar{\mathbf{y}})^T \Psi_j$  est le coefficient de projection de la  $j$ -ième composante principale, et  $H$  le nombre de composantes principales à considérer pour obtenir une bonne approximation de  $\mathbf{y}$ . Les composantes sont alors classées de telle sorte que la  $j$ -ième composante explique la  $j$ -ième plus grande variabilité du jeu d'apprentissage. Comme présenté en section [3.1.8](#), un faible nombre  $H$  ( $\approx 4$ ) de composantes principales  $\Psi_j$  est parfois suffisant pour obtenir une variance expliquée élevée ( $> 97\%$ ) du jeu d'apprentissage. Finalement, un modèle réduit en dimension  $\bar{\mathbf{y}} + \Psi \Psi^T (\mathcal{M}(\mathbf{X}) - \bar{\mathbf{y}}) \in \mathbb{R}^d$  est obtenu tel que :

$$\mathbf{y} = \mathcal{M}(\mathbf{X}) \quad (3.2)$$

$$\mathbf{y} \simeq \bar{\mathbf{y}} + \sum_{j=1}^H a_j \Psi_j \quad (3.3)$$

$$\mathbf{y} \simeq \bar{\mathbf{y}} + \sum_{j=1}^H (\mathbf{y} - \bar{\mathbf{y}})^T \Psi_j \Psi_j \quad (3.4)$$

$$\mathbf{y} \simeq \bar{\mathbf{y}} + \Psi \Psi^T (\mathcal{M}(\mathbf{X}) - \bar{\mathbf{y}}). \quad (3.5)$$

Le modèle réduit (équation [3.5](#)) peut être utilisé à la place du modèle initial car il possède les mêmes entrées  $\mathbf{X}$  et produit une approximation du vecteur de sortie (ou carte)  $\mathbf{y}$ . Néanmoins, le modèle réduit inclut toujours un appel à la fonction  $\mathcal{M}$ , ce qui ne permet pas de réduire efficacement les temps de calcul. Une étape additionnelle permettant d'émuler rapidement le comportement de  $\Psi^T \mathcal{M}(\mathbf{X})$  est donc nécessaire. La section [3.1.6](#) présente la méthode d'émulation utilisée dans ces travaux.

#### 3.1.6 Émulation des coefficients de projection

Le vecteur des coefficients de projection est défini par  $\mathbf{a} = \Psi^T \mathcal{M}(\mathbf{X}) = f(\mathbf{X})$ , où chacun de ses composants  $a_j = f_j(\mathbf{X})$  traduit l'importance du vecteur  $\Psi_j$  dans le vecteur de sortie  $\mathbf{y}$ . Suite à l'ACP réalisée, les coefficients  $a_j$  sont connus pour chacune des  $N$  cartes du jeu d'apprentissage. Cependant, comme la fonction  $f$  présente un temps de calcul élevé, elle doit être remplacée par un émulateur statistique  $\hat{f}$  dont le coût de calcul est négligeable et tel que  $\hat{f}(\mathbf{X}) \simeq f(\mathbf{X})$ , ce qui permet de calculer le vecteur  $\mathbf{a}$  rapidement pour n'importe quelle combinaison des paramètres d'entrée  $X_k$ . En pratique, un émulateur est construit pour chaque  $f_j(\mathbf{X})$ , c'est-à-dire pour chacune des  $H$  composantes principales retenues.

##### 3.1.6.1 Revue des principales méthodes d'émulation existantes

Les émulateurs  $\hat{f}_j(\mathbf{X})$  peuvent être obtenus à l'aide de différentes techniques, dont les plus communes sont :

- les méthodes de *régression paramétrique* : le cas le plus simple est de chercher une droite qui passe au plus près des points du jeu d'apprentissage selon la méthode des moindres carrés. Lorsque les points ne semblent pas présenter de tendance linéaire, il est possible

d'utiliser des modèles polynomiaux de degrés supérieurs (quadratique, cubique, etc) pour tenter de minimiser les écarts entre les points et la fonction de régression. Bien que cette méthode soit simple à mettre en œuvre, elle ne permet pas de suivre des comportements locaux particuliers dans le domaine de variation des entrées car elle repose sur l'hypothèse forte de linéarité. De plus, l'émulation est biaisée car une erreur est toujours commise par rapport à la valeur vraie, et ce même en des points du jeu d'apprentissage comme l'illustre la figure 3.5.

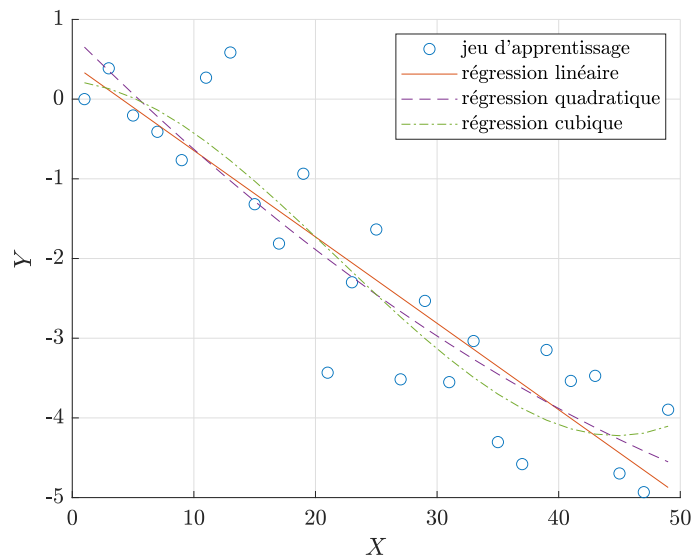


FIGURE 3.5 – Courbes d'ajustement de régression linéaire, quadratique et cubique de  $Y$  sur  $X$ .

- les méthodes d'*interpolation* : dans le cas le plus simple de l'interpolation linéaire, il s'agit de déterminer la droite qui passe entre deux points successifs du jeu d'apprentissage, ce qui donne une courbe continue mais bien souvent non dérivable. Si besoin, des splines d'interpolation peuvent être utilisées afin d'éviter ces non-régularités. Les splines d'interpolation sont définies par un ordre  $r$  de telle manière que la trajectoire soit  $(r - 2)$  dérivable. Cette technique permet d'obtenir une courbe qui passe forcément par les points du jeu d'apprentissage, et donc d'avoir une erreur nulle en ces points. Néanmoins, lors de l'utilisation de splines d'ordre élevé, les trajectoires peuvent fluctuer énormément entre les points d'apprentissage (surtout lorsque les points sont proches), ce qui peut être problématique. Enfin, comme avec les méthodes de régression paramétrique, il est difficile d'émuler des comportements locaux du domaine des entrées. Cette méthode requiert donc de disposer de points d'apprentissage répartis sur tout le domaine des entrées et en nombre conséquent pour minimiser les zones de vide (surtout à haute dimension, *i.e.* un nombre de paramètres d'entrée élevé). La figure 3.6 présente un exemple d'interpolation linéaire et d'interpolation avec spline cubique.

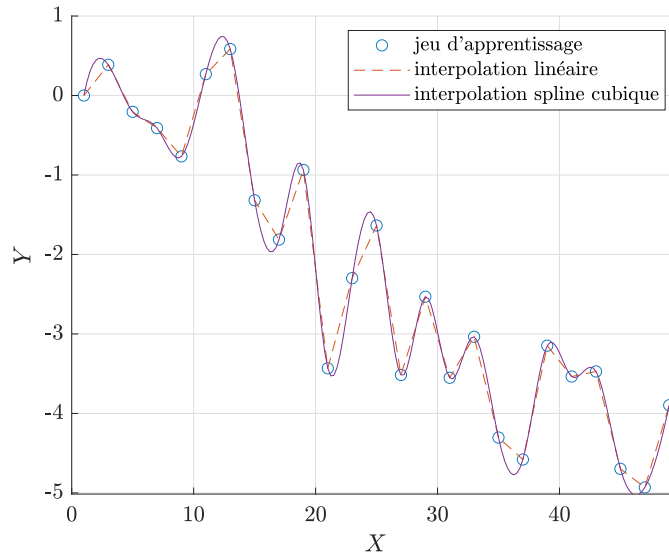


FIGURE 3.6 – Interpolation linéaire et par spline cubique de  $Y$  sur  $X$ .

- Les méthodes de *krigeage*<sup>1</sup> : ce sont des méthodes d'interpolation linéaires qui tiennent compte de la structure des points d'apprentissage. Cela signifie que ce sont des méthodes non biaisées, où les prédictions au niveau des points d'apprentissage coïncident avec les valeurs vraies. Les points interpolés sont quant à eux modélisés par des combinaisons linéaires des points d'apprentissage. Les poids dépendent de la position relative du point interpolé par rapport aux points d'apprentissage, en tenant compte également des distances entre les points d'apprentissage deux-à-deux. Enfin, ce sont des méthodes optimales dans le sens où elles minimisent la variance de l'erreur d'émulation  $\mathbb{E} \left[ \left( \hat{f}_i(\mathbf{X}) - f_i(\mathbf{X}) \right)^2 \right]$ .

D'autres techniques existent, comme les méthodes de réseaux de neurones [Bishop, 1995] ou encore les forêts aléatoires [Breiman, 2001]. La méthode d'émulation retenue dans ces travaux est une méthode de krigeage décrite ci-après en section 3.1.6.2

### 3.1.6.2 Méthode d'émulation retenue : le krigeage

Dans le contexte du krigeage, l'émulateur  $\hat{f}_j(\mathbf{X})$  est exprimé comme la somme d'une partie déterministe et stochastique, telle que [Matheron 1965] :

$$\hat{f}_j(\mathbf{X}) = m(\mathbf{X}) + \varepsilon(\mathbf{X}) \quad (3.6)$$

où,

- $m(\mathbf{X})$  est la tendance (ou dérive) : dans la pratique, il est possible de considérer une tendance constante  $m(\mathbf{X}) = b_0$ , si  $b_0$  est inconnu on parle de krigeage *ordinaire* et si

1. en référence à Danie G. Krige qui a premièrement utilisé cette méthode en géostatistique minière.

$b_0$  est connu on parle de krigeage *simple*, ou de considérer une tendance polynomiale  $m(\mathbf{X}) = \sum_{k=1}^K b_{j,k} X_k$  où les coefficients  $b_{j,k}$  sont inconnus, on parle dans ce cas de krigeage *universel*.

- $\varepsilon(\mathbf{X})$  est l'erreur systématique : elle est modélisée par un processus gaussien stationnaire centré et de fonction de covariance donnée en une dimension par :

$$\text{Cov}(\varepsilon(X), \varepsilon(\hat{X})) = \sigma^2 R_\Theta(X - \hat{X}) \quad (3.7)$$

où  $\sigma^2$  est la variance (à estimer) du processus  $\varepsilon$ ,  $R_\Theta$  la fonction de corrélation de  $\varepsilon$ , et où  $\Theta$  est le paramètre de la fonction de corrélation choisie. Lorsqu'ils ne sont pas connus, les paramètres  $m$ ,  $\sigma^2$  et  $\Theta$  sont estimés par maximum de vraisemblance.

La fonction de corrélation  $R_\Theta$ , parfois appelée «kernel», est une fonction paramétrique qui a pour but de traduire les dépendances statistiques entre les points. Elle est donc choisie pour représenter les propriétés de régularité de la surface de krigeage souhaitée. On peut citer, pour des cas de corrélation isotrope :

- la fonction de corrélation exponentielle :

$$R_\Theta(X - \hat{X}) = \exp\left[-\frac{\|X - \hat{X}\|}{\Theta}\right], \quad (3.8)$$

- la fonction de corrélation gaussienne :

$$R_\Theta(X - \hat{X}) = \exp\left[-\frac{\|X - \hat{X}\|^2}{\Theta^2}\right], \quad (3.9)$$

- ou encore la fonction de corrélation Matérn  $\frac{5}{2}$  :

$$R_\Theta(X - \hat{X}) = \left(1 + \frac{\sqrt{5}\|X - \hat{X}\|}{\Theta} + \frac{5\|X - \hat{X}\|^2}{3\Theta^2}\right) \exp\left[-\frac{\sqrt{5}\|X - \hat{X}\|}{\Theta}\right], \quad (3.10)$$

où  $\|X - \hat{X}\|$  est la distance euclidienne entre les points  $X$  et  $\hat{X}$ . Ces formulations sont unidimensionnelles, le passage à plusieurs dimensions (fonction du nombre de paramètres d'entrée) se faisant *via* le produit des corrélations unidimensionnelles :

$$R_\Theta(\mathbf{X}, \hat{\mathbf{X}}) = \prod_{j=1}^K R_\Theta(X_j, \hat{X}_j). \quad (3.11)$$

Un exemple d'interpolation par krigeage en une dimension est présenté en figure 3.7 afin d'illustrer la méthode.



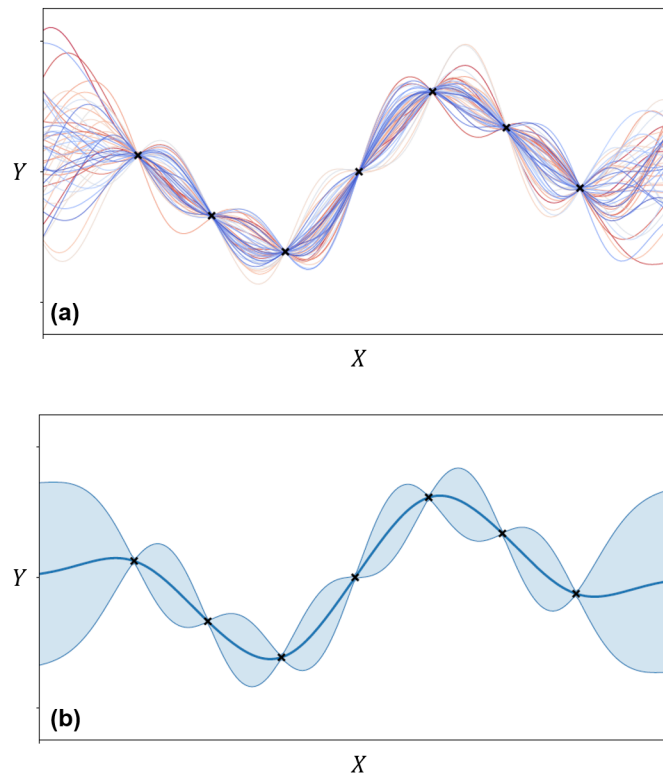


FIGURE 3.7 – Exemple<sup>1</sup> d’interpolation par krigeage de  $Y$  sur  $X$ . La figure (a) présente différents processus aléatoires gaussiens, et la figure (b) présente la moyenne et l’intervalle à 95% des processus.

Ces travaux utilisent l’interpolation par krigeage *ordinaire* (*Package DiceKriging* du logiciel R [R Core Team, 2013](#)). En effet, sans a priori théorique sur la forme de la tendance  $m$  (constante, linéaire, polynomiale), utiliser l’interpolation par krigeage *universel* pourrait faire perdre en précision, à taille d’échantillon égale, car cette méthode nécessite pour estimer cette tendance de rajouter des degrés de liberté. La tendance  $m$  est ici considérée comme une constante non nulle  $b_0$ , qui est déterminée par maximum de vraisemblance. En outre, la fonction de corrélation choisie est la fonction Matérn  $\frac{5}{2}$  préconisée dans [Koehler et Owen, 1996](#), qui est un bon compromis entre la fonction exponentielle qui présente une décroissance rapide, et la fonction gaussienne plus lisse.

### 3.1.7 Construction du métamodèle

Le métamodèle obtenu s’écrit finalement :

$$\mathbf{y} \simeq \bar{\mathbf{y}} + \Psi(\hat{f}(\mathbf{X}) - \Psi^T \bar{\mathbf{y}}), \quad (3.12)$$

où chaque carte  $\mathbf{y}$  est une combinaison linéaire des composantes principales  $\Psi_j$  déterminées

1. issu du cours de Nicolas Durrande lors de l’école-chercheurs 2018 du réseau Mexico.

par ACP du jeu d'apprentissage (section 3.1.5), dont les coefficients de projection  $\hat{a}_j = \hat{f}_j(\mathbf{X})$  sont estimés par krigeage (section 3.1.6). Deux différentes erreurs sont ainsi commises par le métamodèle lors de la construction d'une carte  $\mathbf{y}$  :

- l'erreur de *projection*, qui est liée à la réduction en dimension des cartes dans la base réduite  $(\Psi)_{j=1\dots H}$ ,
- l'erreur d'*émulation*, qui est liée à l'estimation des coefficients  $\hat{a}_j$  par krigeage.

La validation du métamodèle nécessite d'estimer ces deux erreurs pour quantifier l'erreur totale commise. Comme le métamodèle prend en entrée le même vecteur de paramètres  $\mathbf{X}$  que le modèle  $\mathcal{M}(\mathbf{X})$ , et comme il produit des cartes  $\mathbf{y}$  de même taille, une comparaison directe entre les sorties du métamodèle et du modèle peut être faite pour estimer ces erreurs. La figure 3.8 présente un schéma récapitulatif des étapes de construction du métamodèle, où sont représentées l'erreur de projection et l'erreur d'émulation.

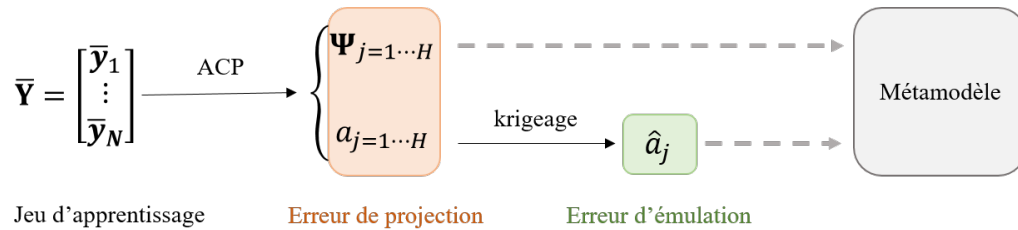


FIGURE 3.8 – Schéma récapitulatif de la construction du métamodèle. Les composantes principales  $\Psi_j$  et leurs coefficients  $a_j$  sont obtenus par ACP du jeu d'apprentissage  $\bar{\mathbf{Y}}$ . Les coefficients  $\hat{a}_j$  sont quant à eux déterminés par krigeage afin d'émuler rapidement les  $\hat{a}_j$  pour n'importe quelle combinaison des paramètres d'entrée  $X_k$ .

Généralement, l'erreur de projection est négligeable en regard de l'erreur d'émulation. Si l'erreur de projection est trop importante, elle peut être diminuée en augmentant le nombre  $H$  de composantes principales retenues afin d'expliquer une plus grande part de la variance. Si cela ne suffit pas, il convient d'augmenter le nombre  $N$  de cartes du jeu d'apprentissage pour mieux échantillonner l'espace et obtenir des composantes  $\Psi_j$  davantage représentatives. Quant à elle, l'erreur d'émulation peut être réduite en augmentant le nombre  $N$  de cartes du jeu d'apprentissage pour réduire les zones de vide dans l'espace des paramètres et ainsi diminuer l'erreur d'interpolation. La section 3.1.8 présente l'estimation de ces deux types d'erreurs dans notre cas d'étude.

### 3.1.8 Validation du métamodèle

L'étape de validation du métamodèle consiste à quantifier l'erreur de projection, l'erreur d'émulation et l'erreur totale, commises lors de la création d'une carte par le métamodèle. Ces 3 types d'erreur sont estimés en calculant les écarts de niveaux sonores entre les cartes de métamodèle et les cartes du modèle initial, obtenues avec les mêmes paramètres d'entrée  $\mathbf{X}$ . Cette

étape de validation est donc coûteuse en temps de calcul car elle fait appel au modèle initial. En outre, pour estimer efficacement les erreurs et ne pas les sous-estimer, l'approche adoptée consiste à tester le métamodèle dans des conditions qui lui sont les plus défavorables. Pour ce faire, un plan LHS(100,6) complémentaire au plan LHS(500,6) utilisé pour le jeu d'apprentissage est généré afin de placer les points de test dans des zones de l'espace éloignées des points d'apprentissage. Les évaluations des 3 types d'erreur sont présentées dans les sections suivantes.

#### 3.1.8.1 Erreur de projection

La première étape de validation consiste à vérifier que la réduction de dimensions des  $N = 500$  cartes de  $\mathbf{Y}$  est efficace, c'est-à-dire que seulement quelques composantes  $\Psi_j$  permettent d'expliquer une grande part de la variance du jeu d'apprentissage  $\bar{\mathbf{Y}}$ . Pour ce faire, il est possible d'afficher la variance expliquée par composante ainsi que la variance cumulée, comme présenté en figures 3.9, 3.10 et 3.11 pour les fréquences 50 Hz, 200 Hz et 1000 Hz respectivement.

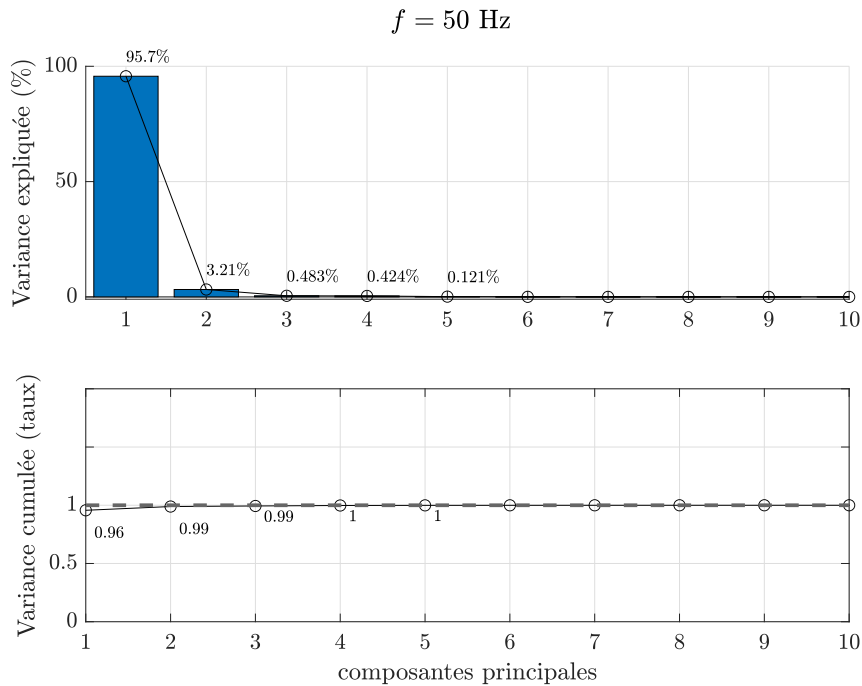


FIGURE 3.9 – Variance expliquée et variance cumulée par composantes principales du jeu d'apprentissage  $\bar{\mathbf{Y}}$  à la fréquence de 50 Hz.

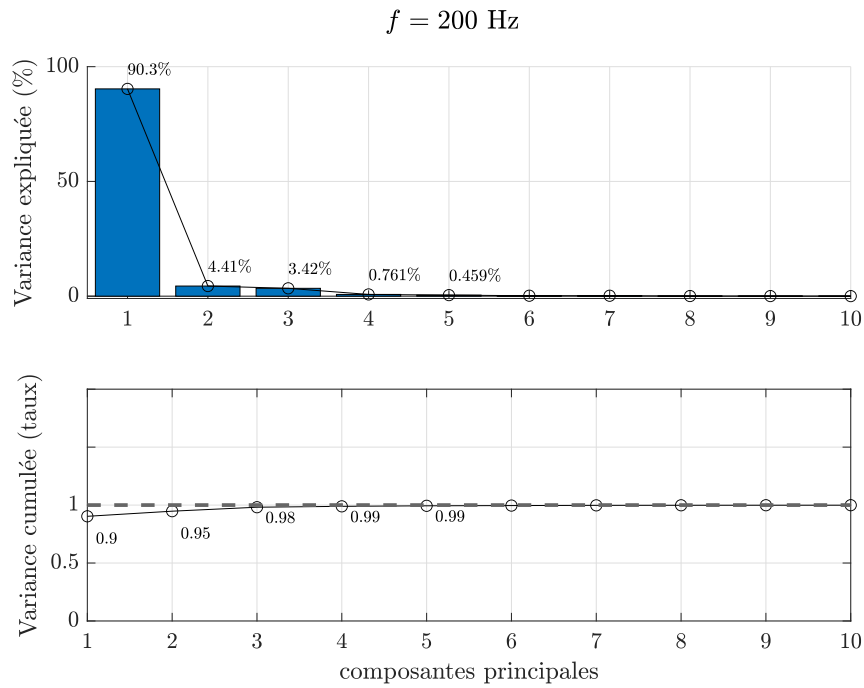


FIGURE 3.10 – Variance expliquée et variance cumulée par composantes principales du jeu d'apprentissage  $\bar{\mathbf{Y}}$  à la fréquence de 200 Hz.

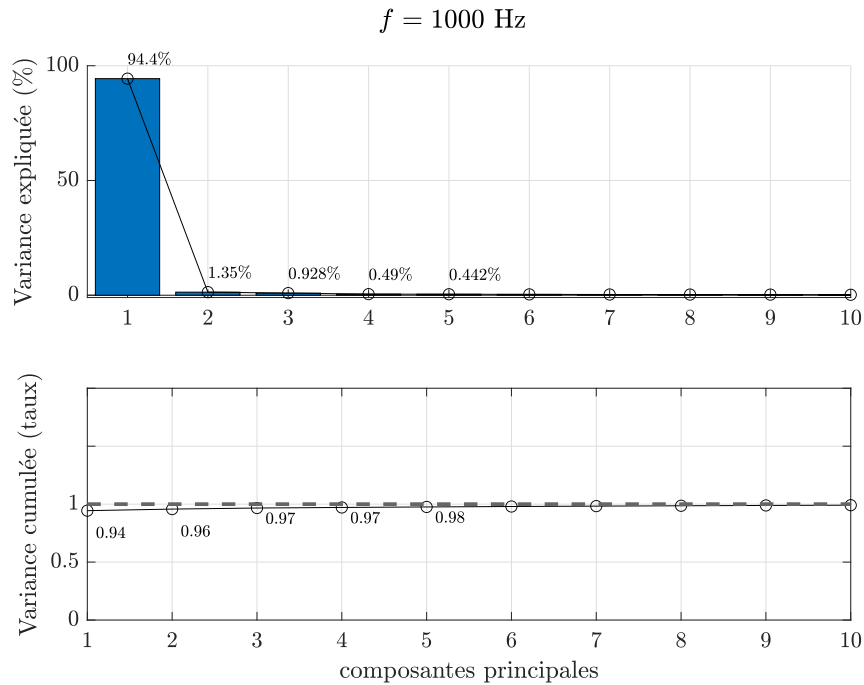


FIGURE 3.11 – Variance expliquée et variance cumulée par composantes principales du jeu d'apprentissage  $\bar{\mathbf{Y}}$  à la fréquence de 1000 Hz.

### 3.1. ÉLABORATION D'UN MODÈLE RAPIDE : MÉTAMODÉLISATION

La même tendance est observée quelle que soit la fréquence considérée : une très grande part de la variance ( $> 90\%$ ) est expliquée par la première composante principale et seulement quelques composantes supplémentaires ( $\approx 4$ ) sont nécessaires pour expliquer plus de 97% de la variance cumulée du jeu d'apprentissage. Ces résultats indiquent que la réduction de dimension est efficace car le nombre de composantes principales nécessaires est très faible en regard du nombre de cartes du jeu d'apprentissage ( $N = 500$ ).

Étant donné que toute carte  $\mathbf{y}$  en sortie du métamodèle est représentée par une combinaison linéaire des composantes  $\Psi_j$ , il est possible de représenter chacune des  $\Psi_j$  sous forme d'une carte. Parfois, les composantes se rapprochent d'un phénomène particulier (interférences, divergence, etc), ce qui peut être rassurant et faciliter les interprétations. À titre d'illustration, les figures 3.12, 3.13 et 3.14 présentent les 3 premières composantes principales pour les fréquences 50 Hz, 200 Hz et 1000 Hz.

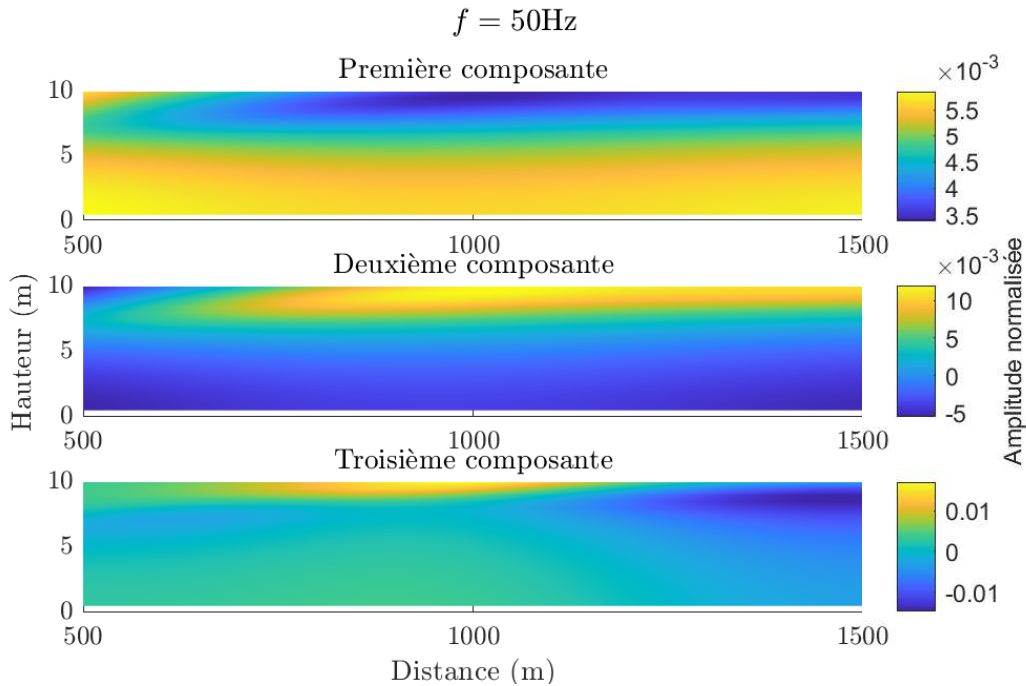


FIGURE 3.12 – Représentation sous forme de carte des 3 premières composantes principales  $\Psi_j$  à la fréquence 50 Hz.

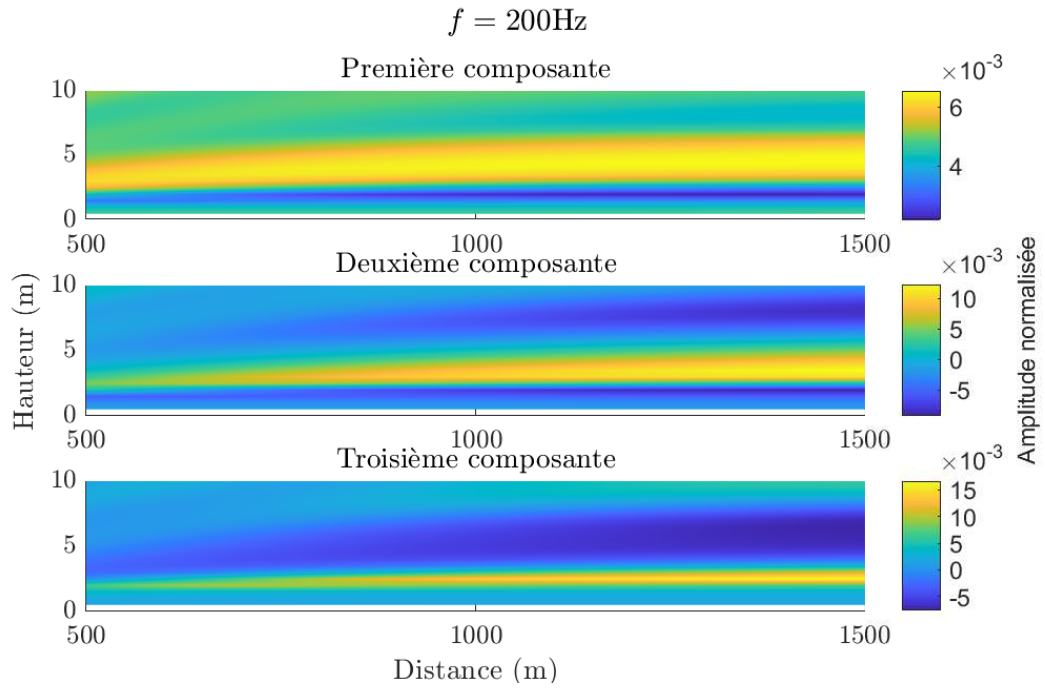


FIGURE 3.13 – Représentation sous forme de carte des 3 premières composantes principales  $\Psi_j$  à la fréquence 200 Hz.

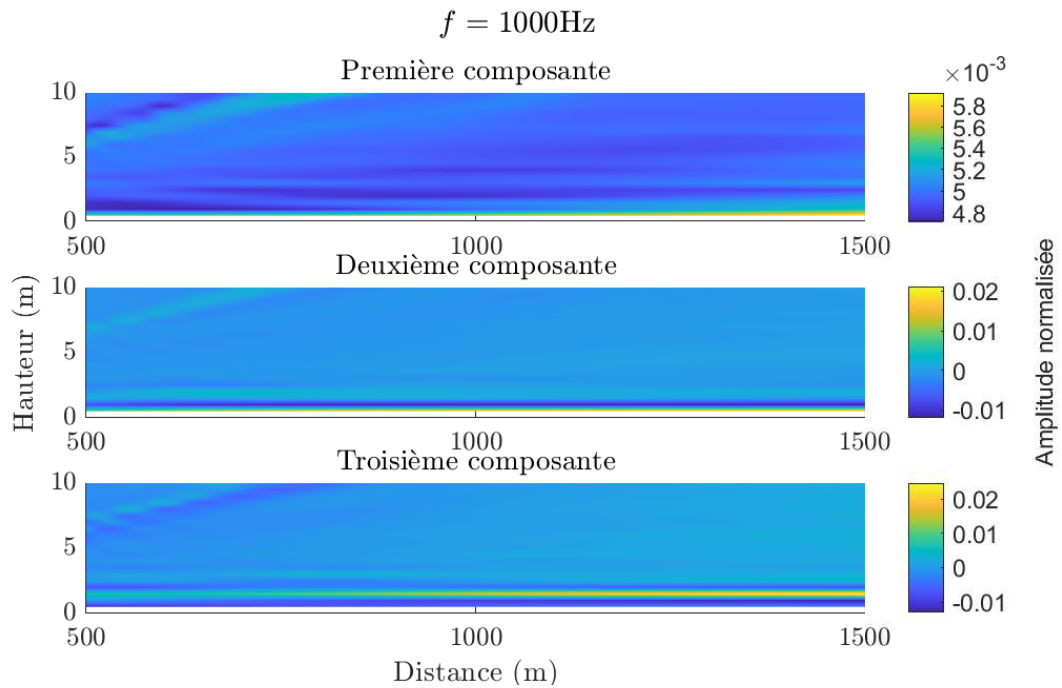


FIGURE 3.14 – Représentation sous forme de carte des 3 premières composantes principales  $\Psi_j$  à la fréquence 1000 Hz.

Les composantes affichées ici ne semblent pas représenter clairement de phénomène distinctif. On peut toutefois mentionner que les variations spatiales des niveaux peuvent faire penser à des interférences. Cette interprétation est renforcée par le fait que les variations des niveaux sont de plus en plus fines lorsque la fréquence augmente. En outre, les niveaux affichés ici sont normalisés étant donné que les composantes ont été obtenues à partir du jeu d'apprentissage centré  $\bar{\mathbf{Y}} = [\mathbf{y}_1 - \bar{\mathbf{y}} \dots \mathbf{y}_N - \bar{\mathbf{y}}]$ , où  $\bar{\mathbf{y}}$  est la moyenne du jeu d'apprentissage  $\mathbf{Y}$ .

La deuxième étape de validation consiste à vérifier que des cartes hors du jeu d'apprentissage peuvent également être projetées efficacement dans la base réduite, c'est-à-dire sans qu'une erreur importante soit commise. Dans cette application, l'erreur de projection correspond à l'écart en dB entre les cartes issues du modèle initial et les cartes projetées sur la base réduite  $(\Psi)_{j=1\dots H}$ .

Le plan LHS(100,6) qui est complémentaire au plan LHS(500,6) du jeu d'apprentissage est utilisé pour estimer l'erreur de projection. La démarche consiste à utiliser le modèle initial pour calculer les 100 nouvelles cartes du plan LHS(100,6), pour ensuite projeter ces 100 cartes sur la base réduite  $(\Psi)_{j=1\dots H}$ . Enfin, l'erreur de projection est obtenue en soustrayant les cartes projetées aux cartes initiales, ce qui permet d'obtenir les écarts en dB à chaque récepteur des cartes.

Compte tenu du nombre de données obtenues (nombre de cartes  $\times$  nombre de récepteurs), une représentation en histogramme est utilisée pour synthétiser les résultats, où sont affichés l'erreur moyenne et l'écart-type des erreurs. Les figures [3.15](#), [3.16](#) et [3.17](#) présentent les résultats aux fréquences 50 Hz, 200 Hz et 1000 Hz respectivement. Ces histogrammes sont calculés pour différents nombres  $H$  de composantes de la base réduite, par ordre croissant, ce qui permet de visualiser directement l'influence de  $H$  sur l'erreur de projection commise. Il est souhaitable que l'erreur de projection soit négligeable en termes de niveau de pression acoustique. Le critère retenu pour cette étude est de l'ordre de 0.1 dB<sub>SPL</sub>.

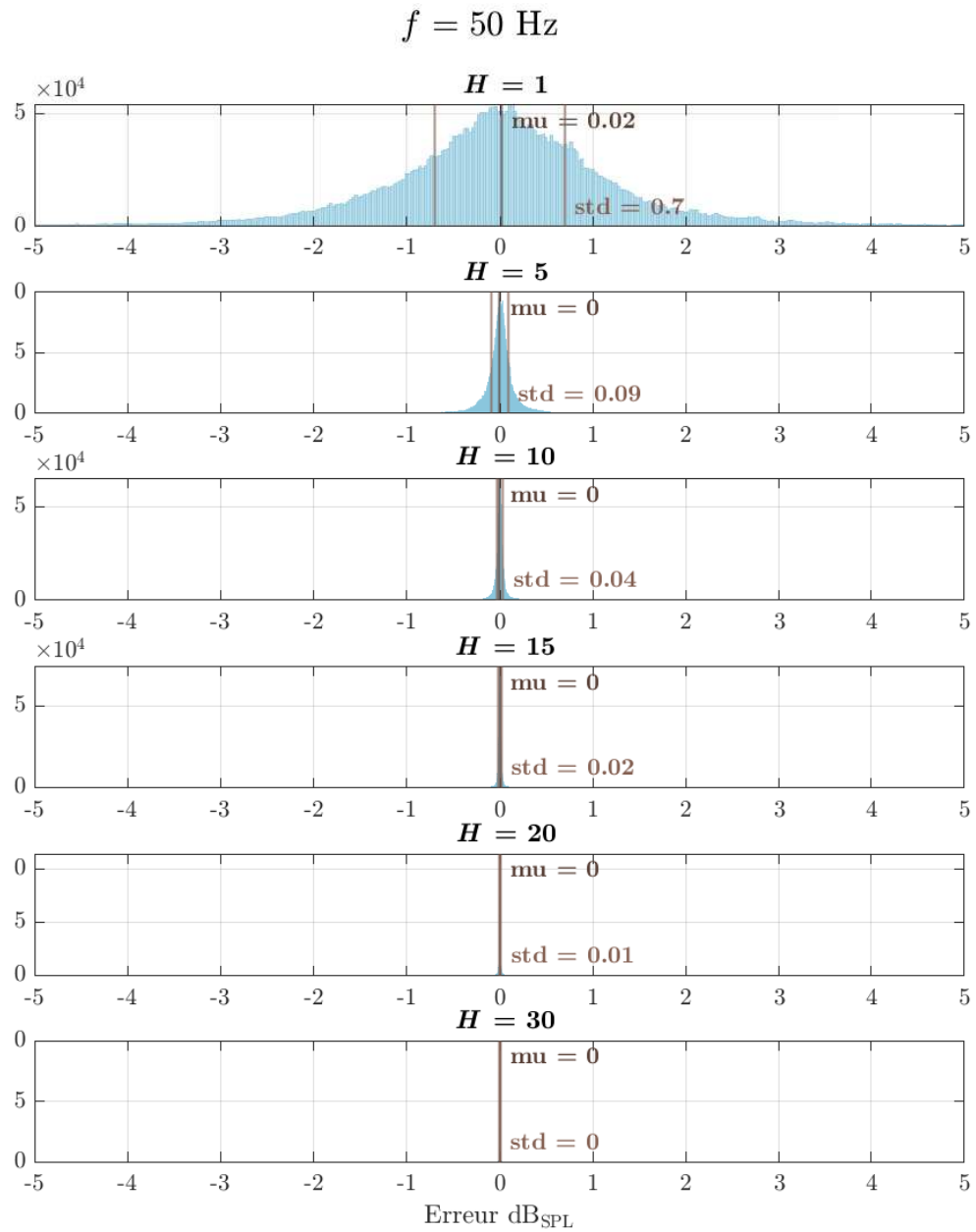


FIGURE 3.15 – Histogramme des erreurs de projection à  $f = 50 \text{ Hz}$ , pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérés. La moyenne est indiquée par «mu» et l'écart-type par «std».



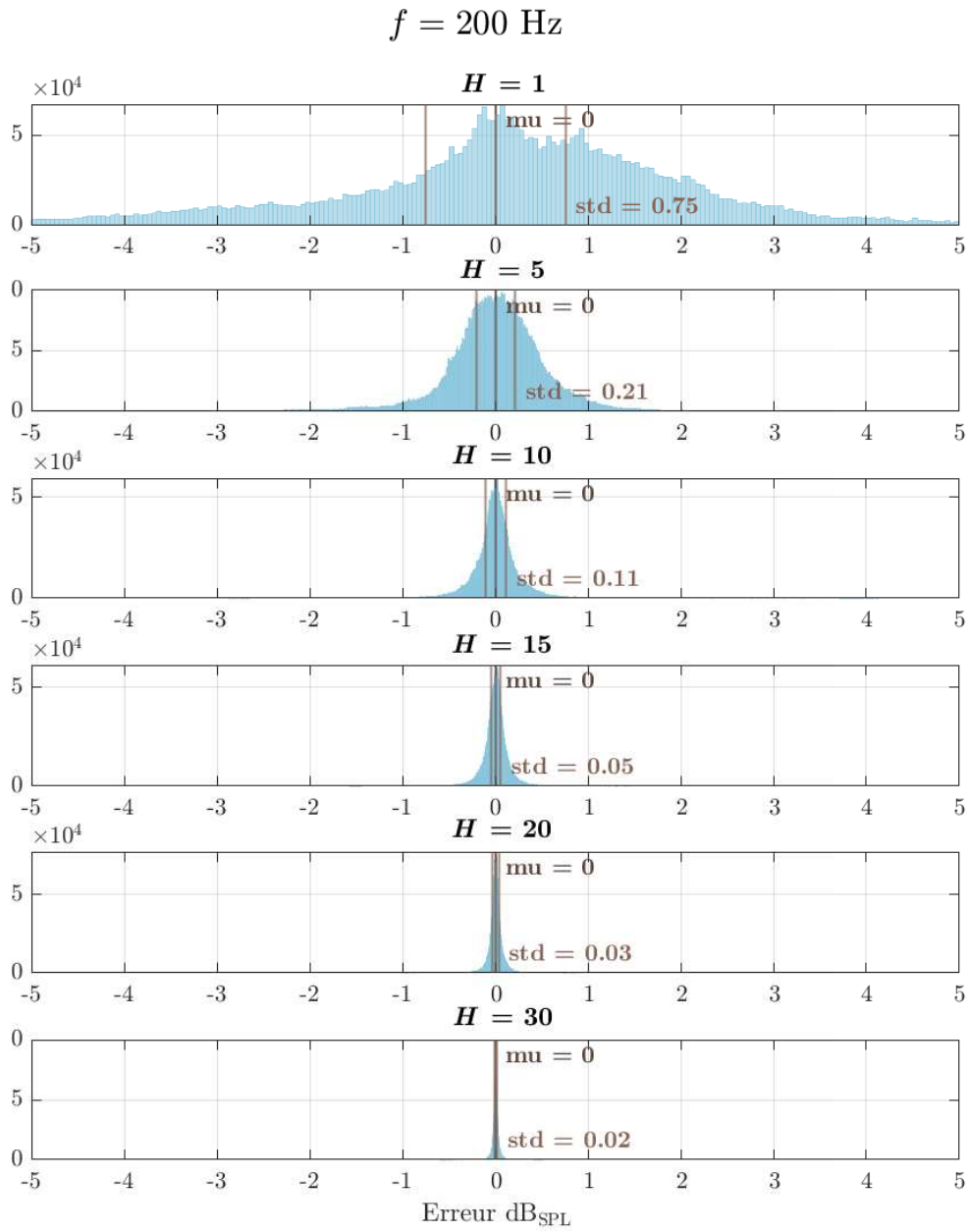


FIGURE 3.16 – Histogramme des erreurs de projection à  $f = 200 \text{ Hz}$ , pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérés. La moyenne est indiquée par «mu» et l'écart-type par «std».

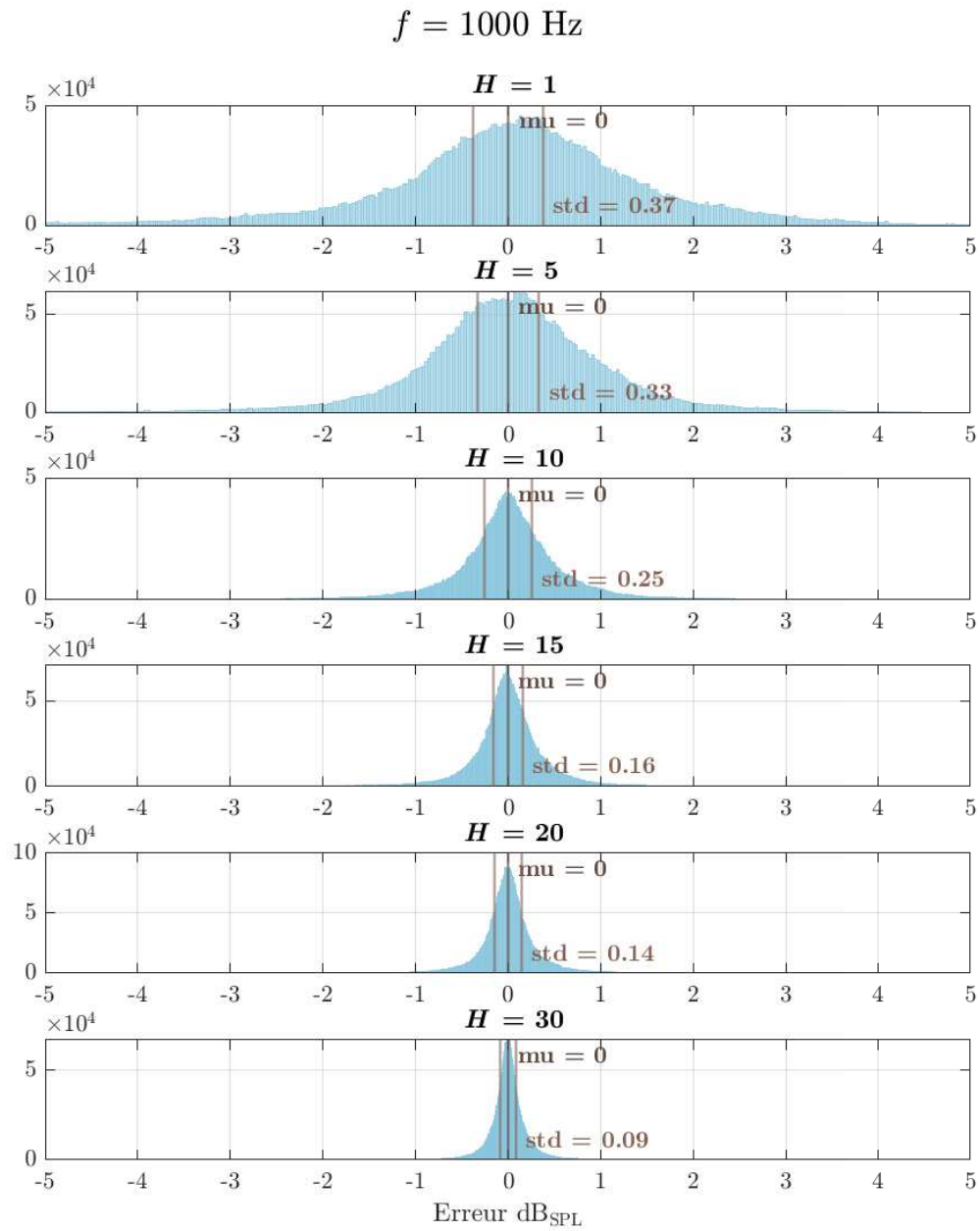


FIGURE 3.17 – Histogramme des erreurs de projection à  $f = 1000$  Hz, pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérés. La moyenne est indiquée par «mu» et l'écart-type par «std».

Un premier niveau d'analyse des figures [3.15](#), [3.16](#) et [3.17](#) montre que l'erreur moyenne est nulle (à la précision choisie qui est du centième de dB), quelle que soit la fréquence et le nombre  $H$  de composantes. Le biais est donc négligeable, ce qui indique qu'il n'y a pas d'erreur systématique commise. De plus, il apparaît clairement que l'augmentation de  $H$  réduit la dispersion des erreurs, et donc ce faisant celle de l'écart-type, ce qui est cohérent avec l'augmentation de la variance expliquée en fonction du nombre de composantes.

Une analyse plus fine montre que la dispersion des erreurs diminue très rapidement en basse fréquence (50 Hz) lorsque  $H$  augmente :  $\text{std} = 0.7 \text{ dB}_{\text{SPL}}$  pour  $H = 1$  et  $\text{std} = 0.09 \text{ dB}_{\text{SPL}}$  pour  $H = 5$ . Cette tendance est moins marquée à des fréquences plus élevées : à 200 Hz,  $\text{std} = 0.75 \text{ dB}_{\text{SPL}}$  pour  $H = 1$  et  $\text{std} = 0.21 \text{ dB}_{\text{SPL}}$  pour  $H = 5$ ; et à 1000 Hz,  $\text{std} = 0.37 \text{ dB}_{\text{SPL}}$  pour  $H = 1$  et  $\text{std} = 0.33 \text{ dB}_{\text{SPL}}$  pour  $H = 5$ .

Cette convergence moins rapide en fonction de la fréquence s'explique par la dépendance en fréquence des effets cumulés de l'émission et de la propagation acoustique au travers des effets de sol et des effets météorologiques. Cela peut aussi en partie être expliqué par les effets d'absorption de sol qui sont plus importants en hautes fréquences, et par la forme des figures interférentielles plus complexes en hautes fréquences (voir figure [3.3](#)).

En synthèse, considérer  $H \simeq 15$  permet d'obtenir des erreurs de projection acceptables ( $\text{std} \simeq 0.1 \text{ dB}_{\text{SPL}}$ ). Cette observation devra être confirmée par l'estimation de l'erreur d'émulation (section [3.1.8.2](#)) et de l'erreur totale (section [3.1.8.3](#)).

#### 3.1.8.2 Erreur d'émulation

L'erreur d'émulation est liée à l'interpolation par krigeage qui permet d'émuler les coefficients de projection  $a_j$  pour n'importe quel jeu de paramètres  $\mathbf{X}$  (figure [3.8](#)). Pour estimer cette erreur il faut, pour un même jeu de paramètres d'entrée  $\mathbf{X}$ , comparer les cartes projetées sur la base réduite  $(\Psi)_{j=1\dots H}$ , à celles obtenues en sortie du métamodèle (avec les coefficients émulsés  $\hat{a}_j$ ). Comme pour l'erreur de projection (section [3.1.8.1](#)), la technique consiste à utiliser le plan complémentaire LHS(100,6) afin de calculer 100 cartes loin des points d'apprentissage. Ensuite, ces 100 cartes sont projetées sur la base réduite, et les niveaux sonores de ces cartes projetées sont comparés avec les niveaux sonores des cartes en sortie du métamodèle. À l'instar de la section [3.1.8.1](#) précédente, les résultats sont synthétisés sous forme d'histogramme, pour un nombre  $H$  de composantes croissant, aux fréquences de 50 Hz (figure [3.18](#)), 200 Hz (figure [3.19](#)) et 1000 Hz (figure [3.20](#)).

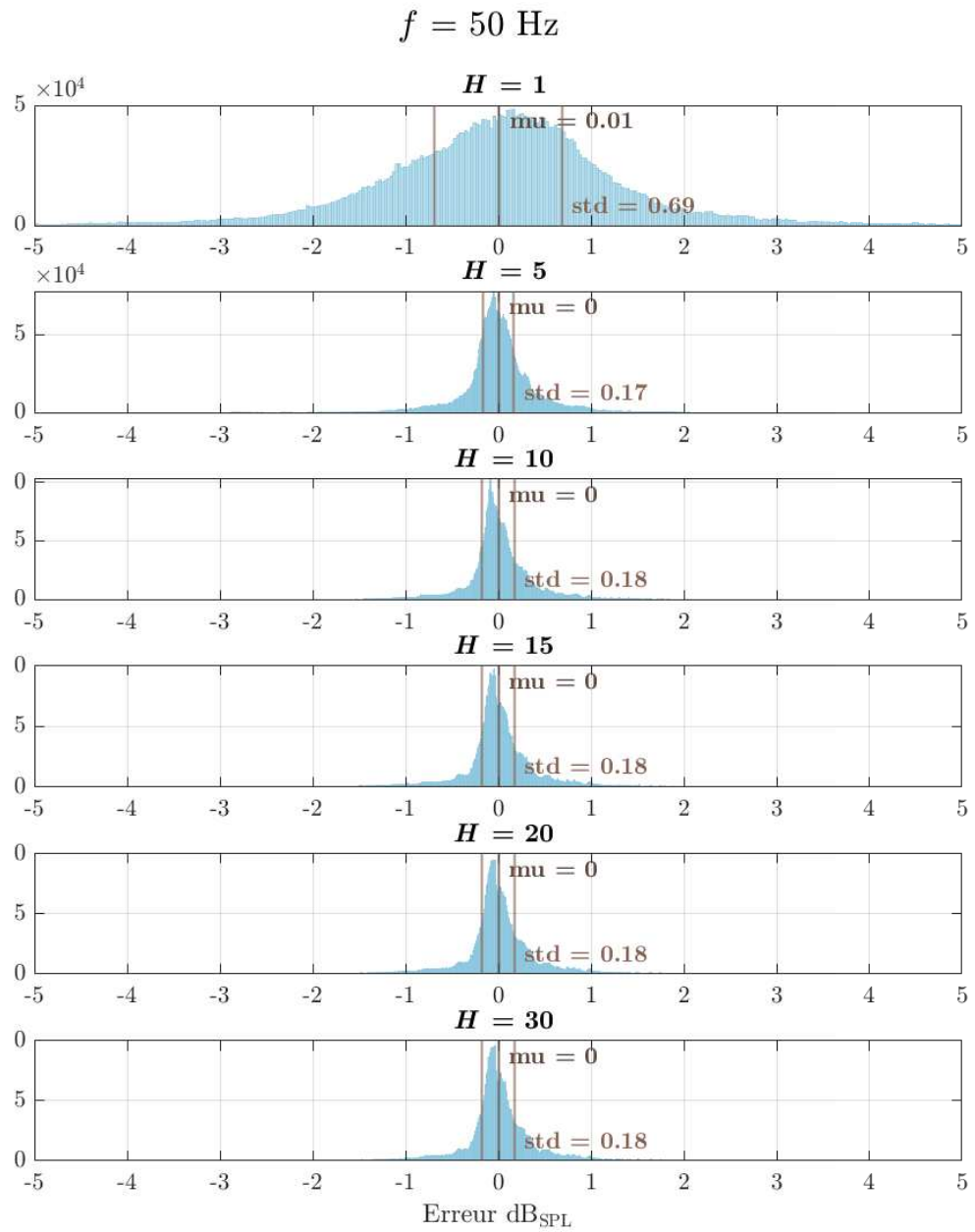


FIGURE 3.18 – Histogramme des erreurs d’émulation à  $f = 50 \text{ Hz}$ , pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérées. La moyenne est indiquée par «mu» et l’écart-type par «std».

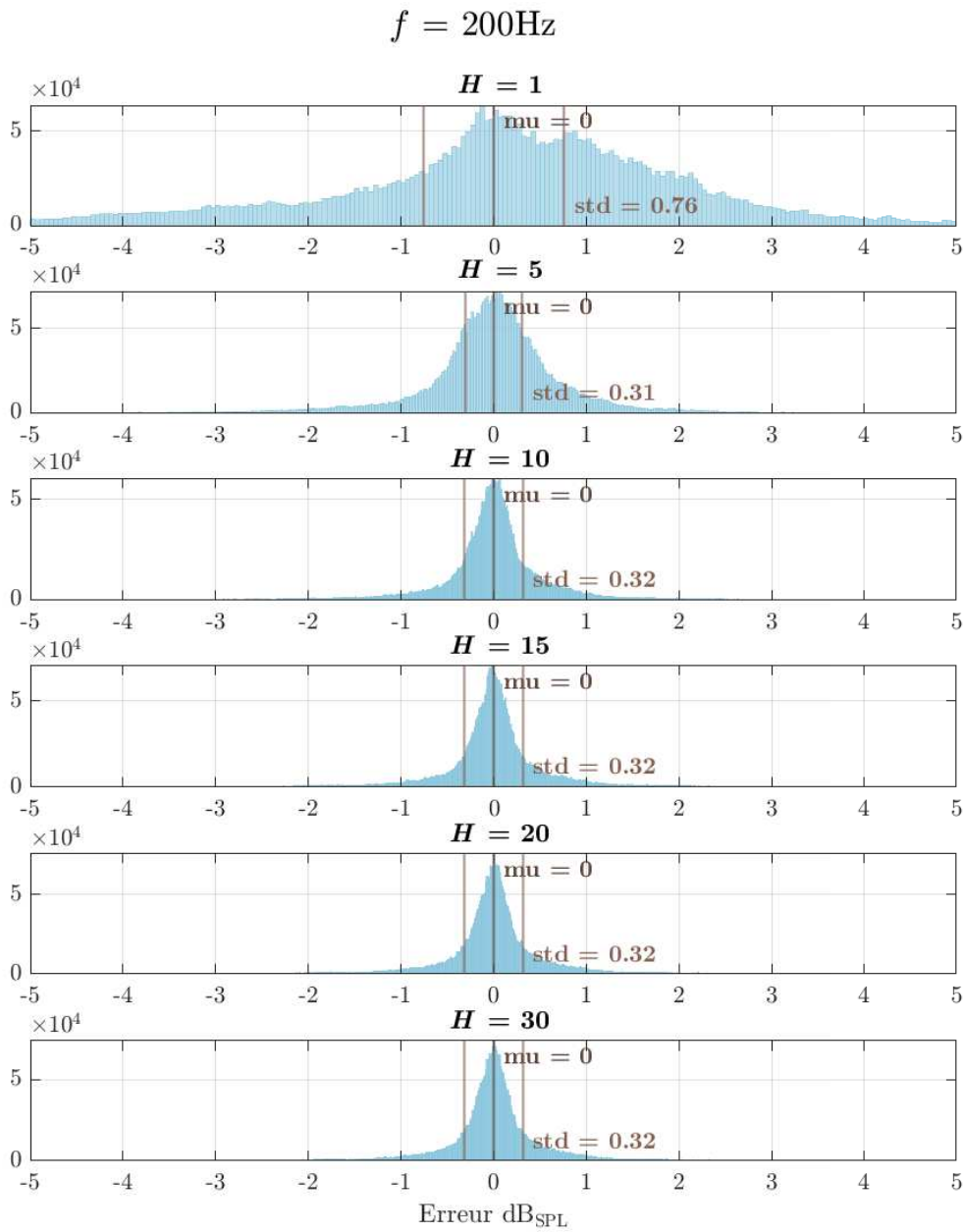


FIGURE 3.19 – Histogramme des erreurs d’émulation à  $f = 200\text{ Hz}$ , pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérées. La moyenne est indiquée par «mu» et l’écart-type par «std».

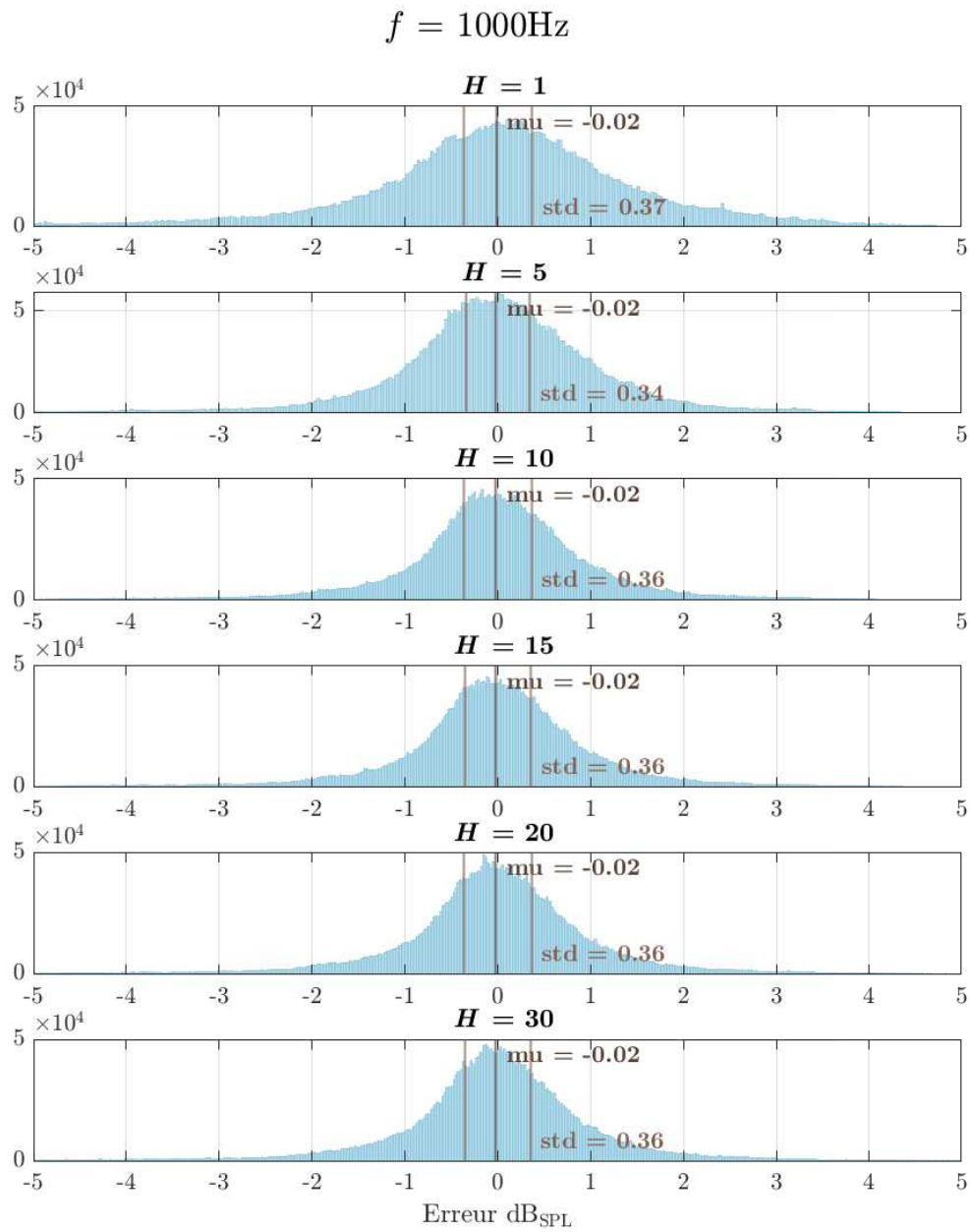


FIGURE 3.20 – Histogramme des erreurs d’émulation à  $f = 1000$  Hz, pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérées. La moyenne est indiquée par «mu» et l’écart-type par «std».

Comme pour l'erreur de projection, la moyenne des erreurs d'émulation est très faible (0.02 dB<sub>SPL</sub> au maximum à 1000 Hz), ce qui indique que le bias est négligeable, *i.e.* il n'y a pas d'erreur systématique sur les niveaux sonores. De plus, les écarts-types des erreurs d'émulation sont plus élevés ( $\approx 0.3$  dB<sub>SPL</sub>) que ceux calculés pour l'erreur de projection ( $\approx 0.1$  dB<sub>SPL</sub>), ce qui confirme que l'erreur d'émulation est la source principale d'erreur du métamodèle. En revanche, contrairement à ce qui a été constaté pour l'erreur de projection, on observe une convergence rapide de la dispersion avec l'augmentation du nombre  $H$  de composantes.

Une façon efficace de diminuer l'erreur d'émulation est de réduire l'erreur d'interpolation par krigeage en augmentant le nombre  $N$  de cartes du jeu d'apprentissage. L'estimation de l'erreur totale présentée en section [3.1.8.3](#) permet de déterminer le nombre  $H$ , et de déterminer si le nombre  $N$  de points du jeu d'apprentissage est approprié pour ce cas d'étude.

#### 3.1.8.3 Erreur totale

L'erreur totale du métamodèle est liée à l'approximation des cartes par des combinaisons linéaires de composantes principales  $\Psi_j$ , dont les coefficients  $\hat{a}_j$  sont émulsés par krigeage (figure [3.8](#)). L'estimation de l'erreur totale est un point crucial, permettant d'une part de valider le métamodèle, et d'autre part de prendre en compte l'erreur commise par le métamodèle dans l'analyse d'incertitude finale. L'estimation de cette erreur se fait en comparant les cartes générées par le modèle d'après le plan complémentaire LHS(100,6) aux cartes obtenues en sortie du métamodèle avec ce même plan. Les résultats sont présentés aux fréquences de 50 Hz (figure [3.21](#)), 200 Hz (figure [3.22](#)) et 1000 Hz (figure [3.23](#)).

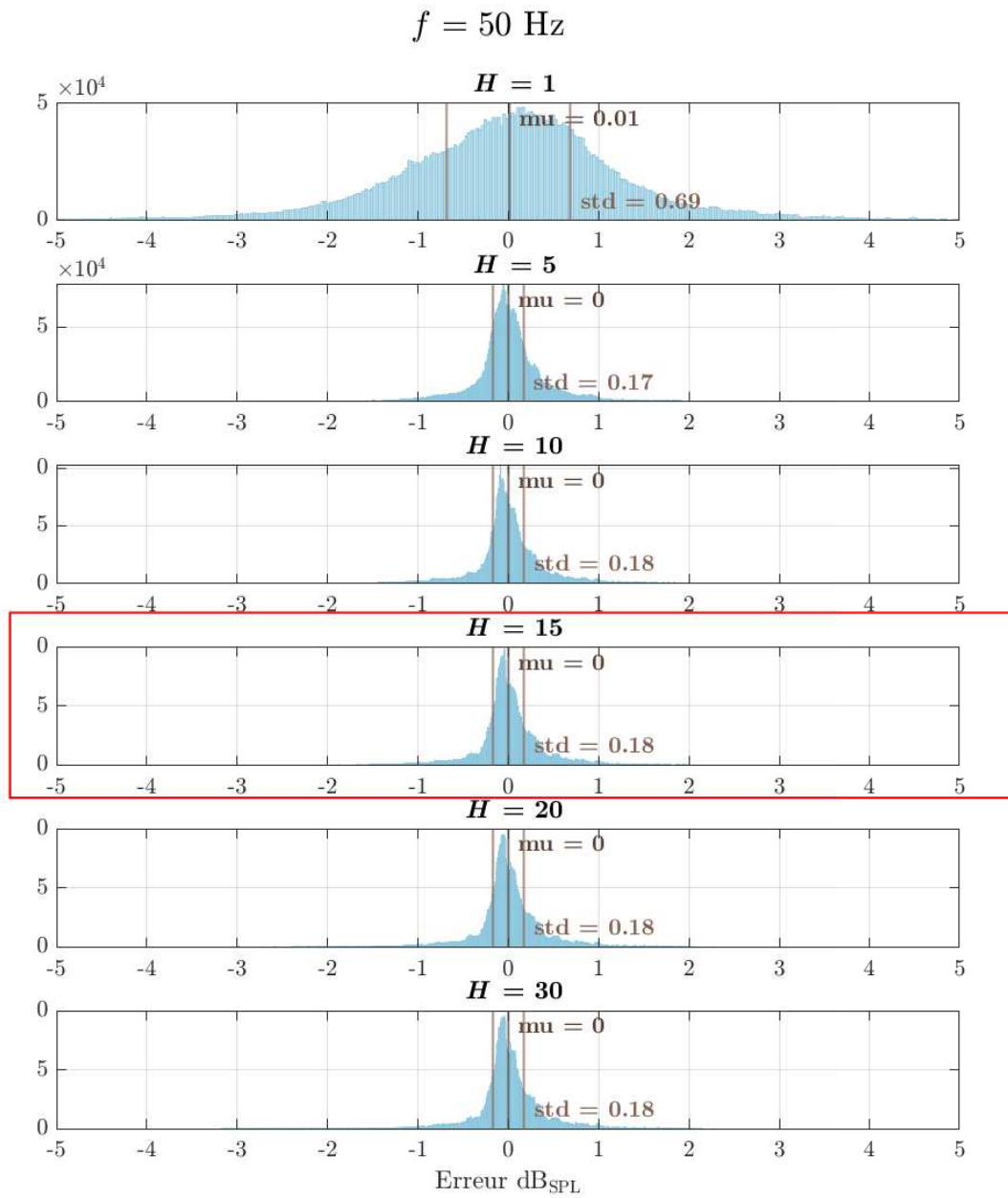


FIGURE 3.21 – Histogramme des erreurs totales à  $f = 50 \text{ Hz}$ , pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérées. La moyenne est indiquée par «mu» et l'écart-type par «std». L'historgramme encadré présente la valeur de  $H$  retenue dans ces travaux.



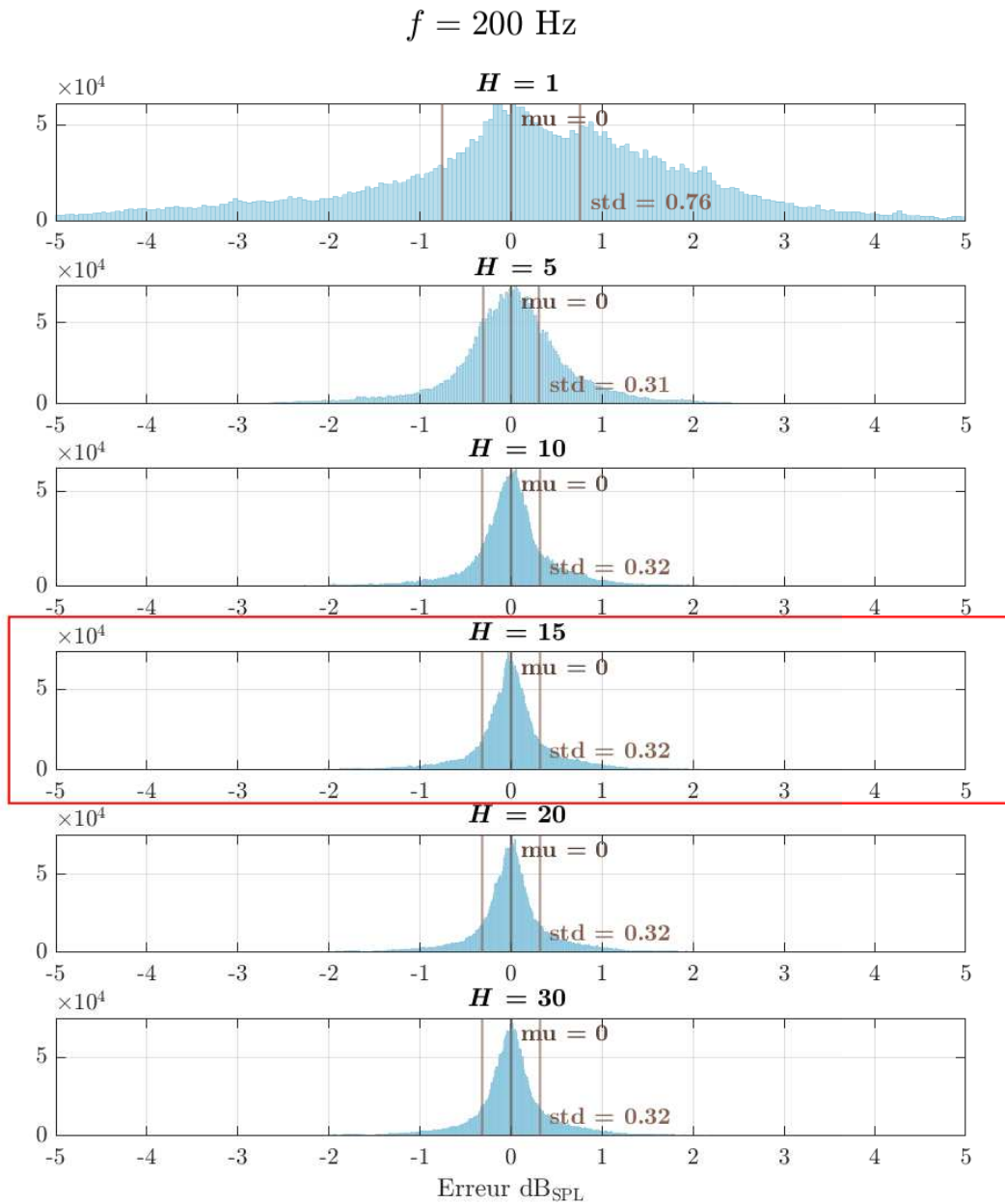


FIGURE 3.22 – Histogramme des erreurs totales à  $f = 200 \text{ Hz}$ , pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérées. La moyenne est indiquée par «mu» et l'écart-type par «std». L'histogramme encadré présente la valeur de  $H$  retenue dans ces travaux.

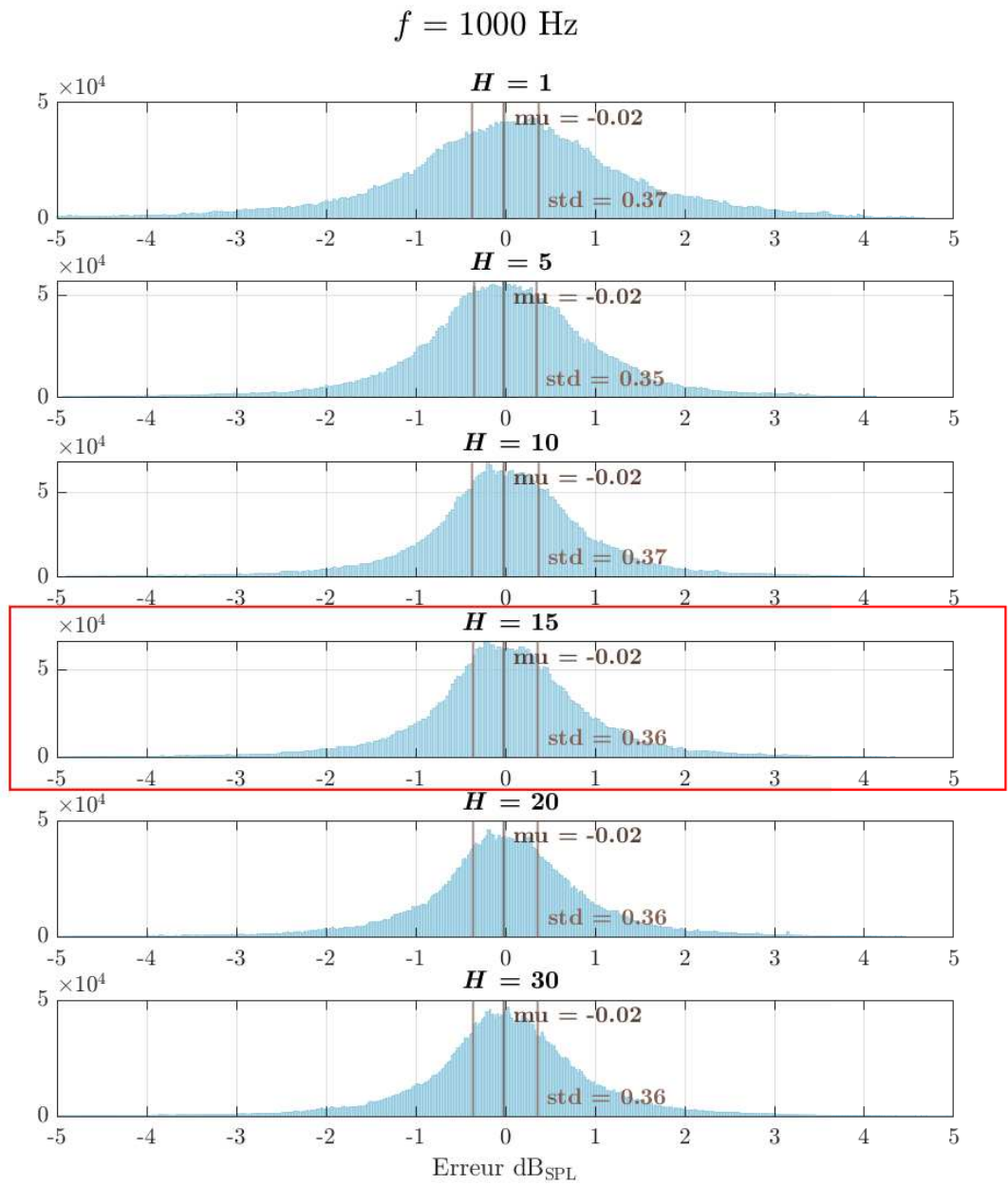


FIGURE 3.23 – Histogramme des erreurs totales à  $f = 1000 \text{ Hz}$ , pour différents nombres  $H$  de composantes principales  $\Psi_j$  considérées. La moyenne est indiquée par «mu» et l'écart-type par «std». L'historgramme encadré présente la valeur de  $H$  retenue dans ces travaux.

### 3.1. ÉLABORATION D'UN MODÈLE RAPIDE : MÉTAMODÉLISATION

À l'instar de ce qui a été observé pour l'erreur de projection et l'erreur d'émulation, l'erreur totale présente un biais qui est négligeable, ce qui indique qu'il n'y a pas d'erreur systématique commise. En outre, l'augmentation du nombre  $H$  ne permet pas de réduire sensiblement l'écart-type des erreurs au delà de  $H = 5$ . On observe également que pour un même nombre  $H$ , l'écart-type des erreurs augmente avec la fréquence : pour  $H = 15$  il est de 0.18 dB<sub>SPL</sub> à 50 Hz pour atteindre 0.36 dB<sub>SPL</sub> à 1000 Hz. Le tableau 3.2 présente un récapitulatif des erreurs totales moyennes et des écarts-types des erreurs totales pour toutes les fréquences de l'analyse.

	50 Hz	63 Hz	80 Hz	100 Hz	125 Hz	160 Hz	200 Hz
$\mu$ dB <sub>SPL</sub>	0.00	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03	-0.01	0.00
$\sigma$ dB <sub>SPL</sub>	0.18	0.20	0.30	0.33	0.31	0.32	0.32
	250 Hz	315 Hz	400 Hz	500 Hz	630 Hz	800 Hz	1000 Hz
$\mu$ dB <sub>SPL</sub>	-0.01	0.01	0.00	-0.01	0.00	-0.02	-0.02
$\sigma$ dB <sub>SPL</sub>	0.32	0.32	0.33	0.34	0.30	0.35	0.36

TABLEAU 3.2 – Tableau récapitulatif des erreurs totales estimées à travers les moyennes des erreurs  $\mu$  et les écarts-types des erreurs  $\sigma$ , pour toutes les fréquences de l'analyse. Les résultats sont arrondis au centième de dB<sub>SPL</sub>.

Les ordres de grandeur des erreurs estimées (de l'ordre de 0.3 dB<sub>SPL</sub>) indiquent que les résultats obtenus sont très satisfaisants compte tenu du contexte éolien d'application visé. Les erreurs légèrement plus importantes en hautes fréquences (environ 0.4 dB<sub>SPL</sub> à 1000 Hz) présentent peu d'enjeux dans le contexte éolien, où le spectre d'émission est dominé par les basses fréquences (section 1.2.2), et où l'influence des paramètres de l'environnement fait varier les niveaux sonores de plusieurs dB (voir résultats de l'analyse de sensibilité réalisée en section 2.3).

Ces travaux considèrent qu'un nombre  $H = 15$  de composantes du métamodèle est satisfaisant pour le cadre d'application du bruit dans l'environnement et du bruit éolien visé ici. Le biais induit par le métamodèle est négligeable, et il peut même être considéré comme nul. La dispersion des résultats induite par le métamodèle est comprise entre 0.18 dB<sub>SPL</sub> et 0.4 dB<sub>SPL</sub> suivant les fréquences. L'erreur totale commise à chacune des fréquences sera prise en compte dans l'analyse d'incertitude finale afin de tenir compte des erreurs intrinsèques induites par le métamodèle.

La section 3.2 suivante présente la propagation d'incertitude réalisée à l'aide de ce métamodèle, ainsi que l'analyse des résultats obtenus.

## 3.2 Propagation d'incertitude

### 3.2.1 Introduction

L'analyse d'incertitude a pour objectif de déterminer la distribution de probabilité de la sortie  $\mathbf{y}$  d'un modèle, notée  $\mathbb{P}(\mathbf{y})$ , induite par les distributions de probabilité des paramètres incertains  $\mathbf{X}$ , notées  $\mathbb{P}(\mathbf{X})$ ; en d'autres termes il s'agit de répondre à la question : «Quel est le niveau d'incertitude des sorties induit par l'incertitude des entrées?» [Monod \*et al.\* 2006](#). En pratique, le calcul analytique de la distribution  $\mathbb{P}(\mathbf{y})$  est très souvent impossible à réaliser étant donné la complexité des modèles numériques. La distribution  $\mathbb{P}(\mathbf{y})$  peut alors être estimée numériquement par des méthodes stochastiques qui consistent à échantillonner les distributions des entrées  $\mathbb{P}(\mathbf{X})$  afin de propager l'incertitude des entrées  $\mathbf{X}$ , comme l'illustre le schéma suivant en figure [3.24](#)

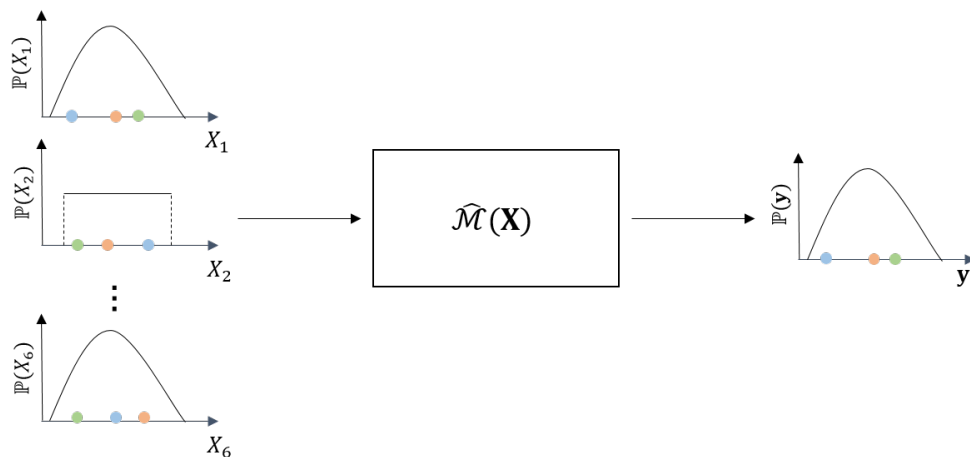


FIGURE 3.24 – Schéma illustrant le principe des méthodes stochastiques permettant de propager l'incertitude des paramètres d'entrée  $X_k$  dans le métamodèle  $\hat{\mathcal{M}}$  *via* échantillonnage de leurs lois de distribution  $\mathbb{P}(X_k)$  pour déterminer la distribution de probabilité  $\mathbb{P}(\mathbf{y})$  de la sortie  $\mathbf{y}$ . Les échantillons sont représentés par les ronds de couleur.

Il existe également des méthodes non-stochastiques, habituellement employées en présence de fortes méconnaissances, c'est-à-dire lorsque très peu d'informations sont disponibles. Ces approches dépassent le cadre de ces travaux, mais on pourra citer la théorie des intervalles [Moore, 1966](#), la théorie de Dempster-Shafer [Dempster, 1968](#); [Shafer, 1976](#), la théorie des ensembles flous [Zadeh, 1978](#), ou encore la méthode info-gap [Ben-Haim, 2006](#). La démarche employée ici est stochastique et comporte 4 étapes qui consistent à :

- définir les distributions de probabilité des paramètres d'entrée,
- échantillonner les distributions,
- calculer les sorties du modèle pour ces échantillons d'entrée,
- décrire la distribution des sorties.

Dans ces travaux, les distributions de probabilité des paramètres d'entrée  $\mathbb{P}(\mathbf{X})$  sont déterminées par expertise et maximum de vraisemblance (section 3.2.2), l'échantillonnage est effectué *via* une technique quasi-Monte Carlo (section 3.2.3.2), les sorties  $\mathbf{y}$  sont calculées avec le métamodèle détaillé précédemment (section 3.1), et la distribution de sortie  $\mathbb{P}(\mathbf{y})$  est étudiée à l'aide de différentes statistiques (moyenne, écart-type, intervalle de confiance, voir section 3.2.4).

### 3.2.2 Fonctions de distribution des paramètres d'entrée

Les distributions de probabilité des paramètres d'entrée  $\mathbb{P}(\mathbf{X})$  peuvent être définies à l'aide de la littérature scientifique, de l'expertise, de séries de mesures ou de diverses méthodes d'estimation qui ont été mentionnées en section 1.4.3.1. Quelle que soit la méthode retenue, cette étape délicate inclut presque toujours une part de subjectivité où des choix arbitraires sont nécessairement effectués.

Le principe de maximum d'entropie permet d'attribuer une distribution de probabilité à un paramètre dont on a une connaissance imparfaite. Cette méthode consiste à identifier les contraintes connues (par exemple par expertise) auxquelles cette distribution doit répondre (étendue, moyenne, écart-type, etc), et de choisir ensuite, parmi toutes les distributions qui répondent à ces contraintes, celle qui possède la plus grande entropie au sens de Shannon, *i.e* celle qui apporte le maximum d'information. Ainsi, la distribution retenue est la moins arbitraire (la plus vraisemblable) de toutes celles que l'on pourrait utiliser.

Le principe du maximum d'entropie préconise l'utilisation de la loi (i) *gaussienne* si la moyenne et l'écart-type du paramètre sont connus et que sa plage de variation est non bornée, (ii) *exponentielle* si la moyenne du paramètre est connue et si sa plage de variation est bornée ou semi-bornée, (iii) *uniforme* si la plage de variation du paramètre étudié est bornée et qu'il n'y a pas de valeurs jugées plus vraisemblables que d'autres (pour ne pas «favoriser» ou «défavoriser» une zone de l'intervalle de variations sans raison physique explicite).

À titre d'illustration, la figure 3.25 présente des exemples de distributions couramment rencontrées dans la littérature.

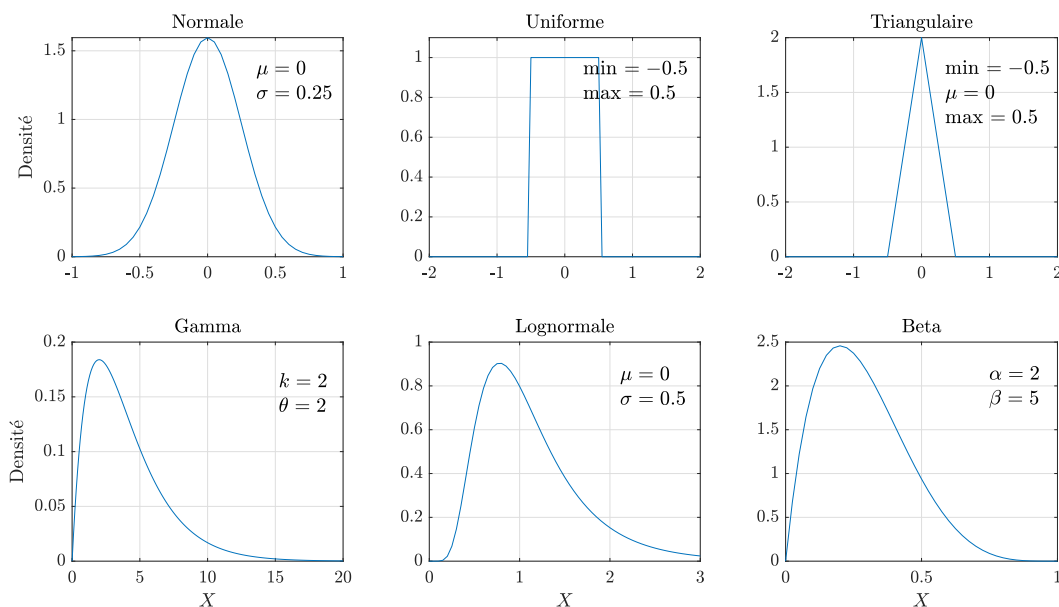


FIGURE 3.25 – Exemple de distributions couramment rencontrées.

L'analyse d'incertitude réalisée ici fait intervenir les 6 paramètres  $a_{fr}$ ,  $T_0$ ,  $a_T$ ,  $a_u$ ,  $h_v$  et  $\theta$ , déterminés comme influents lors de l'analyse de sensibilité (voir section 2.3). Le contexte de l'analyse d'incertitude est le même que celui de l'analyse de sensibilité, à savoir étudier l'émission et la propagation du bruit d'une éolienne moderne, dans des conditions de vent portant (*downwind*), et en présence d'un sol dont les propriétés d'absorption acoustique sont représentatives des sols usuellement rencontrés dans le cadre éolien, cadre pour lequel le métamodèle a été construit et validé (voir section 3.1). Les distributions choisies pour les 6 paramètres considérés sont présentées ci après.

### La résistivité du sol $a_{fr}$

La valeur minimale et la valeur maximale de la résistivité du sol (ou résistance au passage de l'air)  $a_{fr}$  sont définies pour couvrir la plage d'absorption acoustique des sols usuellement rencontrés dans le contexte éolien; dans ces travaux elles sont respectivement  $50 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$  et  $5000 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$  (voir section 2.3.2).

Par ailleurs, les plages de valeurs caractéristiques du paramètre  $a_{fr}$  pour les différentes typologies de sols présentes dans la littérature possèdent toutes une dispersion importante [Embleton *et al.*, 1983; Nicolas et Berry, 1984; Carpinello *et al.*, 2004; Attenborough *et al.*, 2006], avec une distribution qui n'est pas uniforme dans un intervalle donné, traduisant les variabilités spatiale et temporelle de ce paramètre, ainsi que les incertitudes expérimentales (météorologiques et méthodologiques) relatives à sa mesure [Ecotière *et al.*, 2015; Attal, 2016; Attal *et al.*, 2019].

L'expérience acquise par l'UMRAE au cours de ses travaux passés concernant le développement d'un matériel de mesure *in situ* d'absorption acoustique de sols de l'environnement

[Bérenghier et Garai, 2001] et dans la caractérisation acoustique de ces sols [Gauvreau, 2013; Faure, 2014; Guillaume *et al.*, 2015], notamment au cours d'études récentes [Ecotière *et al.*, 2018; Kayser *et al.*, 2018] a permis d'identifier la bande de valeurs [200 ; 1000]  $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$  comme étant des valeurs plus fréquentes dans le contexte éolien, ce qui correspond à des sols allant de la typologie «champ fraîchement labouré» ( $\approx 200 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ) à des sols de typologie «terre compactée» ( $\approx 1000 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ). Le lecteur pourra se référer au tableau 2.2 pour plus de détails quant aux valeurs de résistivité du sol (ou résistance au passage de l'air) caractéristiques des différentes typologies de sol.

En outre, peu d'informations sont disponibles dans la littérature sur la forme de la distribution recommandée pour la résistivité du sol. On peut citer l'ouvrage [Ostashev et Wilson, 2015] qui préconise une distribution *lognormale*, ou les travaux de [Hart *et al.*, 2016] qui utilisent une distribution *beta*.

Dans ces travaux, une distribution *lognormale* est utilisée dans l'intervalle [50 ; 5000]  $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ , où davantage d'importance est ainsi donnée aux valeurs [200 ; 1000]  $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ . Les paramètres de la distribution *lognormale* ont été ajustés empiriquement pour obtenir les caractéristiques décrites ci-dessus. La distribution ainsi obtenue pour le paramètre  $a_{\text{fr}}$  est présentée en figure 3.26 pour lesquels les paramètres sont  $\mu = 6.3$  et  $\sigma = 2.3$ .

### La température atmosphérique de surface $T_0$

La propagation d'incertitude se veut représentative des conditions de température rencontrées dans les pays à climat tempéré, quelle que soit la saison. La valeur minimale et la valeur maximale de la température atmosphérique de surface  $T_0$  retenues sont respectivement de  $0^\circ\text{C}$  et  $30^\circ\text{C}$  (section 2.3.2), et la distribution est choisie uniforme dans cet intervalle, afin de ne privilégier aucune condition particulière et de ne pas se limiter au climat d'une région spécifique. Ceci peut cependant conduire à une surestimation des incertitudes concernant ce paramètre. La figure 3.26 présente la distribution finalement obtenue pour le paramètre  $T_0$ .

### Le coefficient du gradient vertical thermique $a_T$

L'intervalle de variation du coefficient du gradient vertical thermique  $a_T$  est choisi pour être représentatif des conditions présentes aux latitudes européennes. Les bornes minimale et maximale de l'intervalle sont définies à l'aide des valeurs caractéristiques du flux de chaleur sensible et de la vitesse de friction qui sont accessibles à la mesure, et entrent en jeu dans le calcul du coefficient  $a_T$  [Heimann *et al.*, 2007]. La distribution retenue est uniforme pour ne privilégier aucune condition particulière. La figure 3.26 présente la distribution ainsi obtenue pour le paramètre  $a_T$ .

### Le coefficient du gradient vertical aérodynamique $a_u$

La plage de variation du coefficient du gradient vertical aérodynamique  $a_u$  a été choisie en cohérence avec la plage de fonctionnement de l'éolienne (section 2.3.2). Une approche plus

précise reviendrait à considérer la distribution des vitesses de vent d'un site pour évaluer la distribution de ce paramètre. Cependant, l'approche adoptée dans ce travail ne se limitant pas à un site particulier, une distribution uniforme est retenue, afin de ne privilégier aucune condition d'émission acoustique ou de propagation acoustique en termes d'influence du vent. La figure [3.26](#) présente la distribution retenue pour le paramètre  $a_u$ .

#### **La hauteur de végétation $h_v$**

Les hauteurs de végétation  $h_v$  retenues sont représentatives des faibles hauteurs de végétation, à savoir la présence de champs en jachère, de champs cultivés ou de végétation de taille modérée. Les bornes minimale et maximale de la hauteur de végétation ont été choisies en conséquence et sont respectivement 0 m et 1 m (section [2.3.2](#)). Enfin, la distribution retenue est uniforme dans cet intervalle car aucune valeur de hauteur de végétation n'a été jugée plus vraisemblable qu'une autre. La figure [3.26](#) présente la distribution retenue pour le paramètre  $h_v$ .

#### **L'angle de propagation $\theta$**

L'angle de propagation  $\theta$  est l'angle entre la direction du vent et la direction source-récepteur. Bien qu'il y ait parfois des directions de vent dominantes sur certains sites éoliens, l'approche adoptée ici ne se veut pas représentative d'un site en particulier. De plus, étant donné que ces travaux considèrent les conditions de vents portants (section [2.3.2](#)), et compte tenu des conditions de symétrie autour de la direction principale de vent portant, la distribution de l'angle  $\theta$  retenue est uniforme entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . La distribution de  $\theta$  est présentée en figure [3.26](#)



Résumé

La figure 3.26 présente un récapitulatif des bornes et des distributions finalement obtenues pour les 6 paramètres de l'analyse d'incertitude.

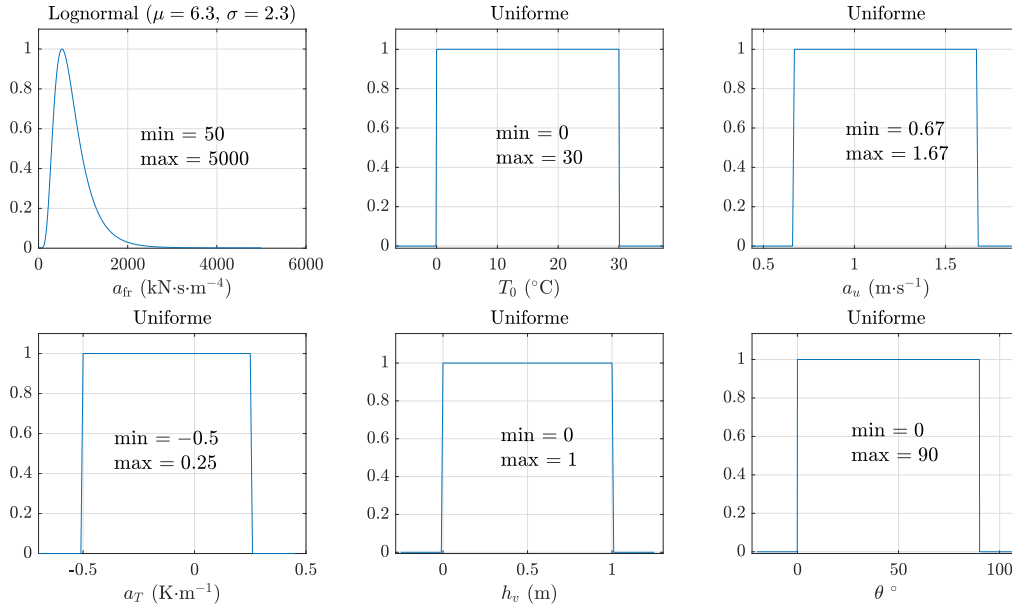


FIGURE 3.26 – Bornes et lois de distributions obtenues pour les 6 paramètres de l'analyse d'incertitude.

L'étape suivante de l'analyse d'incertitude consiste à propager l'incertitude des entrées  $\mathbf{X}$  pour caractériser la variabilité des sorties  $\mathbf{y}$  du modèle, approchées par le métamodèle (section 3.1). La section 3.2.3.2 détaille la technique d'échantillonnage utilisée dans cet objectif.

3.2.3 Échantillonnage des entrées

3.2.3.1 La méthode Monte Carlo

L'échantillonnage des entrées  $\mathbf{X}$  par un générateur de nombres aléatoires a pour objectif d'estimer la distribution  $\mathbb{P}(\mathbf{y})$  des sorties du modèle. Le générateur Monte Carlo est certainement le plus connu. Un rappel des éléments fondamentaux de cette méthode est donné ci-après.

Dans un échantillonnage Monte Carlo [Metropolis et Ulam, 1949], chaque tirage est supposé indépendant de tous les autres. La méthode permet d'approcher numériquement des calculs non explicites en utilisant des procédés pseudo-aléatoires. Par exemple, pour calculer l'espérance mathématique d'une fonction  $g$  d'une variable aléatoire  $X$  :

$$E[g(X)] = \int g(x)f_X(x)dx, \tag{3.13}$$

où  $f_X(x)$  est la fonction de densité de probabilité de  $X$ , la méthode de Monte Carlo consiste à obtenir une estimation  $\hat{E}$  de cette espérance  $E$  à l'aide de  $N$  échantillons  $[x^{(1)}, \dots, x^{(N)}]$  d'après la formule :

$$\hat{E}[g(X)] = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N g(x^{(j)}) \quad (3.14)$$

qui découle de la loi des grands nombres et implique que  $N \rightarrow \infty$ . Dans notre application, le générateur Monte Carlo peut ainsi être utilisé pour estimer la valeur moyenne  $\mu_{\mathbf{y}}$  et l'écart-type  $\sigma_{\mathbf{y}}$  de la sortie du modèle  $\mathbf{y} = \mathcal{M}(\mathbf{X})$  (ou du métamodèle en ce qui concerne ces travaux). Les estimateurs de la moyenne et de l'écart-type sont alors donnés par :

$$\hat{\mu}_{\mathbf{y}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \mathcal{M}(x^{(j)}), \quad (3.15)$$

$$\hat{\sigma}_{\mathbf{y}}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N \mathcal{M}^2(x^{(j)})^2 - \hat{\mu}_{\mathbf{y}}^2. \quad (3.16)$$

Bien qu'elle soit robuste, la principale limitation de cette technique est sa vitesse de convergence lente (en  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ ), ce qui signifie en d'autres termes que, pour augmenter la précision de l'estimateur d'un facteur 10, il faut multiplier le nombre d'échantillons  $N$  par 100. Dans le cadre de l'estimation de la distribution jointe  $\mathbb{P}(\mathbf{y})$  de ces travaux, qui dépend de 6 paramètres, cette méthode s'avère très coûteuse en termes de nombre d'évaluations nécessaires. Il convient de noter qu'il n'existe pas de règle permettant de déterminer le nombre  $N$  de simulations nécessaires sans *a priori* sur la distribution  $\mathbb{P}(\mathbf{y})$ . Pour pallier cet inconvénient, des méthodes de quasi-Monte Carlo ont été développées pour augmenter la vitesse de convergence, et permettre ainsi soit d'augmenter la précision à nombre d'évaluations égal soit de diminuer les temps de calcul en réduisant le nombre de calculs nécessaires à précision égale. Différentes méthodes quasi-Monte Carlo sont présentées en section [3.2.3.2](#) ci-après.

### 3.2.3.2 Les méthodes de quasi-Monte Carlo

Les méthodes de quasi-Monte Carlo sont des versions déterministes de la méthode Monte Carlo qui ont été développées pour avoir une convergence plus rapide, grâce à une discrèpance plus faible. La discrèpance quantifie l'irrégularité des nombres générés, en mesurant la déviation de leur répartition par rapport à une répartition uniforme. Les méthodes de quasi-Monte Carlo permettent ainsi un meilleur «remplissage» de l'espace des paramètres, ce qui peut réduire jusqu'à un facteur 10 le coût des estimations [Saltelli et al., 2008](#).

Ces méthodes de quasi-Monte Carlo sont définies sous forme de suites de nombres. On peut citer les suites de Van Der Corput [Van Der Corput et Schaake, 1935](#) qui sont unidimensionnelles, les suites de Halton [Halton, 1960](#) qui sont une généralisation multidimensionnelle des suites de Van Der Corput, ou encore les suites de Hammersley [Hammersley, 1960](#) qui sont construites à partir d'un terme dépendant du nombre de points générés et d'une suite de Hal-

## 3.2. PROPAGATION D'INCERTITUDE

ton. L'inconvénient majeur de ces suites est un mauvais remplissage de l'espace des paramètres en dimension élevée, qui se traduit par des recouvrements, des symétries ou des zones lacunaires. Des techniques de «brouillage de points» (*scrambling*) [Owen, 1993] peuvent néanmoins être employées pour éviter ces problèmes.

Les suites de Sobol [Sobol, 1967] sont également des méthodes de quasi-Monte Carlo, et sont considérées comme faisant partie des meilleures suites à faible discrédance. Ces suites sont robustes à l'augmentation de la dimension, même si des défauts de remplissage de l'espace peuvent toujours apparaître. Leur principe de construction est technique et ne sera pas détaillé ici, mais on peut mentionner que ces suites utilisent une base 2 pour former successivement des partitions de plus en plus fines de l'intervalle  $[0,1]$  avant de réorganiser les coordonnées dans chaque dimension.

Ces travaux utilisent les suites de Sobol pour réaliser l'échantillonnage des distributions des paramètres pour la propagation d'incertitude. À titre d'exemple, la figure 3.27 compare des points générés en 2D ( $X_1, X_2$ ) par des suites de Sobol, à ceux générés par la méthode Monte Carlo.

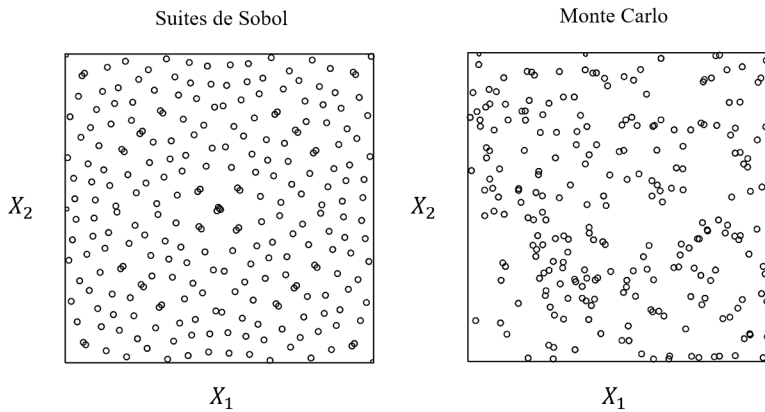


FIGURE 3.27 – Comparaison d'un échantillonnage 2D avec suites de Sobol, à un échantillonnage 2D avec la méthode Monte Carlo, pour  $N = 256$  échantillons, et les deux paramètres  $X_1$  et  $X_2$ .

### 3.2.3.3 Estimation du nombre de simulations nécessaires

Un test de convergence est réalisé afin de pouvoir estimer le nombre  $N$  de simulations requises. Pour ce faire, 4 différents plans d'expérience avec respectivement  $N = 5; 50; 500; 5000$  simulations sont générés à l'aide des suites de Sobol. Les plans d'expérience sont générés avec la fonction *sobol* de la *tool box* «*randtoolbox*» du logiciel R [R Core Team, 2013]. À titre d'illustration, la figure 3.28 présente le plan d'expérience 6D ( $T_0, a_u, a_T, \theta, a_{fr}, h_v$ ) obtenu avec  $N = 500$  simulations, et selon les lois de distribution précédemment définies (figure 3.26).

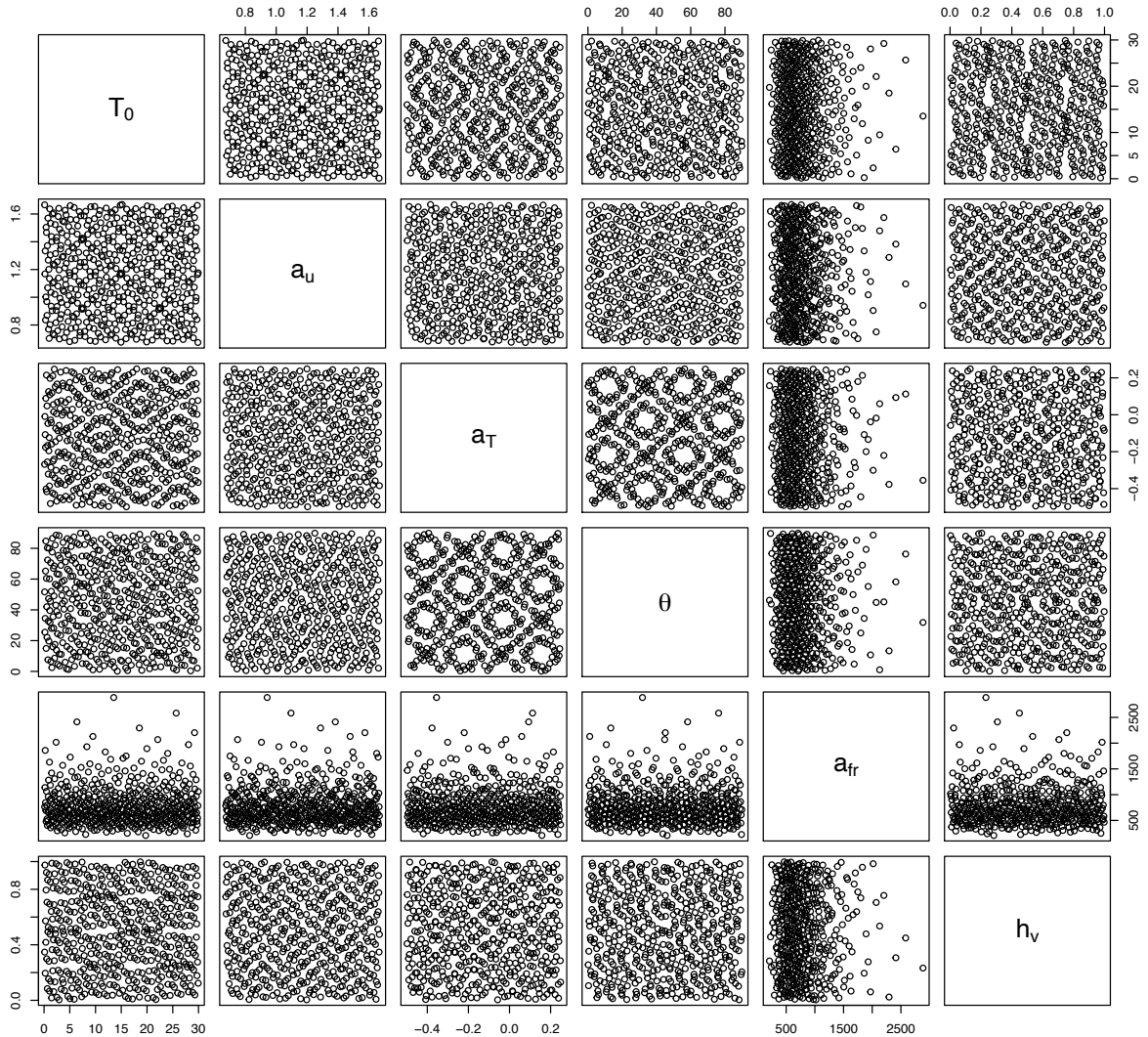


FIGURE 3.28 – Plan d’expérience 6D  $(T_0, a_u, a_T, \theta, a_{fr}, h_v)$  obtenu avec la méthode quasi-Monte Carlo basée sur les suites de Sobol, pour  $N = 500$  simulations et selon les lois de distribution des paramètres précédemment définies.

Même si de légers défauts de remplissage de l’espace des paramètres apparaissent, par exemple dans le plan  $(a_T, \theta)$  où les points semblent répartis suivant des motifs particuliers, l’échantillonnage est néanmoins réparti de façon satisfaisante, tout en respectant les lois de distributions des paramètres définies en section [3.2.2](#) (*uniformes* pour  $T_0, a_u, a_T, \theta$  et  $h_v$ , et *lognormale* pour  $a_{fr}$ ).

La comparaison des résultats pour les différentes valeurs de  $N$  est effectuée à partir des niveaux sonores calculés au récepteur positionné à  $(1500, 2)$  m. La distance du récepteur  $x = 1500$  m est choisie pour être représentative d’un cas de propagation à grande distance et ainsi

### 3.2. PROPAGATION D'INCERTITUDE

maximiser les effets propagatifs. La hauteur du récepteur  $z = 2$  m est choisie pour être représentative d'une situation de mesure *in situ* où un sonomètre serait placé sur trépied. Les  $N$  niveaux sonores obtenus pour chaque plan d'expérience sont présentés sous forme d'histogrammes, où sont également affichés les moyennes, les écarts-types, et les densités de probabilité estimées des niveaux sonores. Ces dernières sont estimées à l'aide de la fonction *ksdensity* de Matlab [MATLAB, 2020], qui utilise la technique d'estimation par noyau (section 1.4.3.1) basée sur une fonction de lissage gaussienne.

Les figures 3.29, 3.30 et 3.31 présentent les résultats aux tiers d'octave de fréquences centrales  $f_c = 50$  Hz, 200 Hz et 1000 Hz. Les niveaux en tiers d'octave sont estimés à partir des niveaux sonores des fréquences centrales, corrigés par la largeur de la bande du tiers d'octave d'après la formule 3.1

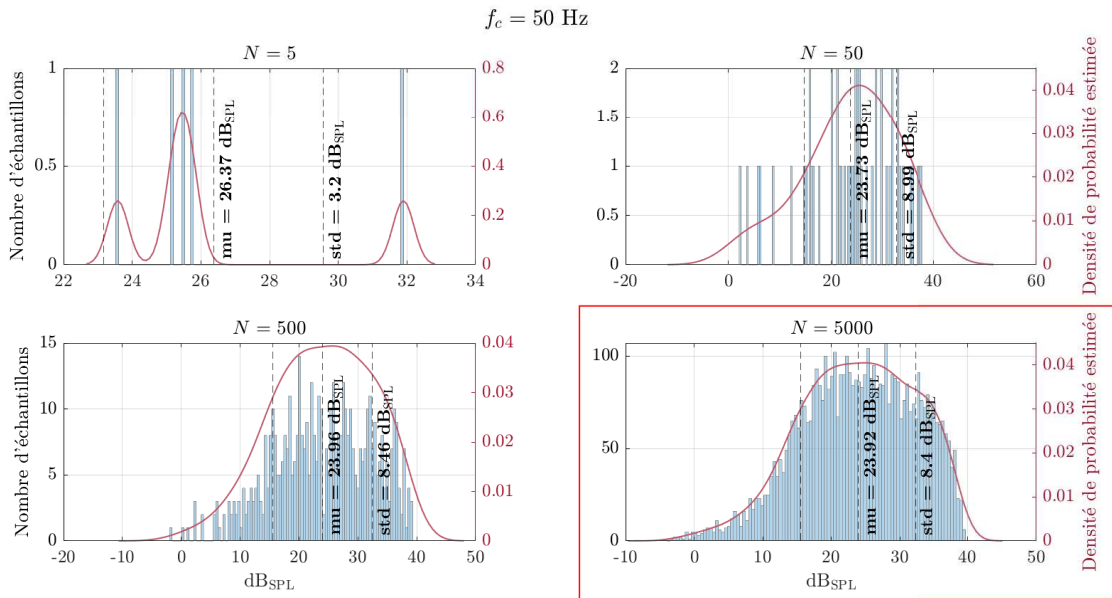


FIGURE 3.29 – Histogrammes des  $N$  niveaux sonores calculés à un récepteur positionné à (1500, 2) m, pour le tiers d'octave de fréquence centrale  $f_c = 50$  Hz. La moyenne est indiquée par «mu» et l'écart-type par «std». Le nombre de simulations retenu est  $N = 5000$ .

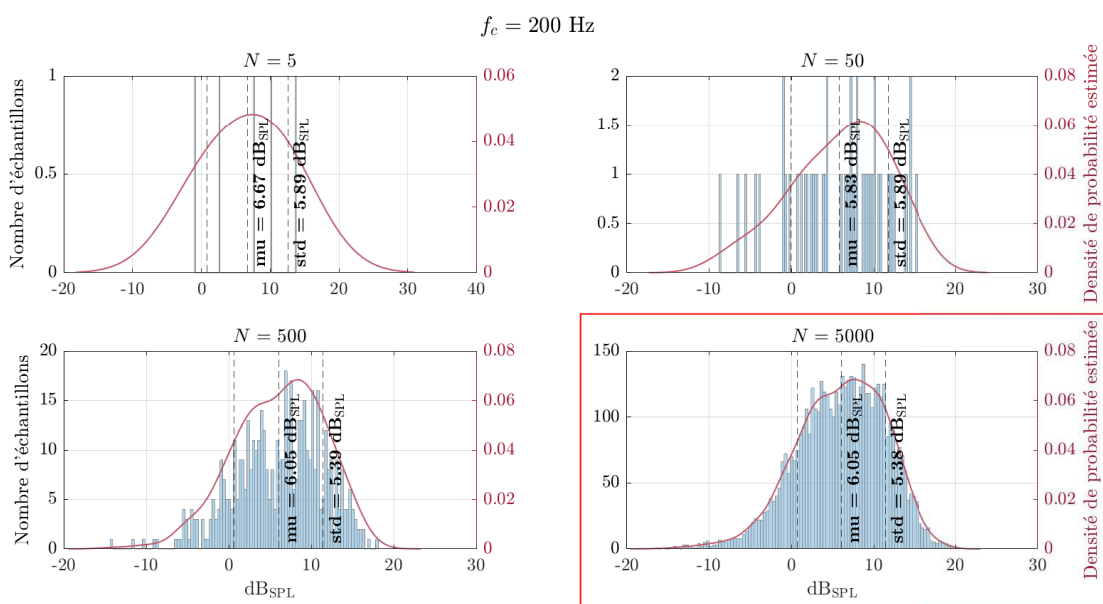


FIGURE 3.30 – Histogrammes des  $N$  niveaux sonores calculés à un récepteur positionné à (1500, 2) m, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 200$  Hz. La moyenne est indiquée par «mu» et l’écart-type par «std». Le nombre de simulations retenu est  $N = 5000$ .

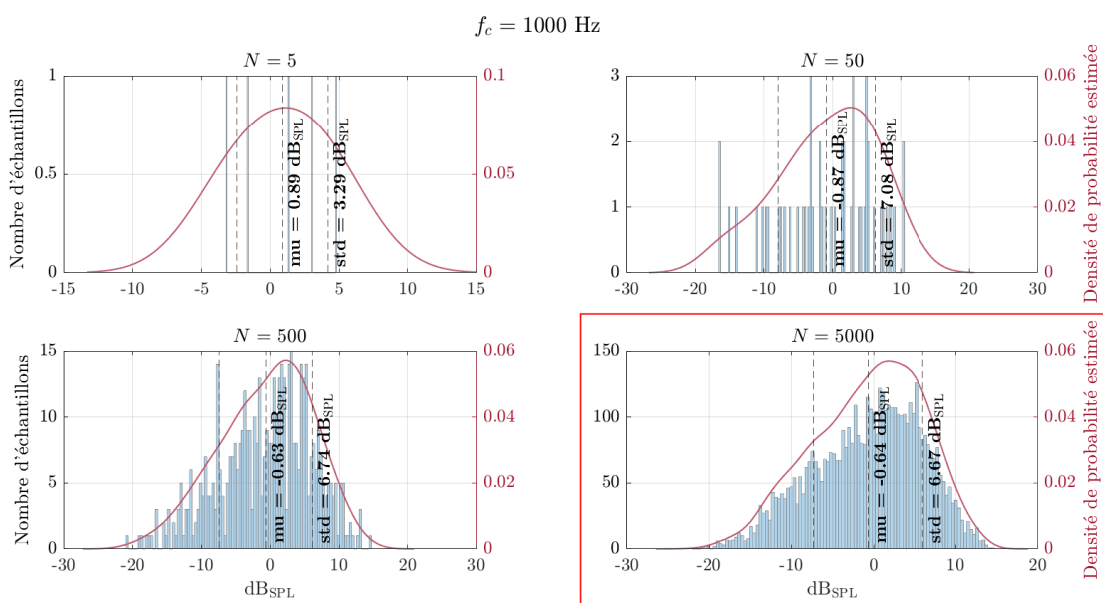


FIGURE 3.31 – Histogrammes des  $N$  niveaux sonores calculés à un récepteur positionné à (1500, 2) m, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 1000$  Hz. La moyenne est indiquée par «mu» et l’écart-type par «std». Le nombre de simulations retenu est  $N = 5000$ .

## 3.2. PROPAGATION D'INCERTITUDE

---

Comme attendu, plus le nombre  $N$  augmente et plus l'estimation de la distribution des niveaux sonores est précise. Bien que la définition de la distribution soit notablement meilleure avec  $N = 5000$  qu'avec  $N = 500$ , les moyennes et les écarts-types sont quant à eux très proches avec des différences négligeables de l'ordre d'environ  $0.05 \text{ dB}_{\text{SPL}}$ .

N.B : des niveaux sonores négatifs sont observables sur certaines distributions (figure [3.31](#)), et par la suite sur plusieurs autres figures du document, notamment en hautes fréquences à grande distance de la source. Cela s'explique par différents facteurs : par le spectre d'émission de l'éolienne qui présente des niveaux plus faibles en hautes fréquences qu'en basses fréquences (figure [2.3](#)), par le fait que certaines conditions de vent (vitesse de vent faible et direction de vent transverse) mènent à une émission acoustique faible, par l'effet de l'absorption atmosphérique qui ajoute de l'atténuation en particulier en hautes fréquences et à grande distance de la source (section [1.3.2.4](#)), et enfin par l'absence d'autres sources sonores (et donc en l'absence de bruit de fond) dans les simulations.

Suite aux résultats du test de convergence, le nombre de simulations à réaliser pour la propagation d'incertitude est fixé à  $N = 5000$ . Le plan d'expérience exécuté par le métamodèle est généré par la méthode quasi-Monte Carlo basée sur les suites de Sobol (voir section [3.2.3.2](#)).

Une fois la propagation d'incertitude effectuée,  $N = 5000$  coupes verticales 2D ( $x, z$ ) de niveaux sonores sont obtenues, pour chaque fréquence centrale des tiers d'octave de l'intervalle  $[50; 1000]$  Hz, et chacune des coupes 2D (ou cartes) est constituée de 40020 récepteurs. Les niveaux aux tiers d'octave sont ensuite obtenus d'après l'équation [\(3.1\)](#). La section [3.2.4](#) suivante présente les résultats de la propagation d'incertitude.



### 3.2.4 Analyse des résultats

Cette partie présente une étude de la variabilité des niveaux sonores à l'aide des résultats obtenus grâce à la démarche de propagation d'incertitude. L'analyse présentée dans cette partie présente un intérêt pratique important dans la mesure où elle permet de quantifier l'incertitude globale associée à une mesure de niveaux sonores, si la mesure est effectuée sans aucune connaissance des paramètres de l'environnement<sup>2</sup>, étant donné que les valeurs des paramètres de l'analyse d'incertitude varient sur toutes leurs plages de variation définies dans le tableau 3.1

#### 3.2.4.1 Variabilité des niveaux sonores en fonction de la position

Une première analyse de la variabilité des niveaux sonores en fonction de la position du récepteur dans le domaine de propagation est réalisée ici. Pour cela, la carte des niveaux sonores moyens et la carte des écarts-types associés, pour les  $N = 5000$  simulations effectuées, sont étudiées. Ceci permet de visualiser les zones de l'espace où les niveaux sonores sont plus importants, ainsi que les zones de l'espace à fortes variabilités. De ce fait, cette représentation permet de directement mettre en avant les zones de l'espace où les enjeux sont élevés en termes de nuisance sonore potentielle et d'incertitudes sur les niveaux sonores.

Les figures 3.32, 3.33 et 3.34 présentent les cartes de niveaux sonores moyens et d'écarts-types pour les tiers d'octave de fréquences centrales  $f_c = 50$  Hz, 200 Hz, et 1000 Hz respectivement, où les tiers d'octave sont calculés à partir des niveaux des fréquences centrales (équation 3.1).

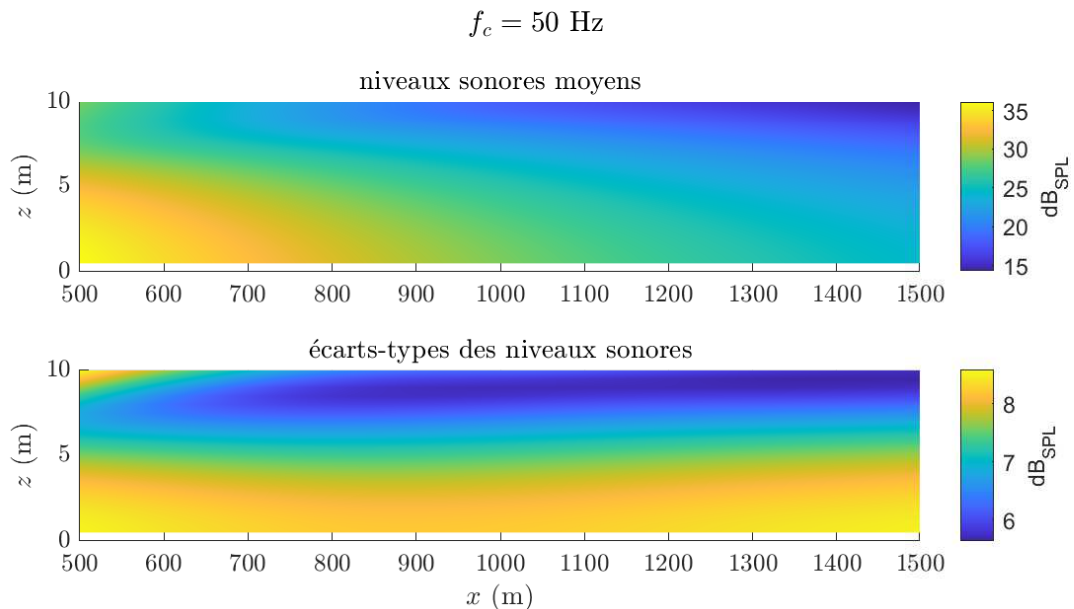


FIGURE 3.32 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d'octave de fréquence centrale  $f_c = 50$  Hz.

2. et en veillant à ce que la mesure soit effectuée dans les mêmes situations que l'analyse d'incertitude de ces travaux, notamment en présence de conditions aérodynamiques favorables («vent portant», ou *downwind*).



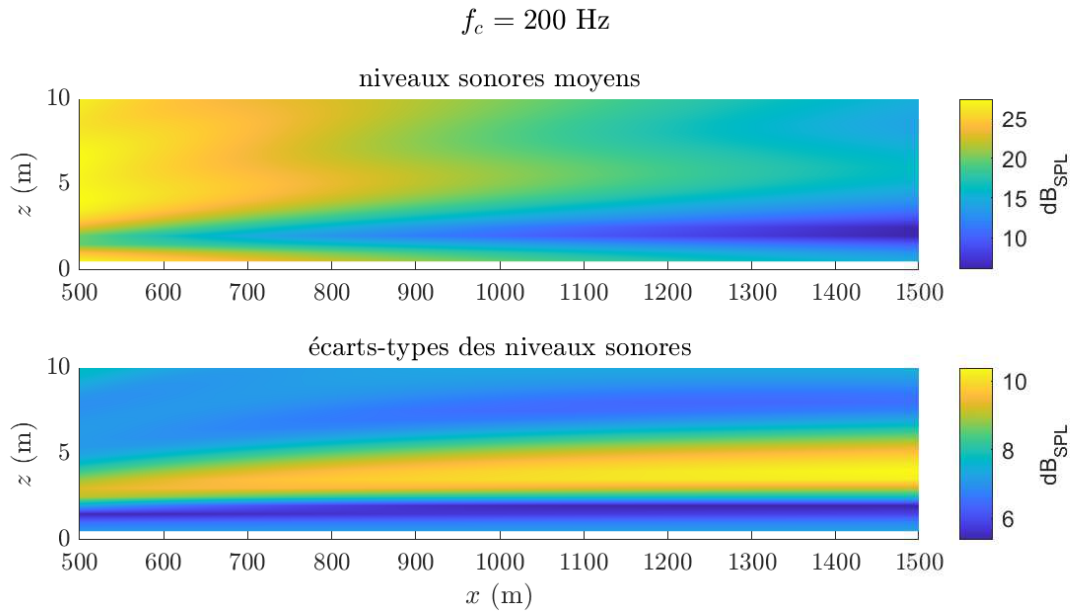


FIGURE 3.33 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 200 \text{ Hz}$ .

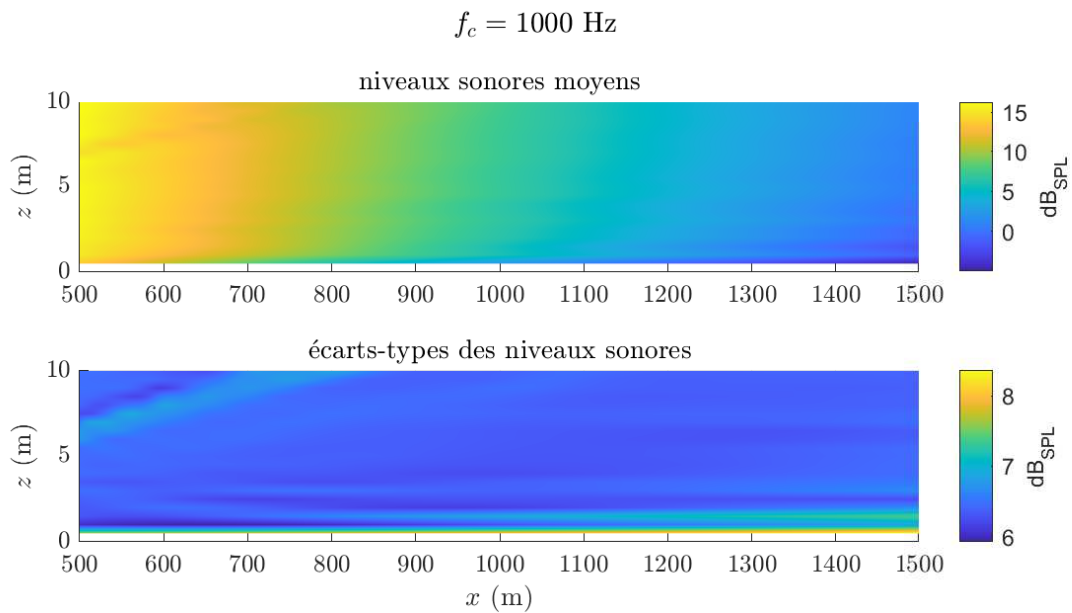


FIGURE 3.34 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 1000 \text{ Hz}$ .

On vérifie que les niveaux sonores moyens diminuent avec la distance du fait de la divergence géométrique, et que les valeurs des niveaux sonores moyens sont cohérentes avec ce qui est observé pour une source éolienne : les niveaux émis en basses fréquences sont plus importants que les niveaux en hautes fréquences (section [2.1.4](#)).

La dispersion des niveaux sonores quantifiée à travers les écarts-types est du même ordre de grandeur pour les différentes fréquences considérées, avec des écarts-types de l'ordre de 6 à 10 dB<sub>SPL</sub>. En outre, la répartition spatiale de la dispersion est beaucoup plus fine au tiers d'octave 1000 Hz que pour les tiers d'octave 50 Hz et 200 Hz, suivant en cela le comportement de la répartition spatiale des figures d'interférences dues aux effets de sol, figures interférentielles que l'on devine également sur les cartes des niveaux sonores moyens. Cela s'explique par le fait que la variabilité des niveaux sonores augmente lorsque les figures interférentielles sont modifiées par les conditions de propagation (*e.g.* réfraction, absorption acoustique du sol). De plus, les formes des figures interférentielles sont similaires à celles observées sur les exemples de cartes présentées précédemment en section [3.1.4](#) en figure [3.3](#)

Par ailleurs, des comportements particuliers sont visibles, par exemple à 200 Hz la zone  $z \in [1.5; 2]$  m présente des écarts-types plus importants (de l'ordre de 10 dB<sub>SPL</sub>). Cette zone de forte variabilité est certainement liée à la modification dans le plan d'expérience des valeurs des paramètres de réfraction en conditions favorables à la propagation («*downwind*»), ce qui va modifier les figures interférentielles présentes dans cette zone, et ainsi augmenter la dispersion des niveaux sonores. Cette forte variabilité était d'ailleurs observable lors de l'analyse de sensibilité : les sensibilités des paramètres apparaissaient également plus élevées autours de 200 Hz aux récepteurs (500, 2) m et (1500, 2) m (figures [2.19](#) [2.20](#) [2.21](#) et [2.22](#)).

Enfin, les niveaux sonores moyens à 1000 Hz sont plus faibles proche du sol dans la zone  $z \in [0.5; 1]$  m, et notamment à grande distance pour  $x \in [1100; 1500]$  m, ce qui traduit l'influence des effets d'absorption du sol. En outre, cette zone de l'espace présente une variabilité plus élevée avec des écarts-types de l'ordre de 8 dB<sub>SPL</sub>, ce qui est lié aux conditions favorables à la propagation qui réfractent les ondes acoustiques vers le bas, et renforcent plus ou moins les effets de sol et augmentent ainsi la dispersion des niveaux sonores.

#### 3.2.4.2 Distributions des niveaux sonores

La variabilité des niveaux sonores en fonction de la distance est étudiée en représentant les distributions des niveaux sonores obtenus en 3 récepteurs de l'espace, respectivement positionnés à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m. Les résultats sont présentés sous forme d'histogrammes de niveaux sonores et les distributions sont estimées avec la méthode d'estimation par noyau utilisant une fonction de lissage *gaussienne* (section [1.4.3.1](#)).

Les figures [3.35](#) [3.36](#) et [3.37](#) présentent les résultats aux tiers d'octave 50 Hz, 200 Hz, et 1000 Hz respectivement. En complément, l'annexe [D](#) présente les résultats obtenus à tous les tiers d'octave de l'analyse.

### 3.2. PROPAGATION D'INCERTITUDE

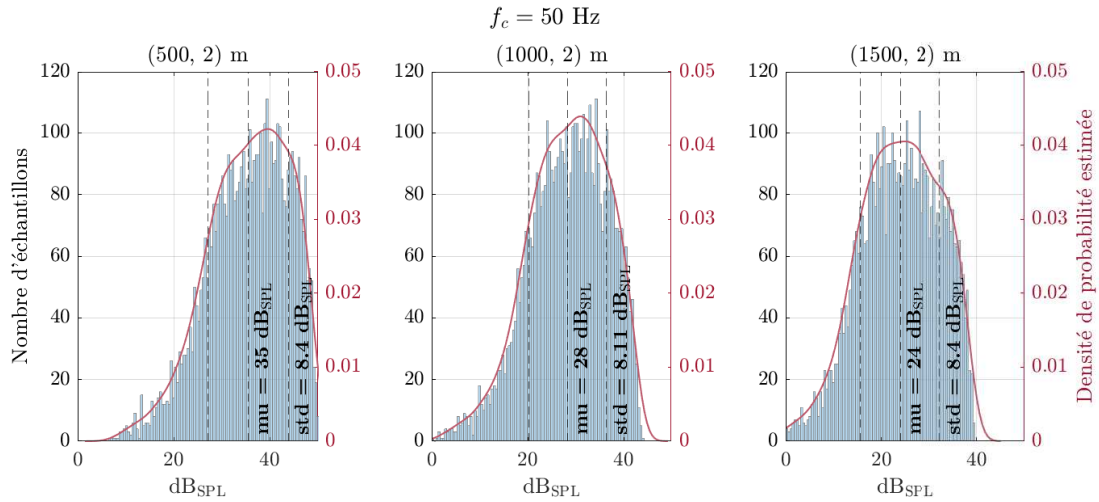


FIGURE 3.35 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 50$  Hz. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

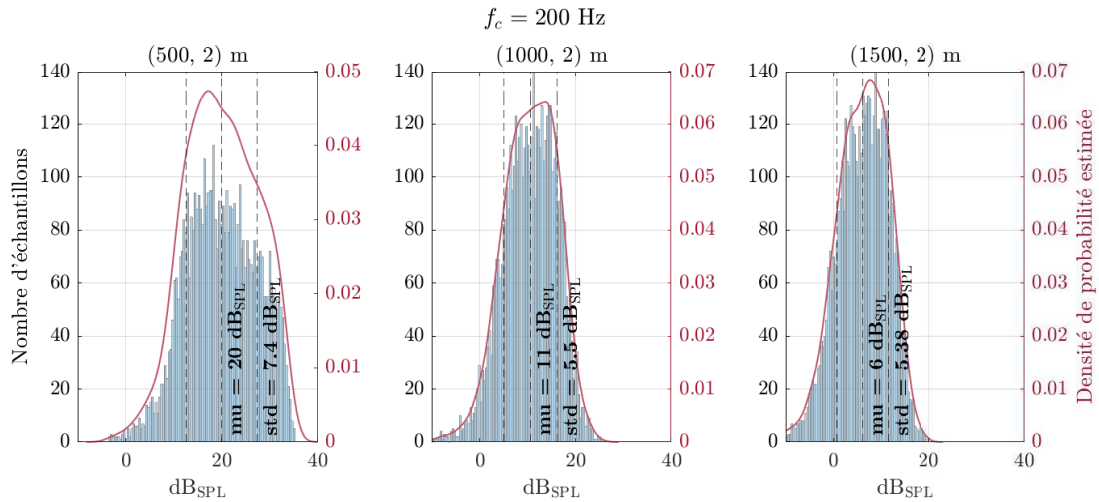


FIGURE 3.36 – Histogrammes des niveaux sonores et lois distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 200$  Hz. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

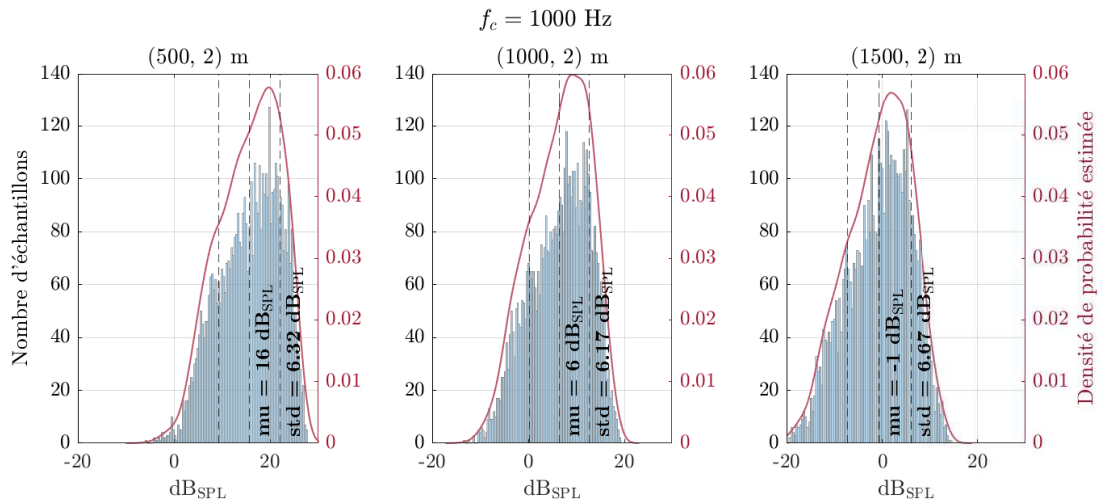


FIGURE 3.37 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 1000$  Hz. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

À 50 Hz, les formes des distributions sont assez semblables quelle que soit la position du récepteur, et les écarts-types ne présentent pas de différences significatives (variations de l’ordre de 0.3 dB<sub>SPL</sub>). A 200 Hz, la dispersion des résultats change légèrement avec la position du récepteur, où elle est plus importante au niveau du récepteur (500, 2) m avec un écart-type de 7.4 dB<sub>SPL</sub>, qu’à plus grande distance où les écarts-types sont de 5.5 dB<sub>SPL</sub> au récepteur (1000, 2) m et de 5.4 dB<sub>SPL</sub> au récepteur (1500, 2) m. À 1000 Hz, la dispersion est plus importante à grande distance, avec un écart-type de 6.7 dB<sub>SPL</sub> au récepteur (1500, 2) m, alors que les écarts-types à (500, 2) m et (1000, 2) m sont respectivement de 6.3 dB<sub>SPL</sub> et de 6.2 dB<sub>SPL</sub>. Ces différences de dispersion restent cependant peu significatives (de l’ordre de 0.5 dB<sub>SPL</sub>).

Les différentes valeurs d’écart-type et les différentes formes des distributions obtenues mettent en évidence que la dispersion des niveaux sonores fluctue en fonction des fréquences et de la position du récepteur. La dépendance fréquentielle de la dispersion est essentiellement liée au spectre d’émission de l’éolienne, ainsi qu’à l’influence de certains effets propagatifs qui dépendent de la fréquence (par exemple l’absorption du sol). La dépendance spatiale de la dispersion est quant à elle liée aux effets propagatifs qui sont généralement cumulatifs avec la distance, ainsi qu’à la présence de figures interférentielles (même en présence d’une source étendue (voir section [3.2.4.1](#)) qui augmentent la variabilité des niveaux sonores en certaines zones de l’espace (voir figures [3.32](#), [3.33](#) et [3.34](#)) lorsqu’elles sont modifiées par les conditions de propagation.

Par ailleurs, les formes des distributions présentent un seul mode mais ne sont pas symétriques de part et d’autre de la moyenne, où la dispersion paraît plus importante pour les niveaux inférieurs à la moyenne que pour les niveaux supérieurs à la moyenne. Cette asymétrie

## 3.2. PROPAGATION D'INCERTITUDE

est potentiellement liée aux effets physiques des paramètres qui ne sont pas systématiquement linéaires, *e.g.* l'effet sur les niveaux sonores d'une même variation de résistivité acoustique du sol (par exemple de  $50 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ) n'est pas le même pour un sol très absorbant ( $a_{\text{fr}}$  faible, par exemple en passant de  $100 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$  à  $150 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ) que pour un sol réfléchissant ( $a_{\text{fr}}$  élevé, par exemple en passant de  $4000 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$  à  $4050 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ). De plus, l'émission acoustique présente un plateau lorsque les vitesses de vent sont suffisamment élevées pour atteindre la puissance nominale de l'éolienne. Ce comportement peut potentiellement être renforcé par l'emploi du  $\text{dB}_{\text{SPL}}$ , qui est une représentation logarithmique de la pression acoustique utilisée dans les modèles d'émission (Amiet) et de propagation (PE). En outre, il est possible de vérifier que les distributions ne suivent ni une loi *normale* (test statistique de Shapiro-Wilk sur les niveaux sonores :  $\text{p.value} < 0.05$ ), ni une loi *log-normale* (test statistique de Shapiro-Wilk sur le logarithme des niveaux sonores :  $\text{p.value} < 0.05$ ).

La quantification de la variabilité des niveaux sonores en fonction de la distance est effectuée dans une dernière analyse présentée en section [3.2.4.3](#) suivante, où les intervalles de confiance à 95% des niveaux sonores sont évalués. Les intervalles de confiance sont représentés en fonction de la distance ( $x \in [500; 1500]$  m) pour une hauteur de mesure typique de  $z = 2$  m.

### 3.2.4.3 Variabilité des niveaux sonores en fonction de la distance

Les intervalles de confiance à 95% sont déterminés à l'aide des quantiles d'ordre 0.025 et 0.975 des distributions. Les résultats obtenus pour les tiers d'octave 50 Hz, 200 Hz et 1000 Hz sont présentés en figures [3.38](#), [3.39](#) et [3.40](#) respectivement. En complément, l'annexe [E](#) présente les résultats obtenus pour tous les tiers d'octave de l'analyse.

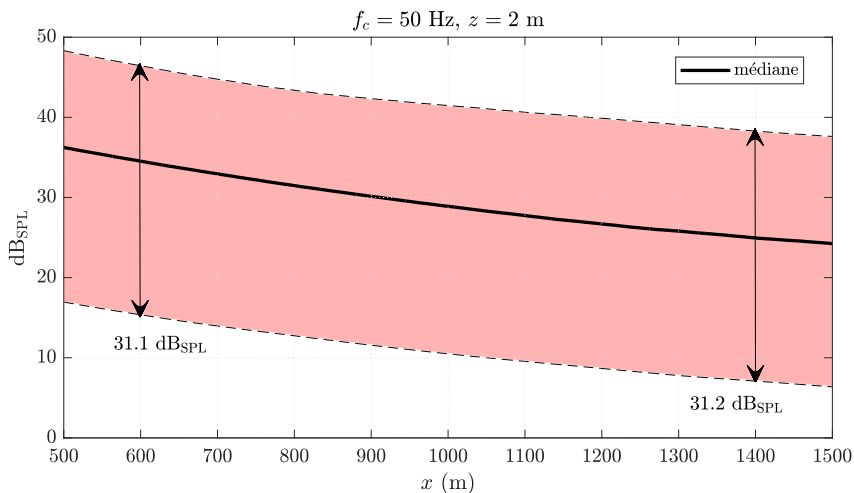


FIGURE 3.38 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2$  m, pour le tiers d'octave de fréquence centrale  $f_c = 50$  Hz. La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

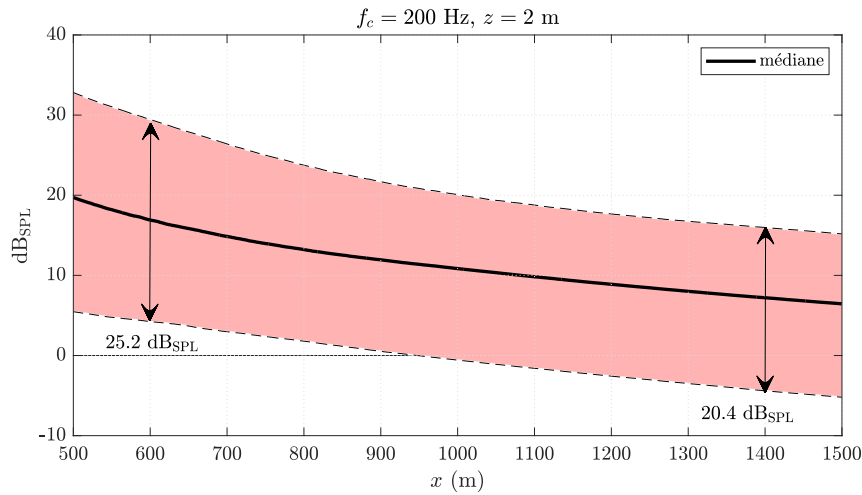


FIGURE 3.39 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 200 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

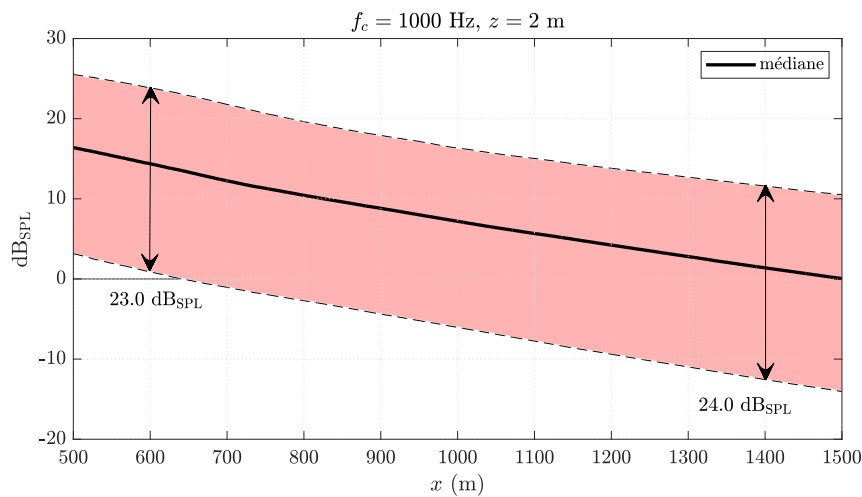


FIGURE 3.40 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 1000 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

On remarque avant tout que les intervalles de confiance à 95% sont très larges, allant de 23 dB<sub>SPL</sub> à 1000 Hz, à 31 dB<sub>SPL</sub> à 50 Hz, ce qui traduit la grande variabilité des niveaux sonores à laquelle on peut être confronté dans un contexte éolien en l’absence de toute connaissance des paramètres d’environnement. Notons qu’une grande part de la dispersion observée est due à la variabilité de l’émission acoustique qui dépend essentiellement des paramètres de vent et qui est plus élevée en basse fréquence, ce qui est vérifié ici.

## 3.2. PROPAGATION D'INCERTITUDE

---

L'influence de la divergence géométrique est visible sur les niveaux médians (ligne noire) qui diminuent avec la distance. On retrouve l'asymétrie des distributions au travers de la position de la médiane qui n'est pas centrée dans les intervalles de confiance, en étant plus proche de la borne supérieure que de la borne inférieure.

La variabilité des niveaux sonores avec la distance présente un comportement qui change avec la fréquence. En effet, pour le tiers d'octave 50 Hz, la largeur de l'intervalle de confiance ne varie pas de manière notable : l'augmentation est de l'ordre de 0.1 dB<sub>SPL</sub> avec la distance, ce qui est négligeable en acoustique environnementale. En revanche, l'intervalle de confiance du tiers d'octave 200 Hz est d'environ 26 dB<sub>SPL</sub> pour  $x \approx 500$  m, et il est d'environ 20 dB<sub>SPL</sub> pour  $x = 1500$  m. Enfin, l'intervalle de confiance du tiers d'octave 1000 Hz augmente avec la distance : il est d'environ 23 dB<sub>SPL</sub> pour  $x = 500$  m, pour atteindre 24 dB<sub>SPL</sub> pour  $x = 1500$  m. Cette tendance est liée à l'influence des effets propagatifs qui sont cumulatifs avec la distance, et vont donc logiquement augmenter la dispersion des niveaux sonores avec la distance à la source hors des zones fortement interférentielles, comme souligné *supra* pour le tiers d'octave 200 Hz.

En pratique, lors de mesures acoustiques dans le contexte éolien, les vitesses et les directions de vent sont généralement mesurées<sup>3</sup> en même temps que les niveaux sonores, ce qui permet de préciser les conditions de propagation acoustique en présence. Ainsi, la section 3.3 suivante propose d'utiliser la méthode développée dans ces travaux pour traiter cette problématique où les vitesses et les directions de vent sont mesurées *in situ*, et donc connues *a priori*. Une analyse d'incertitude est alors réalisée par classe de vitesse de vent et par secteur de vent.

---

3. à l'aide d'un anémomètre, du mât météorologique le plus proche, ou de capteurs directement présents sur l'éolienne

### 3.3 Exemples d'application des travaux

#### 3.3.1 Estimation de la dispersion des niveaux sonores pour différentes conditions de vent

Cette partie propose d'utiliser la méthode développée dans ces travaux afin de réaliser une analyse d'incertitude appliquée à une problématique de campagne expérimentale de mesures acoustiques sur site éolien. Lors de telles campagnes de mesures acoustiques, les vitesses et les directions de vent sont estimées à une hauteur de référence de 10 m et les niveaux sonores mesurés sont ensuite classifiés en fonction de classes de la vitesse de vent de largeur 1 m/s et de secteurs de vent de largeur constante, choisie ici égale à  $30^\circ$ .

Du point de vue de l'analyse d'incertitude, cela consiste à réduire les intervalles de variation des paramètres de vent  $u_u$  et  $\theta$  pour qu'ils correspondent aux différentes classes de vitesse de vent et aux différents secteurs de vent utilisés lors des campagnes de mesures. La démarche consiste ensuite à réaliser une analyse d'incertitude par classe de vitesse de vent et par secteur de direction de vent, dans le but d'estimer les variabilités des niveaux sonores associées à ces différentes conditions, et ainsi de quantifier les incertitudes liées à l'influence des autres paramètres, en supposant exactes les mesures de la vitesse et de la direction du vent.

Trois classes de vitesses de vent sont considérées dans cette application, où la vitesse de vent à  $z = 10$  m est notée  $u_{10}$  :

- la classe de vitesse de vent 6 m/s, où  $u_{10} \in [5.5; 6.5]$  m/s, qui est représentative des conditions pour lesquelles l'éolienne fonctionne à faible puissance (figure 2.5),
- la classe de vitesse de vent 8 m/s, où  $u_{10} \in [7.5; 8.5]$  m/s, qui est représentative des conditions pour lesquelles l'éolienne fonctionne à puissance moyenne (figure 2.5),
- la classe de vitesse de vent 11 m/s, où  $u_{10} \in [10.5; 11.5]$  m/s, qui est représentative des conditions pour lesquelles l'éolienne fonctionne à sa puissance maximale (figure 2.5),

et 3 secteurs de vent sont considérés :

- le secteur de vent  $\theta \in [0; 30]^\circ$ , qui correspond à des directions du vent proches de la direction éolienne-récepteur,
- le secteur de vent  $\theta \in [30; 60]^\circ$ , qui correspond à une situation intermédiaire,
- le secteur de vent  $\theta \in [60; 90]^\circ$ , qui correspond à des directions du vent majoritairement transverses à la direction éolienne-récepteur.

Les lois de distribution des autres paramètres de l'analyse  $a_{fr}$ ,  $T_0$ ,  $a_T$  et  $h_v$  restent inchangées car ces paramètres ne sont généralement pas mesurés lors des campagnes expérimentales acoustiques. La méthode d'échantillonnage de ces paramètres est la même que précédemment, (méthode quasi-Monte Carlo basée sur les suites de Sobol, voir section 3.2.3.2), et le nombre de simulations est toujours fixé à  $N = 5000$  (section 3.2.3.3).



### 3.3. EXEMPLES D'APPLICATION DES TRAVAUX

---

L'analyse des résultats est effectuée au travers des intervalles de confiance 95% en fonction de la distance  $x$ , pour toutes les conditions de vent différentes<sup>4</sup> (classe de vitesse de vent et secteurs de vent), pour les 3 tiers d'octaves de fréquence centrale  $f_c = 50$  Hz, 200 Hz et 1000 Hz respectivement.

---

4. N.B : en restant en condition aérodynamique favorable à la propagation («vent portant», ou *downwind*)

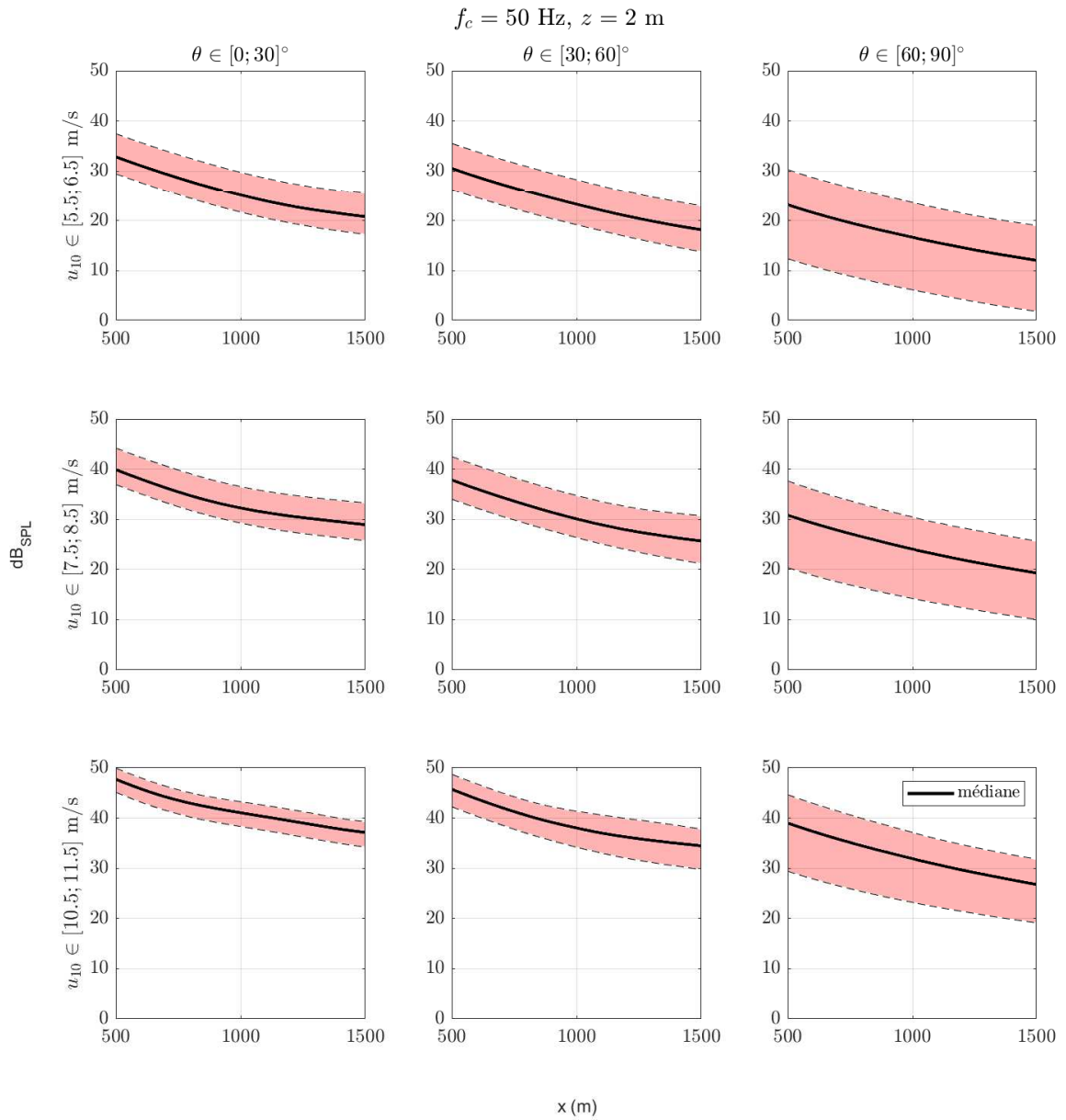


FIGURE 3.41 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 50 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire. L’analyse considère 3 classes de vitesse de vent (1 m/s) et 3 secteurs de vent ( $30^\circ$ ).

### 3.3. EXEMPLES D'APPLICATION DES TRAVAUX

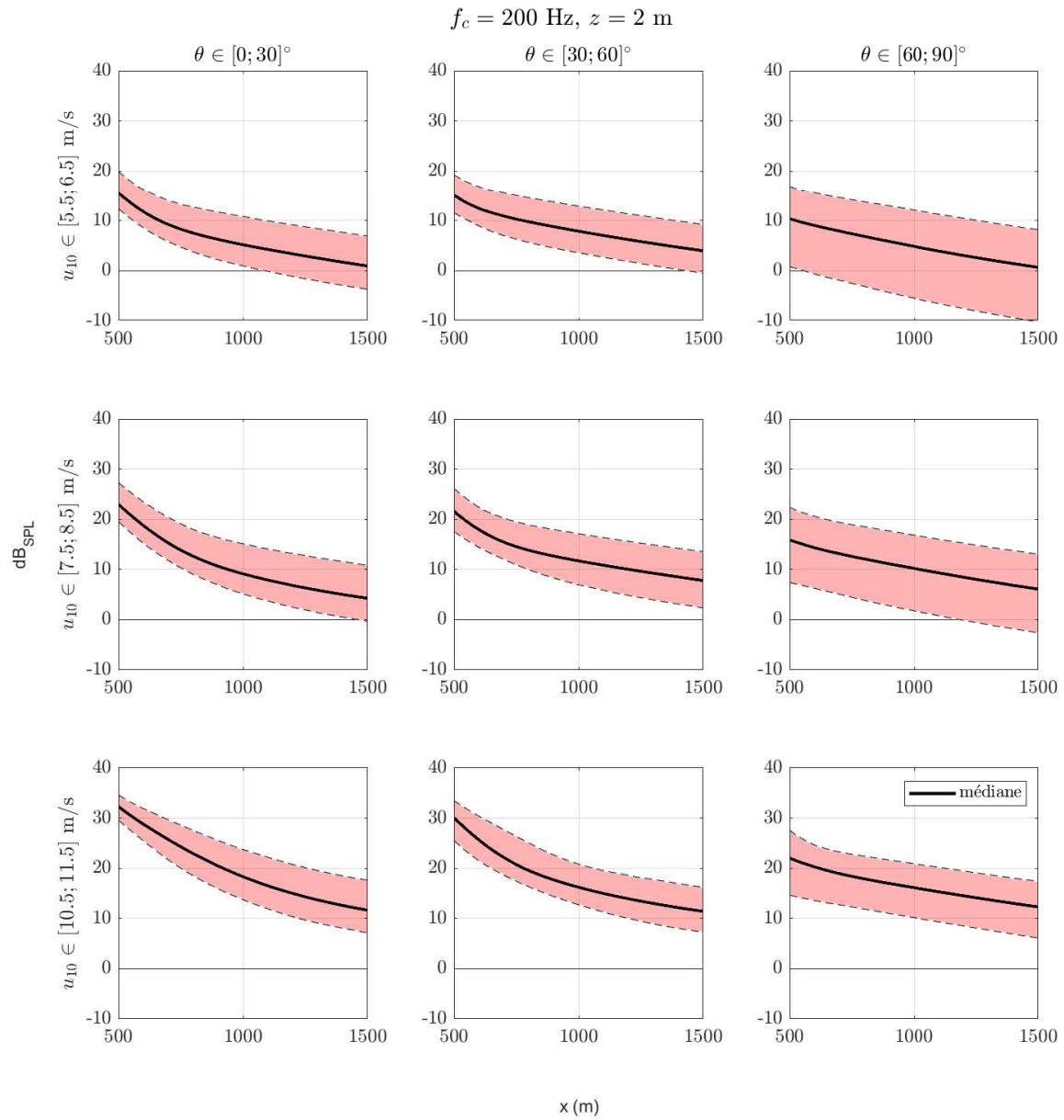


FIGURE 3.42 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 200 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire. L’analyse considère 3 classes de vitesse de vent (1 m/s) et 3 secteurs de vent ( $30^\circ$ ).

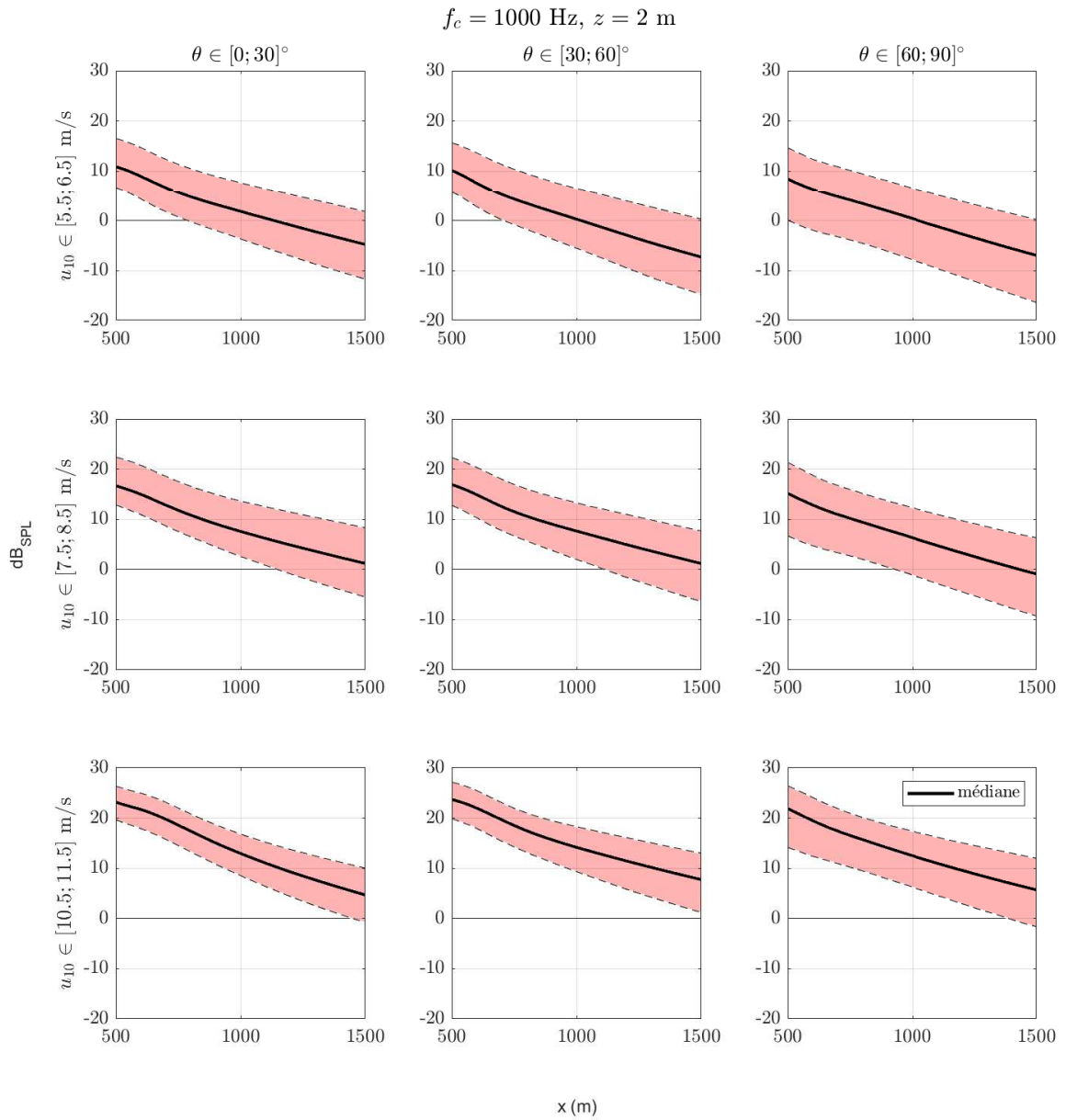


FIGURE 3.43 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 1000 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire. L’analyse considère 3 classes de vitesse de vent (1 m/s) et 3 secteurs de vent ( $30^\circ$ ).

### 3.3. EXEMPLES D'APPLICATION DES TRAVAUX

---

Quelle que soit la fréquence, les niveaux sonores sont plus élevés avec la classe de vitesse de vent 11 m/s ( $u_{10} \in [10.5; 11.5]$  m/s) que pour les classes de vitesse de vent 6 m/s et 8 m/s. Ce résultat est cohérent étant donné que l'éolienne présente une puissance acoustique plus importante dans ces conditions (figure 2.5) car elle fonctionne à sa puissance nominale. Par ailleurs les conditions de propagation acoustique sont plus «favorables» dans ce cas (le profil vertical de vent évolue avec la classe de vitesse de vent, cf. équation 2.28), ce qui a pour conséquence de réfracter davantage les ondes acoustiques vers le sol et ainsi d'augmenter les niveaux sonores. Par exemple à 50 Hz, pour le secteur de vent  $\theta \in [0; 30]^\circ$ , les niveaux sonores médians présentent un gain d'environ 15 dB<sub>SPL</sub> entre la classe de vitesse de vent de 6 m/s et la classe de vitesse de vent 11 m/s.

La dispersion des résultats est plus importante pour le secteur de vent  $\theta \in [60; 90]^\circ$  que pour les 2 autres secteurs ( $\theta \in [0; 30]^\circ$  et  $\theta \in [30; 60]^\circ$ ). Cette observation est liée d'une part à la directivité de l'éolienne (voir figure 2.4), les niveaux émis présentant une dynamique importante dans l'intervalle  $\theta \in [60; 90]^\circ$  avec des niveaux sensiblement plus faibles pour  $\theta = 90^\circ$  que pour  $\theta = 60^\circ$ , et d'autre part aux conditions de propagation particulières en présence de vent transverse, augmentant d'autant plus la variabilité des niveaux en raison de la sensibilité à l'angle de propagation  $\theta$  dans ce secteur de vent. Par exemple, quelle que soit la fréquence, on observe que les intervalles de confiance augmentent quasiment du simple au double entre le secteur de vent  $\theta \in [0; 30]^\circ$  et le secteur de vent  $\theta \in [60; 90]^\circ$ .

Quelles que soient les conditions de vent et les fréquences, les intervalles de confiance ont généralement tendance à augmenter avec la distance, ce qui traduit l'influence cumulative des effets propagatifs. Des comportements particuliers sont toutefois observables, par exemple à 50 Hz pour le secteur de vent  $\theta \in [60; 90]^\circ$  : les intervalles de confiance ont plutôt tendance à diminuer avec la distance, la diminution des intervalles étant de l'ordre de 0.8 dB<sub>SPL</sub> pour la classe de vent de 6 m/s, et de l'ordre de 2.5 dB<sub>SPL</sub> pour la classe de vent de 11 m/s. Cette observation est sans doute due à la moindre influence des effets de sol aux basses fréquences, combinée à la moindre influence des effets aérodynamiques (vent transverse). À cela s'ajoute la possibilité que, pour cette fréquence et ces conditions de vent, la position du récepteur se trouve parfois en zone interférentielle, par exemple ici autour de  $x = 500$  m.

### 3.3.2 Estimation de la dispersion en niveau global A

Afin d'évaluer les enjeux en termes de niveau sonore global, la figure [3.44](#) présente les résultats de l'analyse d'incertitude en niveau sonore global pondéré A, pour les différentes conditions de vent et les différents secteurs de vent identiques à la section [3.3.1](#) précédente. Le niveau global est calculé à partir des niveaux des tiers d'octave de la bande [50; 1000] Hz, ce qui implique de réaliser une propagation d'incertitude par tiers d'octave, et pour chacune des conditions de vent (classes de vitesse et secteurs de direction de vent, voir section [3.3.1](#)).

N.B : pour que le calcul du niveau global soit cohérent, le même plan d'échantillonnage des paramètres est utilisé pour chaque tiers d'octave avant reconstruction du niveau global. Ce plan est obtenu *via* échantillonnage quasi-Monte Carlo (voir section [3.2.3.2](#)), et avec un nombre  $N = 5000$  de simulations (voir section [3.2.3.3](#)).

Les niveaux sonores obtenus sont présentés sous forme de *boxplot* pour les différentes classes de vitesse de vent 6 m/s, 8 m/s et 11 m/s, en fonction de 3 récepteurs (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, et en fonction des secteurs de vent  $\theta \in [0; 30]^\circ$ ,  $\theta \in [30; 60]^\circ$ ,  $\theta \in [60; 90]^\circ$ .

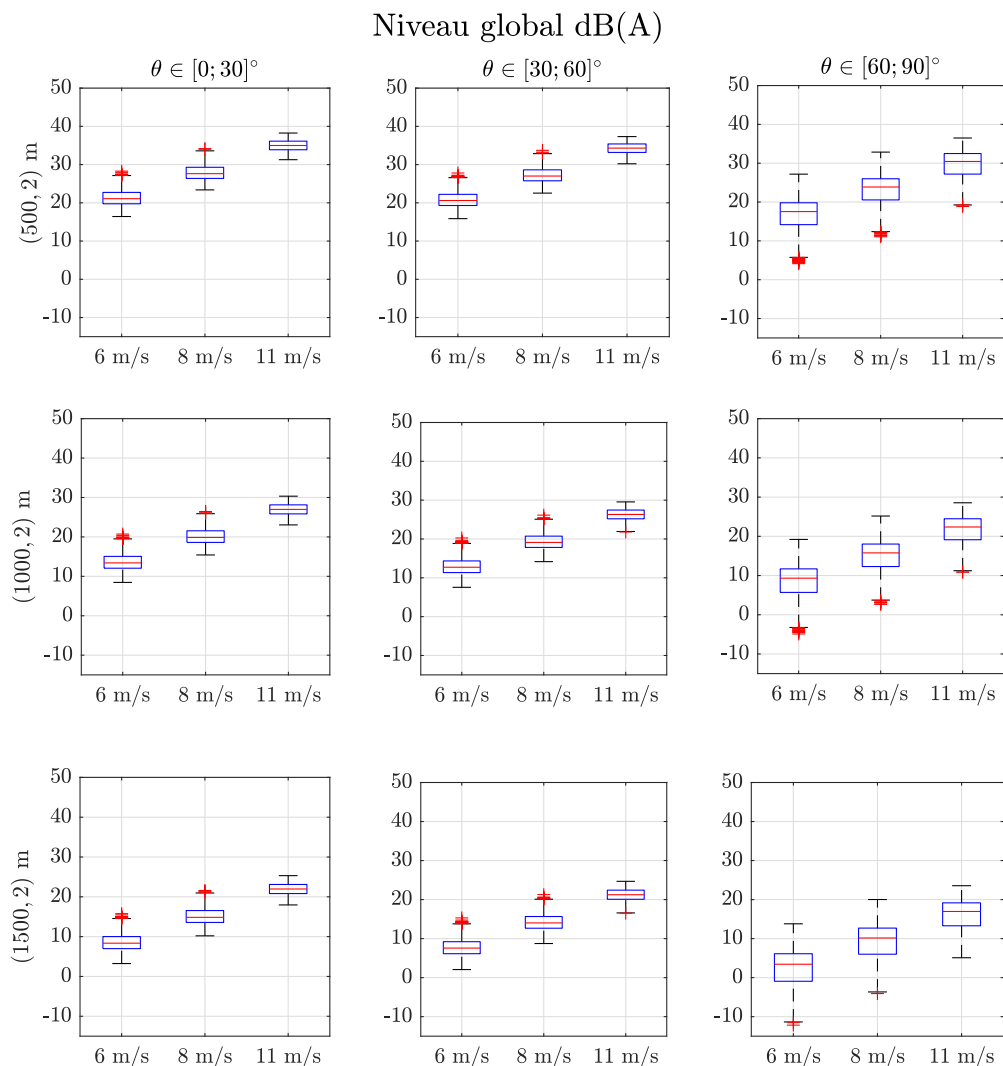


FIGURE 3.44 – *Boxplots* des niveaux sonores pour chacune des classes de vitesse de vent (6, 8 et 11 m/s), en fonction des 3 secteurs de vent ( $\theta \in [0; 30]$ ,  $[30; 60]$ ,  $[60; 90]^\circ$ ) obtenus au niveau de 3 récepteurs ((500, 2), (1000, 2), (1500, 2) m). Les médianes des niveaux sont représentées par les lignes rouges. La taille des boîtes représente les *écarts interquartiles*. Les «moustaches» s'étendent jusqu'aux valeurs des données les plus proches de  $q_3 + 1.5 \times (q_3 - q_1)$  pour la limite supérieure, et  $q_1 - 1.5 \times (q_3 - q_1)$  pour la limite inférieure. Les *outliers* (valeurs extrêmes situées en dehors de l'intervalle couvert par les «moustaches») sont représentés par les croix rouges.

La figure [3.44](#) présente des niveaux sonores cohérents pour le contexte éolien aux distances considérées, avec des niveaux maximum de l'ordre de 40 dB(A). Logiquement, les niveaux sonores diminuent avec la distance à la source (les niveaux sonores médians diminuent d'environ 10 dB(A) entre  $x = 500$  m et  $x = 1500$  m), et augmentent avec la vitesse de vent (augmentation des niveaux sonores médians allant de 10 à 15 dB(A) entre la classe de vitesse de vent 6 m/s et la classe de vitesse de vent de 11 m/s) pour des raisons liées à la fois à l'émission acoustique et à la propagation acoustique (réfraction).

La dispersion des niveaux sonores augmente légèrement avec la distance à la source, notamment entre  $x = 500$  m et  $x = 1500$  m : les écarts interquartiles augmentent d'environ 0.3 dB(A) pour  $\theta \in [0; 30]^\circ$ , et augmentent d'environ 1 dB(A) pour  $\theta \in [60; 90]^\circ$ , quelle que soit la classe de vitesse de vent. Cette observation est essentiellement liée aux effets propagatifs qui sont cumulatifs avec la distance et vont donc davantage influencer la variabilité des niveaux sonores globaux (toutes fréquences confondues) à grande distance de la source. Par ailleurs, la dispersion des niveaux sonores augmente de manière significative pour le secteur de vent  $\theta \in [60; 90]^\circ$ , avec des écarts interquartiles de l'ordre de 3 dB(A) pour  $\theta \in [0; 30]^\circ$ , et des écarts interquartiles de l'ordre de 7 dB(A) pour  $\theta \in [60; 90]^\circ$ . Cela s'explique par la directivité de l'éolienne (figure [2.4](#)), pour laquelle les variations des niveaux émis sont plus importantes dans le secteur de vent transverse  $\theta \in [60; 90]^\circ$  que dans celui de vent portant  $\theta \in [0; 30]^\circ$ .

Il convient de noter que, lorsque  $\theta \in [0; 30]^\circ$ , la réfraction induite peut avoir tendance à augmenter les effets de sol et ainsi augmenter la variabilité des niveaux. Étant donné que les dispersions sont plus importantes pour  $\theta \in [60; 90]^\circ$  que pour  $\theta \in [0; 30]^\circ$ , les effets propagatifs semblent de ce fait relativement moins contribuer à la dispersion des niveaux sonores que les effets liés à la directivité de l'éolienne.

Enfin, la dispersion des résultats est aussi influencée par la classe de vitesse vent considérée. Quel que soit le secteur de vent ou le récepteur, la dispersion des niveaux sonores est légèrement plus faible pour la classe de vitesse de vent 11 m/s que pour les autres classes de vitesse de vent (6 m/s et 8 m/s). Cela est lié au fait que l'éolienne fonctionne à sa puissance nominale dans la classe de vitesse de vent 11 m/s, où l'émission acoustique est relativement constante, diminuant ainsi la variabilité des niveaux sonores. L'influence de la classe de vitesse de vent est également liée aux effets propagatifs : les profils verticaux de vent évoluant avec la vitesse de vent, la dispersion des niveaux sonores est moindre quand la réfraction est plus forte. Cette observation est cohérente avec de précédents travaux sur la propagation acoustique à grande distance pour des sources proches du sol [Zouboff et al., 1994](#).



### 3.3. EXEMPLES D'APPLICATION DES TRAVAUX

---

Même si les effets d'émission acoustique et de propagation acoustique ne sont pas dissociés ici, lorsqu'on observe les résultats à secteur de vent constant, on distingue essentiellement l'influence des effets propagatifs sur la dispersion des niveaux sonores, et lorsqu'on observe les résultats à distance constante, on distingue essentiellement l'influence des effets de l'émission sur la dispersion des niveaux sonores.

Ces résultats applicatifs donnent ainsi des informations précieuses pour l'utilisateur, par exemple dans le cadre d'une étude d'impact, où cette étude permet de quantifier les ordres de grandeur des incertitudes associées à différentes conditions expérimentales.

# Chapitre 4

## Conclusion

### Plan du chapitre

---

<b>4.1 Conclusion</b>	133
<b>4.2 Perspectives</b>	136

---

### 4.1 Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse se placent dans le contexte de la transition énergétique en abordant la problématique de la modélisation du bruit des éoliennes, et plus particulièrement l'estimation des incertitudes des niveaux sonores dans l'environnement. Ces travaux ont été co-encadrés au sein de l'Unité Mixte de Recherche en Acoustique Environnementale (UMRAE) par l'Université Gustave Eiffel et le Centre d'études et d'expertise sur les risques, l'environnement, la mobilité et l'aménagement (Cerema).

Dans le contexte éolien, estimer avec précision les incertitudes des niveaux sonores dans l'environnement nécessite de modéliser avec justesse les sources aéroacoustiques (généralement dominantes par rapport aux autres sources de bruit pour les éoliennes modernes), ainsi que les effets de propagation acoustique qui évoluent avec la distance et qui fluctuent sur des échelles de temps très variables (des fluctuations instantanées aux tendances saisonnières), ce qui induit *in fine* une variabilité des niveaux sonores parfois très importante chez le riverain. Ainsi, l'objectif de ces travaux de thèse est d'estimer, pour le contexte éolien, la sensibilité des niveaux sonores aux différents paramètres de l'environnement, puis de quantifier les incertitudes associées à ces niveaux sonores.

Le premier chapitre a permis de préciser le vocabulaire et de présenter les éléments fondamentaux nécessaires pour rendre accessible le document à des lecteurs d'origines disciplinaires différentes. Les problématiques relatives à l'émission acoustique des éoliennes, à la propagation acoustique en espace extérieur, ainsi qu'à l'analyse de sensibilité et d'incertitude y ont été également présentées.

## 4.1. CONCLUSION

---

Ensuite, un modèle d'émission acoustique développé à l'ENSTA Paristech et basé sur la théorie d'Amiet a été couplé avec un modèle de propagation acoustique développé à l'UMRAE et basé sur un schéma numérique de type Padé (2,2) pour la résolution de l'équation parabolique (PE). Cette étape a permis de prendre en compte les spécificités de la source éolienne (spectre et directivité), et de considérer les effets de l'atmosphère (profils verticaux de gradient thermique et aérodynamique) ainsi que les effets de sol (absorption et rugosité) sur la propagation acoustique. En particulier, les développements numériques complémentaires réalisés dans le modèle PE lors de ces travaux ont permis de valider une technique de prise en compte de l'effet de la rugosité du sol sur la propagation acoustique à travers l'admittance effective du sol.

L'analyse de sensibilité des paramètres de l'environnement est alors effectuée par criblage suivant la méthode de Morris. La sensibilité aux paramètres  $y$  est déterminée pour l'émission acoustique, pour la propagation acoustique, puis pour le chaîne totale émission-propagation. L'analyse des résultats a mis en évidence trois classes de paramètres : les paramètres très sensibles (le coefficient du profil de vent, et l'angle entre la direction du vent et la direction source-récepteur), les paramètres qui ont une influence non négligeable (la résistivité du sol, le coefficient du profil thermique, la hauteur de végétation ainsi que la température atmosphérique de surface) et les paramètres qui sont peu influents (la longueur de corrélation de rugosité de sol, l'écart-type des hauteurs de rugosité de sol, et l'hygrométrie de l'air). Ces résultats nouveaux dans le contexte éolien fournissent des informations importantes sur les ordres de grandeur d'influence des paramètres de l'environnement et sur leurs interactions éventuelles. Par ailleurs, les résultats de l'analyse de sensibilité permettent d'optimiser le calcul des incertitudes, les paramètres non influents étant ensuite écartés de la propagation d'incertitude.

Le nombre de simulations requis étant élevé pour l'analyse d'incertitude, un métamodèle a été construit pour être représentatif du modèle initial en termes de qualité d'approximation, tout en présentant un coût de calcul négligeable. Ainsi, le développement du métamodèle a été réalisé à l'aide d'un jeu d'apprentissage constitué de 500 cartes de niveaux sonores (coupes verticales 2D) obtenues par discrétisation des entrées suivant un plan hypercube latin (LHS) avec critère *maximin*. Les sorties du modèle étant très nombreuses (une carte est composée de plusieurs milliers de récepteurs), une analyse en composantes principales a été réalisée sur les cartes du jeu d'apprentissage afin de réduire les dimensions des sorties. Ensuite, une technique de *kriigeage ordinaire* a été appliquée sur les coefficients des composantes principales afin de pouvoir émuler les coefficients pour n'importe quel jeu de paramètres d'entrée. La validation du métamodèle a permis d'estimer l'erreur de projection liée à l'analyse en composantes principales, l'erreur liée à l'émulation des coefficients de projection par *kriigeage*, et l'erreur totale (projection + émulation) commise par le métamodèle. Les résultats montrent que, avec 15 composantes principales (nombre minimum pour faire converger l'erreur totale), l'erreur commise par le métamodèle ne dépasse pas quelques dixièmes de dB sur l'ensemble des fréquences de l'analyse.

L'analyse d'incertitude du modèle de bruit éolien a ensuite été effectuée. Cette analyse consiste à estimer le comportement de la sortie du modèle (*i.e.* les niveaux sonores) lorsque les incertitudes des entrées (*i.e.* les paramètres de l'environnement) sont propagées dans le modèle. L'approche retenue dans ces travaux est stochastique, et repose sur des techniques particulières d'échantillonnage des entrées pour déterminer la distribution de sortie. La méthode utilisée pour échantillonner les entrées est une méthode quasi-Monte Carlo basée sur les suites de Sobol, choisie pour augmenter la convergence des estimations par rapport à la technique Monte Carlo classique. Un test de convergence a permis de montrer qu'un nombre de 5000 simulations est suffisant pour déterminer la distribution des niveaux sonores. Les résultats obtenus sont analysés en tiers d'octave à travers différents indicateurs et outils statistiques, *e.g.* la carte des niveaux moyens, la carte des écarts-types, les distributions des niveaux sonores en certains récepteurs de l'espace, ainsi qu'à l'aide des intervalles de confiance à 95%. On observe alors une dispersion relativement constante avec la distance à la source (hors zone interférentielle), plus élevée en basses fréquences (largeur de l'intervalle de confiance de l'ordre d'une trentaine de dB) qu'en hautes fréquences (largeur de l'intervalle de confiance de l'ordre d'une vingtaine de dB).

Enfin, la dernière partie a proposé un exemple d'application directe des travaux, en réalisant une analyse d'incertitude appliquée à une problématique de campagne de mesures acoustiques sur site éolien, où les vitesses et les directions de vent sont également mesurées de manière synchrone. Les niveaux sonores ont été exprimés en niveau global (pondéré A) et sont synthétisés sous forme de *boxplot* en fonction des classes de vitesse de vent, des secteurs de direction de vent, et de différentes positions des récepteurs. Les résultats ont permis de déterminer les conditions de l'environnement et les zones de l'espace où les enjeux sont particulièrement élevés en termes de nuisances sonores et d'incertitudes. À titre d'exemple, ces travaux ont montré que la dispersion des niveaux sonores est plus importante pour les conditions de vent transverse (écarts interquartiles de l'ordre de 7 dBA) que pour les conditions de vent portant (écarts interquartiles de l'ordre de 3 dBA). Par ailleurs, la dispersion des niveaux sonores évolue légèrement avec la classe de vitesse de vent (de l'ordre de quelques dBA).

## 4.2 Perspectives

La méthodologie développée dans ce travail de thèse peut potentiellement s'appliquer à d'autres sources sonores de l'environnement, *e.g.* bruit des transports terrestres, bruit industriel, etc. Concernant le bruit éolien en particulier, les perspectives envisageables sont nombreuses et détaillées *infra*.

Le couplage réussi entre le modèle d'émission de bruit éolien (Amiet) et le modèle de propagation acoustique (PE) ouvre des possibilités encourageantes pour approfondir la thématique du bruit des éoliennes dans l'environnement. Il serait par exemple intéressant d'implémenter la prise en compte d'effets 3D pour modéliser plusieurs éoliennes, et ainsi pouvoir considérer un parc éolien entier, ce qui améliorerait encore la représentativité des simulations acoustiques. Les effets de sillage des éoliennes sur les profils météorologiques constituent également un enjeu important : les profils météorologiques sont ici supposés invariants avec la distance dans la direction de propagation acoustique, ce qui constitue une hypothèse forte rarement vérifiée en réalité.

En outre, ces travaux de thèse se concentrent sur les conditions favorables à la propagation acoustique et ne prennent pas en compte la turbulence atmosphérique étant donné son coût de calcul prohibitif pour ce type d'application. De futurs travaux de recherche pourraient donc porter sur la prise en compte de la turbulence atmosphérique dans les simulations afin de pouvoir également considérer les conditions défavorables à la propagation acoustique (vent contraire par exemple), conditions dans lesquelles la turbulence atmosphérique joue un rôle primordial dans la diffusion de l'énergie sonore de la zone d'ombre (*scattering*) et sur le lissage des figures interférentielles quand elles existent. D'autres recherches pourraient porter sur la prise en compte de la topographie dans le modèle de propagation. En effet, une topographie marquée peut avoir une influence directe sur les niveaux sonores au travers de phénomènes de diffraction acoustique, et parfois même sur l'apparition de zone d'ombre en plus hautes fréquences. De plus, des effets indirects de la topographie peuvent apparaître sur les niveaux sonores *via* la modification des profils météorologiques sur le chemin de propagation. Enfin, il pourrait être envisagé d'avoir recours à d'autres modèles de propagation, *e.g.* Finite Difference Time Domain (FDTD) ou Transmission Line Matrix (TLM), afin d'avoir accès à d'autres indicateurs acoustiques, notamment temporels.

Concernant la partie statistique des travaux, il pourrait être envisagé d'employer d'autres méthodes d'analyse de sensibilité pour enrichir les résultats, comme par exemple le calcul des indices de Sobol basés sur la décomposition de la variance. Finalement, l'utilisation de «supercalculateurs» et/ou d'autres langages de programmation (compilés ou non) pourrait être envisagée afin de ne plus avoir recours à la métamodélisation, et également de pouvoir augmenter le nombre de simulations, ce qui permettrait de réduire encore les erreurs d'estimation des incertitudes du bruit éolien.

# Productions scientifiques

## Articles de revues internationales a comité de lecture :

ACL.2 KAYSER, B., COTTÉ, B., ECOTIÈRE, D., GAUVREAU, B. (2020). Environmental parameters sensitivity analysis for the modeling of wind turbine noise in downwind conditions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, accepté le 13-11-2020.

ACL.1 KAYSER, B., GAUVREAU, B., ECOTIÈRE, D. (2019a). Sensitivity analysis of a parabolic equation model to ground impedance and surface roughness for wind turbine noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 146(5) : 3222 – 3232.

## Communications internationales avec actes :

C-ACTI.2 KAYSER, B., GAUVREAU, B., ECOTIÈRE, D. (2019b). Sensitivity analysis of influential parameters for wind turbine noise. In 8th International meeting on Wind Turbine Noise conference, Lisbon, Portugal.

C-ACTI.1 KAYSER, B., GAUVREAU, B., ECOTIÈRE, D. et LE BOURDAT, C. (2018). A new experimental database for wind turbine noise propagation in an outdoor inhomogeneous medium. Lyon, France. 17th International Symposium on Long Range Sound Propagation.

## Communication nationale avec actes :

C-ACTN.1 ECOTIÈRE, D., KAYSER, B., GAUVREAU, B., LEBOURDAT, C., BRUNEAU, F., GUILLAUME, G., LEFÈVRE, H., PETIT, A., DEMIZIEUX, P., GARY, V. et DURIEUX, J.-P. (2018). Emission et propagation du bruit des éoliennes : constitution d'une base de données expérimentale de référence. Le Havre, France. 14ème Congrès Français d'Acoustique.

## Communications sans acte :

C-COM.3 KAYSER, B., GAUVREAU, B., ECOTIÈRE, D. et LE BOURDAT, C. (2019). A new experimental database for wind turbine noise propagation in an outdoor inhomogeneous medium. Nantes, France. European Academy of Wind Energy.

## 4.2. PERSPECTIVES

---

C-COM.2 KAYSER, B., GAUVREAU, B., ECOTIÈRE, D. (2019). Modélisation des incertitudes de la prévision du bruit dans l'environnement - Application au bruit des éoliennes. Nantes, France. Journées Ifremer - Réseau Mexico - GDR Ecostat - GDR MascotNum.

C-COM.1 KAYSER, B. (2019). Du bruit des éoliennes... et incertitudes associées! Strasbourg, France. Journées Techniques en Acoustique et Vibration.

### Autres activités et dissémination scientifique :

Participation à la présentation de l'application *Noise Capture* lors de la «fête de la science» à Nantes en 2019.

Participation à la «nuit blanche des chercheurs» pour *voyage au bout de l'ouïe*, à Nantes en 2018.

Participation aux journées «doctoriales» 2017, 2018 et 2019, organisées par l'Université Gustave Eiffel.

# Appendices



## Annexe A

# Validation de l'implémentation du modèle d'admittance effective

Cette annexe concerne la validation de l'implémentation du modèle d'admittance effective de sol dans le modèle de propagation basé sur la résolution de l'équation parabolique [Kayser *et al.*, 2019a]. Pour ce faire, une validation expérimentale est proposée en partie A.1 via une comparaison des résultats de simulation à des mesures réalisées en salle semi-anéchoïque en présence de différentes maquettes de sol (avec et sans rugosité de surface). En complément, une validation analytique est réalisée en partie A.2 pour une autre configuration source-récepteur.

### A.1 Validation expérimentale

Les données expérimentales utilisées sont celles issues de [Faure, 2014]. Les mesures effectuées en salle semi-anéchoïque permettent d'obtenir des réponses impulsionnelles en présence de 4 surfaces différentes : réfléchissante avec rugosité, absorbante avec rugosité, réfléchissante sans rugosité et absorbante sans rugosité. Ces 4 surfaces sont des maquettes de sol à l'échelle 1/10 réalisées en polystyrène dense. Les surfaces absorbantes ont été recouvertes d'une couche de feutrine de 1 mm, ce qui induit une résistivité transposée à l'échelle réelle de  $a_{fr} = 380 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$  déterminée selon [Guillaume *et al.*, 2015], comme cela a déjà été fait dans plusieurs travaux précédents tels que [Busch et Hodgson, 2001]. Les surfaces réfléchissantes sont faites du même matériau et ont été recouvertes de deux couches de résine époxy. Les surfaces rugueuses ont été obtenues suivant un profil de rugosité 2D<sup>1</sup> à pleine échelle de 55 m de long, défini par un spectre gaussien (équation (2.19)) avec  $\sigma_h = 0,05 \text{ m}$  et  $l_c = 0,2 \text{ m}$  (figure A.1).

Les mesures ont été effectuées sur une distance maximale de 5 m, ce qui correspond à un scénario équivalent à pleine échelle de 50 m [Faure, 2014]. En outre, étant donné que les géométries sont réduites d'un facteur 10, la mise à l'échelle nécessite de travailler avec des longueurs d'onde qui sont également réduites d'un facteur 10, et donc avec des fréquences 10 fois plus élevées. Ainsi, la source sonore était un tweeter Clarion SRH292HX 3/4" (réponse

---

1. Motif identique et supposé infini suivant l'axe  $y$

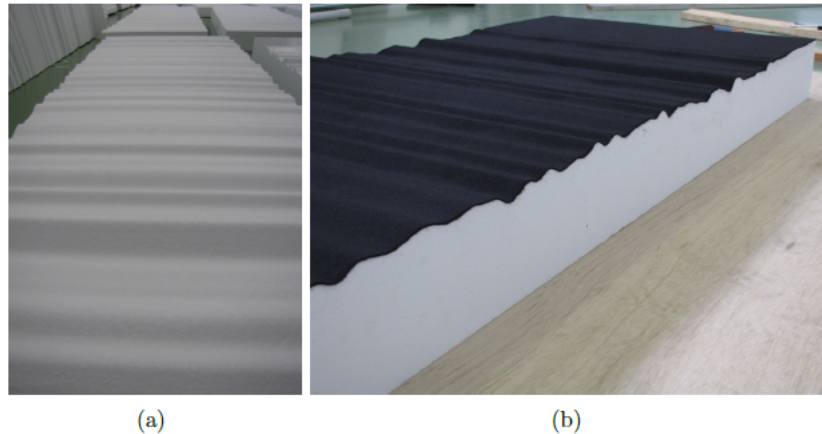


FIGURE A.1 – Maquette de sol présentant un spectre de rugosité gaussien ( $\sigma_h = 0.05$  m et  $l_c = 0.2$  m en plein échelle), (a) maquette couverte de résine epoxy (réfléchissante), (b) maquette couverte de feutre (absorbante,  $a_{fr} = 380$  kN·s·m<sup>-4</sup> pleine échelle).

en fréquence du fabricant 2 kHz - 120 kHz), supposé omnidirectionnel pour les distances de propagation considérées (ce qui a été vérifié au préalable). Le récepteur était un microphone multicanaux 1/4 "B&K 4961 (gamme de fréquences 5 Hz - 20 kHz selon le fabricant). Le logiciel B&K PULSE Lab-Shop a été utilisé pour mesurer les réponses impulsionnelles *via* l'émission de bruit blanc. Selon les propriétés de la source et du microphone, la plage de fréquence de validité des mesures est de 2 kHz - 20 kHz ce qui correspond à 200 Hz - 2000 Hz à pleine échelle. La position du microphone était contrôlée par un système de déplacement automatique d'une précision de l'ordre de 1 mm, visible sur la figure [A.2](#). Six hauteurs de source ont été considérées :  $H_S = 0,02$  m ; 0,1 m ; 0,2 m ; 0,3 m ; 0,4 m et 0,5 m. Pour chacune de ces hauteurs de source, des mesures ont été effectuées suivant une «grille de mesures» dans l'axe de la source, qui comporte 5 lignes verticales  $H_R$  : 0,1 m, 0,2 m, 0,3 m, 0,4 m, 0,5 m et 39 colonnes horizontales  $d$  : 1,7 m, 1,8 m, ... 5,4 m, 5,5 m (figure [A.3](#)). Ainsi, pour chacune des quatre surfaces, 1170 réponses impulsionnelles ont été mesurées.

Afin de comparer les résultats expérimentaux aux simulations issues du modèle PE, les résultats sont représentés sous forme d'atténuation par rapport à un microphone de référence. En l'absence de microphone de contrôle à la source (dans le but de ne pas affecter la directivité du tweeter), le microphone de référence choisi correspond au microphone le plus proche dans l'axe de la source, *e.g.* si la hauteur de la source est de  $H_S = 3$  m pleine échelle, le microphone de référence sera le point à (17;3) m pleine échelle. La figure [A.4](#) compare la carte d'atténuation des mesures avec la carte d'atténuation des simulations, dans le cas d'une surface absorbante, avec la source située à  $z = 1$  m pleine échelle. En complément, la figure [A.5](#) présente les résultats aux différentes hauteurs de mesure : 5 m, 4 m, 3 m, 2 m, 1 m pleine échelle, pour une autre hauteur de source  $H_S = 3$  m, en présence d'une surface absorbante rugueuse (haut) et d'une surface absorbante lisse (bas).

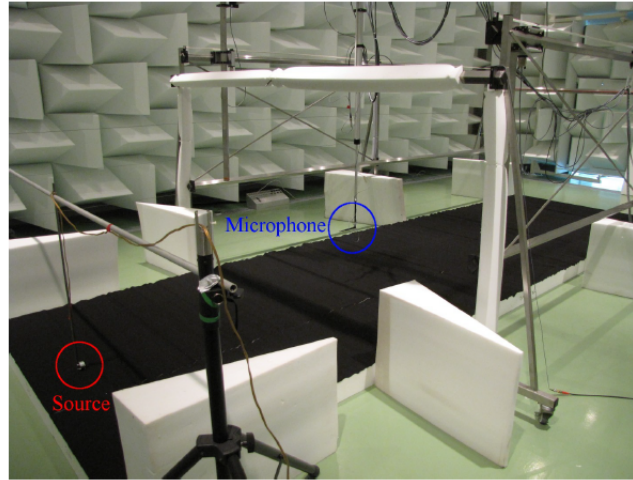


FIGURE A.2 – Photo du protocole expérimental utilisé pour mesurer les réponses impulsionnelles [Faure, 2014]. Le système est constitué d'un microphone tenu par un bras robotisé, et d'un tweeter considéré comme étant un monopole (source ponctuelle et omnidirectionnelle).

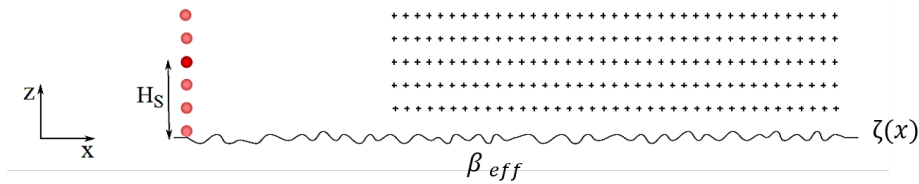


FIGURE A.3 – «Grille de mesures» des réponses impulsionnelles : lorsque la source est fixée à une hauteur  $H_s$  (0.02 m, 0.1 m, 0.2 m, 0.3 m, 0.4 m, ou 0.5 m), le microphone effectue des mesures dans le domaine  $([1.7-5.5]; [0.1-0.5])$  m en se déplaçant par pas de 0.1 m dans le plan  $(x; z)$ . Le plan est supposé infini suivant  $y$ .

À l'exception de quelques points pour la surface absorbante lisse, les simulations présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux. Les tendances des courbes expérimentales et numériques sont les mêmes, et elles se superposent presque toujours, y compris dans les zones interférentielles. Qu'il s'agisse des mesures ou des simulations, on observe que la rugosité entraîne un léger décalage des figures d'interférence, ainsi qu'un «lissage» des niveaux sonores en fonction de la distance. Cela confirme que la rugosité a des effets significatifs sur la dispersion des niveaux sonores [Attenborough et Taherzadeh 1995]. Il convient toutefois de noter que les comparaisons sont moins pertinentes aux basses fréquences (par rapport aux dimensions considérées). En outre, les simulations en champ proche (avant 17 m à pleine échelle) ne sont pas prises en compte en raison des limitations angulaires et de l'hypothèse de champ lointain du modèle PE [Collins, 1993].

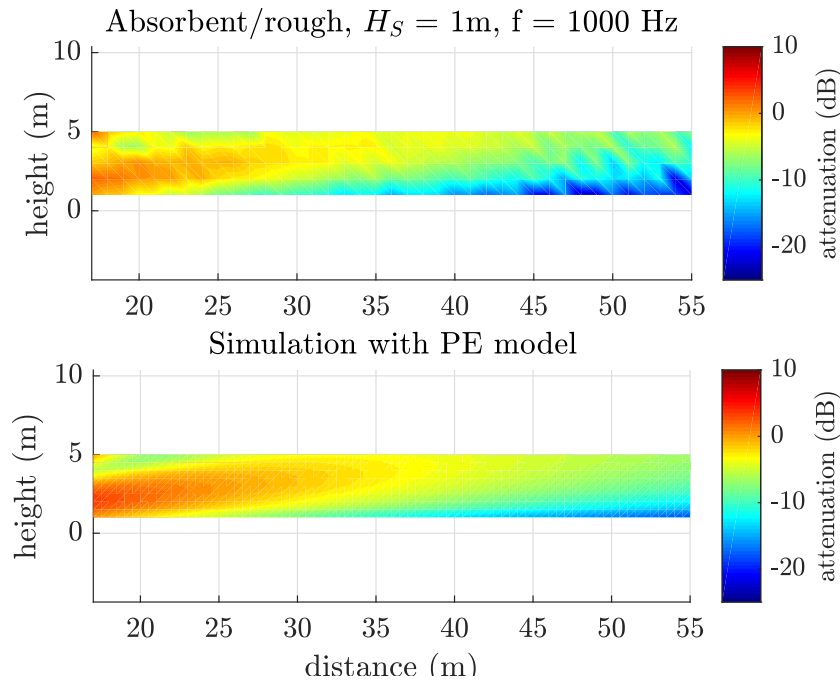


FIGURE A.4 – Comparaison des résultats expérimentaux (haut) avec les simulations numériques (bas) à  $f = 1000$  Hz, en présence d’une surface absorbante rugueuse. La source est située à  $z = 1$  m pleine échelle.

## A.2 Validation analytique

Cette partie propose une validation complémentaire à une échelle spatiale qui correspond davantage au contexte éolien. Cette validation ne peut pas être réalisée en utilisant des maquettes à échelle réduite étant donné les dimensions du problème, ainsi une solution analytique est utilisée comme référence. Cette solution analytique est obtenue d’après l’équation (2.15) pour l’expression de l’impédance de sol dans la formulation de Weyl-Van der Pol en 2D. Les résultats sont présentés sous forme d’atténuation, où la source est un monopole située à la hauteur  $h_s = 100$  m, avec un ligne de récepteurs à la hauteur  $h_r = 2$  m allant de 0 m à 1000 m de distance de la source. La normalisation de l’atténuation est effectuée à partir du niveau de pression maximum de la source acoustique. La comparaison des résultats est effectuée pour deux cas : un scénario de sol réfléchissant et un scénario de sol absorbant ( $a_{fr} = 500 \text{ kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ), tous deux présentant une rugosité de sol définie par  $l_c = 1$  m and  $\sigma_h = 0.05$  m. Deux fréquences sont considérées : 100 Hz (figure A.6) et 500 Hz (figure A.7). En outre, afin d’évaluer l’influence de la rugosité du sol, les résultats pour un sol non rugueux sont également affichés.

En comparant la solution analytique aux simulations du modèle PE pour  $f = 100$  Hz, on constate des différences significatives avant 200 m. Cela est dû à l’ouverture angulaire du modèle PE et à l’approximation de «champ lointain» dans sa formulation, ce qui conduit à des résultats incorrects en champ proche (zone grisée). Néanmoins, après 200 m, le creux d’interférence est

correctement positionné, que ce soit dans le cas du sol réfléchissant (a) ou dans le cas du sol absorbant (b). Le creux d'interférence est plus prononcée sans rugosité (ligne en pointillée et lignes avec tirets) que ce soit pour les calculs analytiques ou les simulations du modèle PE, et en particulier en présence du sol réfléchissant (a). La rugosité induit également un léger décalage des figures interférentielles dans le cas du sol réfléchissant (a) et dans le cas du sol absorbant (b). Comme mentionné en partie [A.1](#), ces observations sont conformes à la physique des phénomènes car la rugosité du sol induit de l'absorption et de la diffusion.

Les mêmes tendances sont observées pour  $f = 500$  Hz : les résultats en champ proche sont incorrects avec le modèle PE (zone grisée) étant donné l'approximation champ lointain et l'ouverture angulaire, et les résultats deviennent corrects après  $x = 200$  m. Les atténuations sont ensuite très similaires, que ce soit pour le scénario (a) ou (b). Les creux d'interférences sont précisément calculés avec le modèle PE, même si les creux d'interférences semblent plus marqués avec la solution analytique. Cette légère différence est liée au schéma numérique du modèle PE qui induit une légère interpolation spatiale des résultats sur la grille de calcul. Enfin, il convient de noter que l'effet de la rugosité n'est pas clairement identifiable en présence du sol absorbant du scénario (b) : le paramètre de résistivité semble avoir un effet prédominant dans cette configuration.

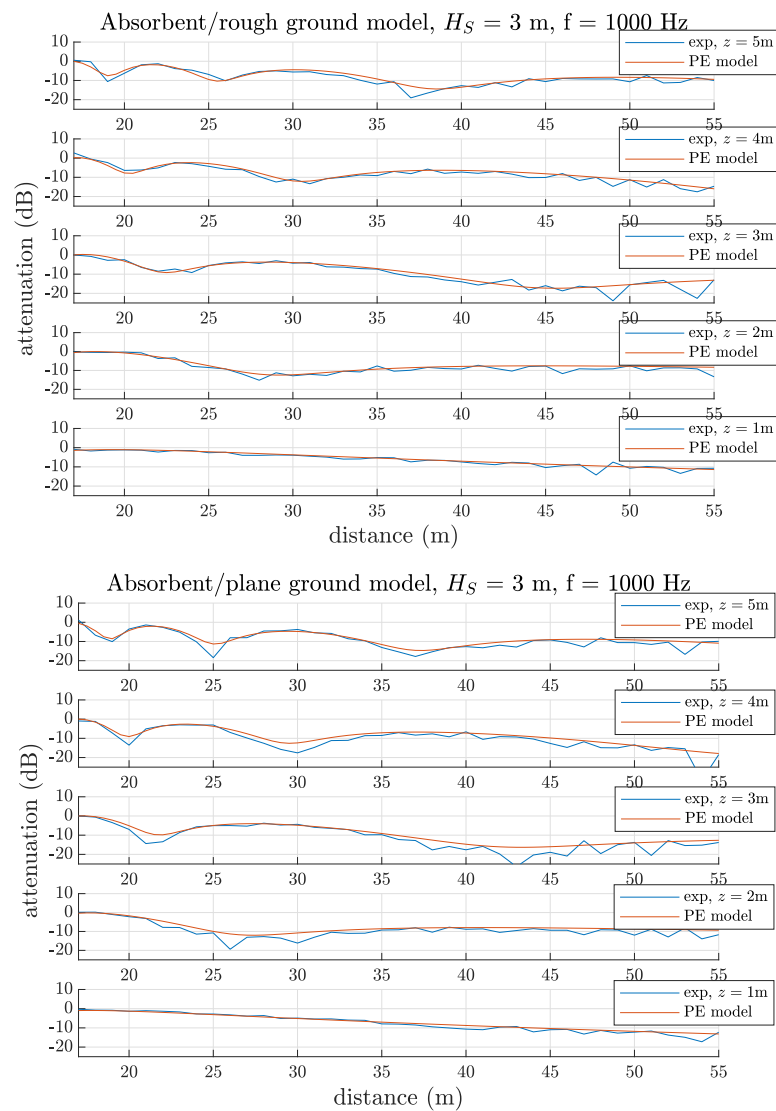


FIGURE A.5 – Comparaison des résultats expérimentaux (bleu) avec les simulations numériques (rouge) à  $f = 1000$  Hz, en présence d'une surface absorbante lisse. La source est située à  $z = 3$  m pleine échelle.

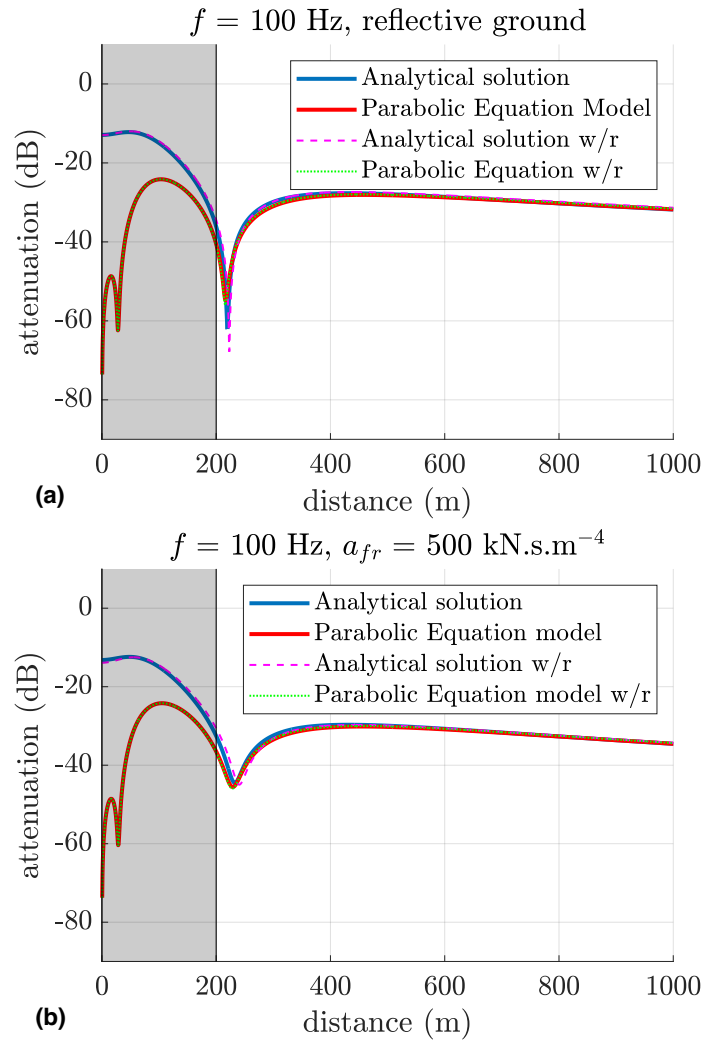


FIGURE A.6 – Comparaison des simulations avec la solution analytique, avec un monopole de fréquence  $f = 100 \text{ Hz}$  de hauteur  $h_s = 100 \text{ m}$  et une ligne de récepteurs à la hauteur  $h_r = 2 \text{ m}$ , dans le cas de sols parfaitement réfléchissants **(a)**, et dans le cas de sols absorbants **(b)**. Les lignes en pointillée et les lignes avec tirets représentent des cas sans rugosité. La zone grisée correspond au domaine de validité en champ proche pour lequel les simulations du modèle PE ne sont pas valides et ne doivent pas être considérées.

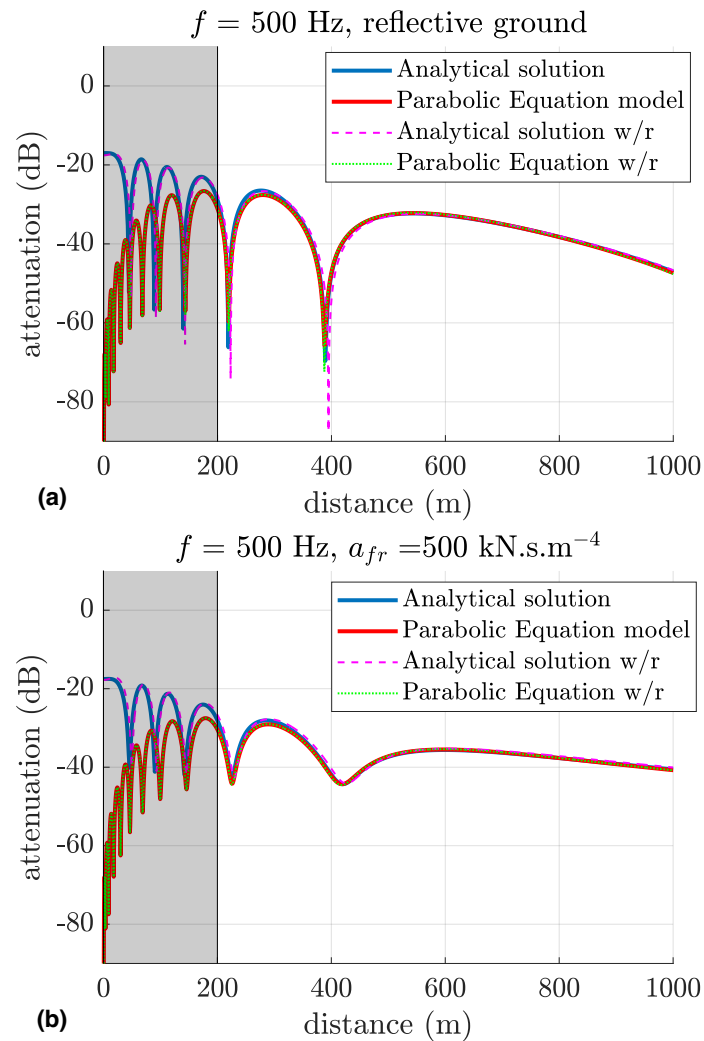


FIGURE A.7 – Comparaison des simulations avec la solution analytique, avec un monopole de fréquence  $f = 500$  Hz de hauteur  $h_s = 100$  m et une ligne de récepteurs à la hauteur  $h_r = 2$  m, dans le cas de sols parfaitement réfléchissants **(a)**, et dans le cas de sols absorbants **(b)**. Les lignes en pointillée et les lignes avec tirets représentent des cas sans rugosité. La zone grisée correspond au domaine de validité en champ proche pour lequel les simulations du modèle PE ne sont pas valides et ne doivent pas être considérées.



## Annexe B

# Rétropropagation

La rétropropagation (ou *backpropagation*) [Collins et Westwood, 1991; Arranz, 1996; Dragna, 2011] est une méthode qui a été développée pour considérer d'autres types de source acoustique qu'un monopole (supposé ponctuel et omnidirectionnel) dans les modèles de propagation basés sur la résolution d'équation parabolique (PE), qui est une méthode itérative nécessitant un champ initial (*starter*). Le principe de la rétropropagation est de propager un champ de pression acoustique verticale  $q_c$  (*e.g.* déterminé avec un modèle d'émission) en sens inverse, c'est à dire vers la source, de la distance  $x = x_{ini}$  à  $x = 0$  m en prenant  $\delta = -1$  dans l'équation (2.10), ce qui permet de préserver la directivité de la source acoustique. Lors de la phase de rétropropagation, l'atmosphère est homogène et le sol est réfléchissant afin d'éviter les instabilités numériques [Dragna, 2011]. Cela permet de conserver l'énergie acoustique dans le domaine jusqu'en  $x = 0$  m. Une fois le champ de pression initial  $q_0$  obtenu en  $x = 0$  (nouveau *starter*), la technique consiste à propager classiquement  $q_0$  à l'aide de la formulation «classique» de l'équation parabolique avec  $\delta = +1$  et avec prise en compte des effets propagatifs (effet de sol et effet de l'atmosphère, voir section 1.3). La figure B.1 illustre ce principe.

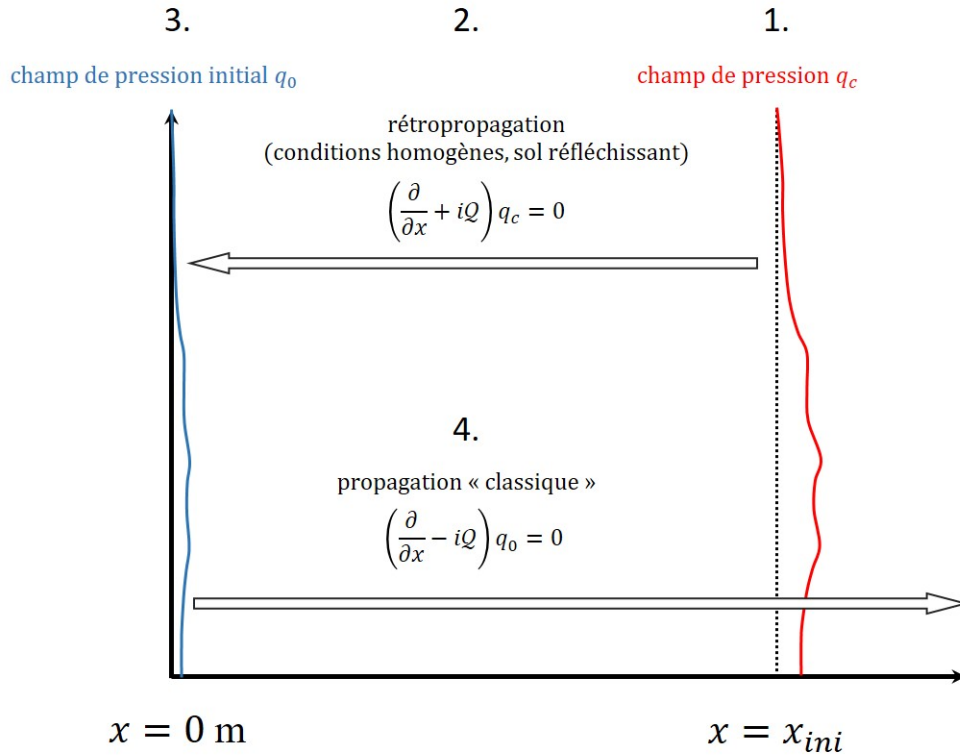


FIGURE B.1 – Schéma illustrant le principe de la rétropropagation permettant la définition d'un nouveau «starter».

La rétropropagation a été utilisée dans le contexte éolien, notamment lors des travaux de Cotté [2018] pour réaliser un couplage entre un modèle d'émission basé sur la théorie d'Amiet et un modèle de propagation PE. La technique développée consiste à calculer le champ acoustique  $q_{S\Phi}$  induit à la distance  $x = x_{ini}$  par un segment de pale  $S$  de l'éolienne (cf section 2.1.3) à une position angulaire  $\Phi$  (résolution de  $12^\circ$ , voir figure 2.2). Ce champ est ensuite rétropropagé en  $x = 0$  m avant d'être propagé avec une atmosphère non homogène et un sol d'absorption quelconque, jusqu'à la distance souhaitée (comme explicité en figure B.1). Une fois les calculs réalisés pour chaque segment de pale  $S$  et pour toutes les positions angulaires  $\Phi$ , une carte de niveaux sonores SPL est finalement obtenue en considérant les contributions de chaque position des sources. Cette technique est coûteuse en ressource de calcul étant donné que  $S \times \Phi$  calculs doivent être réalisés à l'aide d'un modèle PE. De ce fait, elle n'a pas pu être appliquée comme telle dans ces travaux de thèse, qui nécessitent un nombre de simulations très élevé pour l'analyse de sensibilité et pour l'analyse d'incertitude.

Des recherches ont toutefois été menées lors de ces travaux de thèse pour diminuer les appels au modèle PE et ainsi diminuer les temps de calcul. Au lieu d'avoir recours à la rétropropagation pour chaque champ de pression  $q_{S\Phi}$ , il a été envisagé d'utiliser le modèle d'émission pour calculer le champ de pression «total»  $q_{total}$  à  $x = 100$  m induit par tous les segments de pales  $S$  à toutes les positions angulaires  $\Phi$ , pour ensuite rétropropager uniquement ce champ de pression  $q_{total}$ . Cette technique permet ainsi de diminuer considérablement les temps de calcul car elle ne fait appel qu'une seule fois à la rétropropagation. La figure [B.2](#) illustre la technique permettant de déterminer le champ de pression  $q_{total}$ .

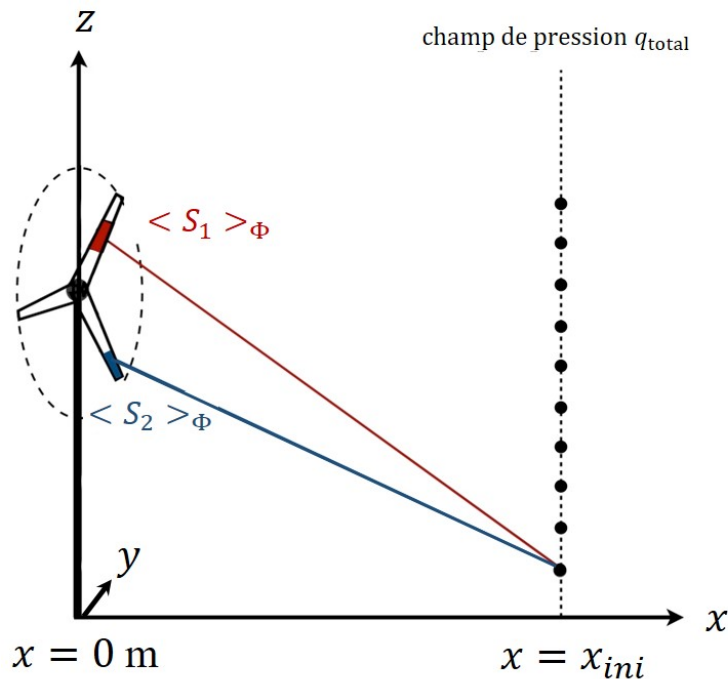


FIGURE B.2 – Schéma illustrant la méthode de calcul du champ de pression  $q_{total}$  située à  $x = x_{ini} = 100$  m : le modèle d'émission calcule la contribution moyenne  $\langle S \rangle_\Phi$  sur une rotation de pale de tous les segments, en chaque récepteur situé à  $x = x_{ini} = 100$  m.

Bien que cette méthode soit beaucoup plus rapide, des instabilités numériques ont été observées lors des simulations (figures [B.3](#) et [B.4](#)) qui amenaient l'apparition de fluctuations spatiales importantes inexplicables des niveaux sonores. Ces fluctuations non physiques pouvant biaiser fortement une analyse de sensibilité ou des incertitudes, cette technique de couplage n'a pas été retenue dans la suite des travaux, au profit de la technique *Moving Monopole* [Cotté, 2019](#) (voir section [2.1.5](#)).

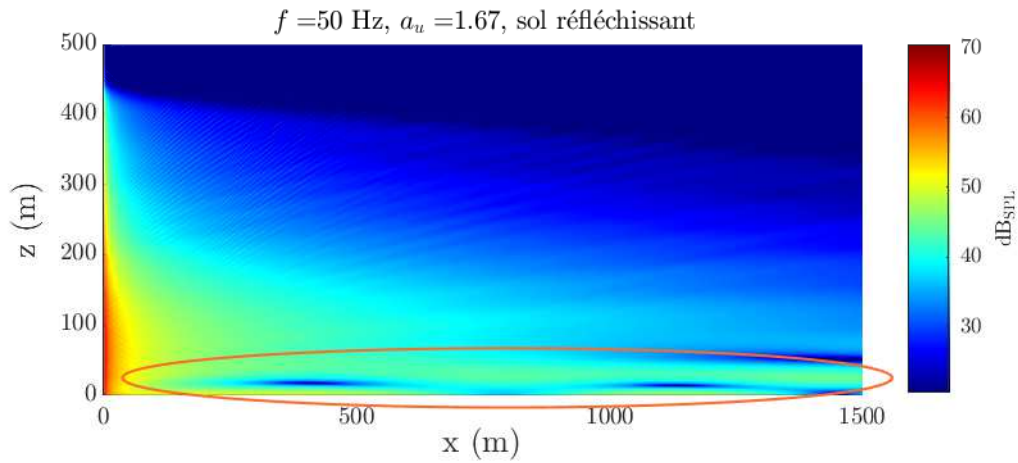


FIGURE B.3 – Exemple de cartographies de niveaux sonores (coupe verticale 2D selon  $x, z$ ) obtenue avec la technique de rétropropagation. La fréquence de la source est  $f = 50 \text{ Hz}$ . La zone présentant les instabilités numériques est entourée en orange.

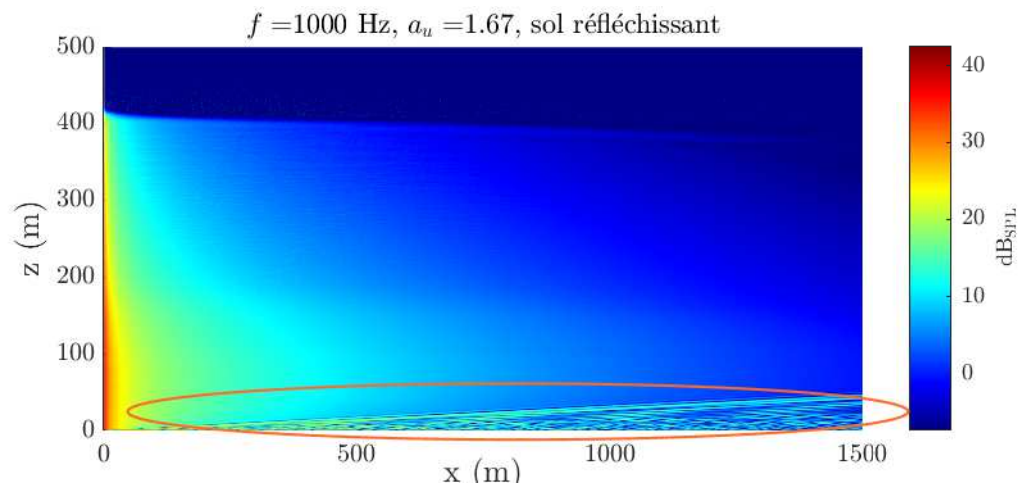


FIGURE B.4 – Exemple de cartographie des niveaux sonores (coupe verticale 2D selon  $x, z$ ) obtenue avec la technique de rétropropagation. La fréquence de la source est  $f = 1000 \text{ Hz}$ . La zone présentant les instabilités numériques est entourée en orange.

## Annexe C

# Variabilité des niveaux sonores en fonction de la position des récepteurs et de la fréquence

Cette annexe présente des résultats complémentaires à ceux présentés en section [3.2.4.1](#) à savoir les cartes de niveaux sonores moyens et les cartes des écarts-types, pour tous les tiers d'octave considérés : 50 Hz, 63 Hz, 80 Hz, 100 Hz, 125 Hz, 160 Hz, 200 Hz, 250 Hz, 315 Hz, 400 Hz, 500 Hz, 630 Hz, 800 Hz et 1000 Hz.

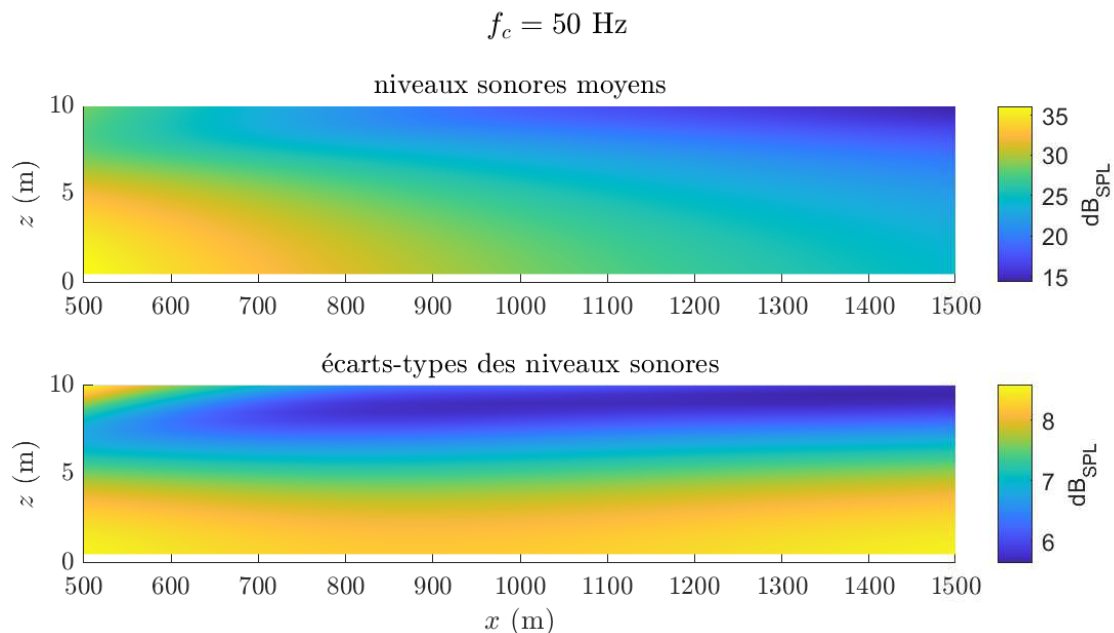


FIGURE C.1 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d'octave de fréquence centrale  $f_c = 50 \text{ Hz}$ .

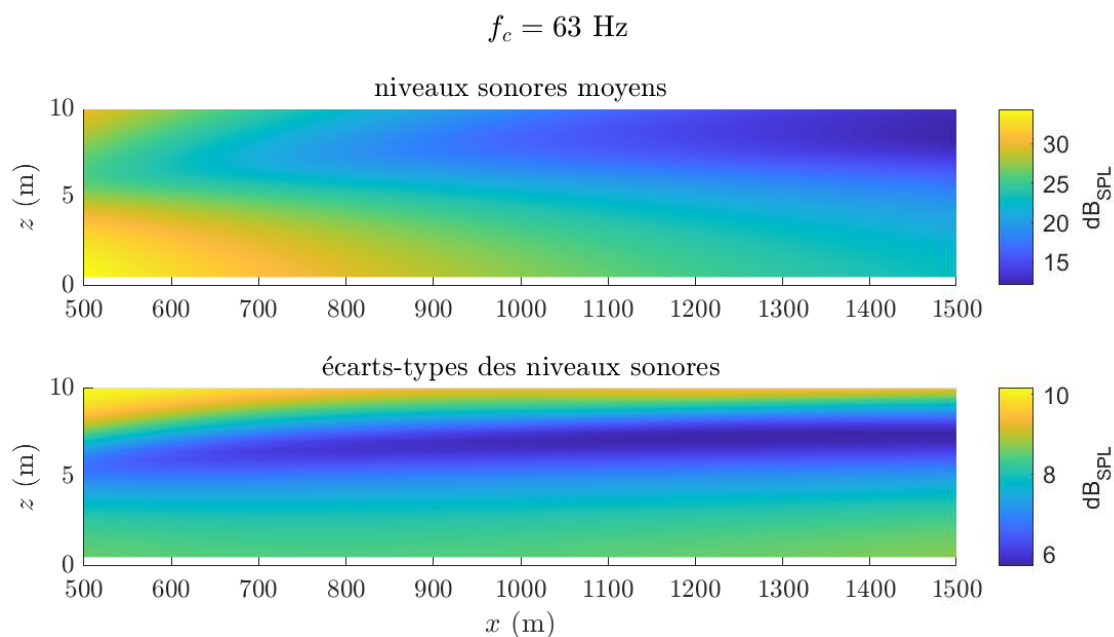


FIGURE C.2 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 63 \text{ Hz}$ .

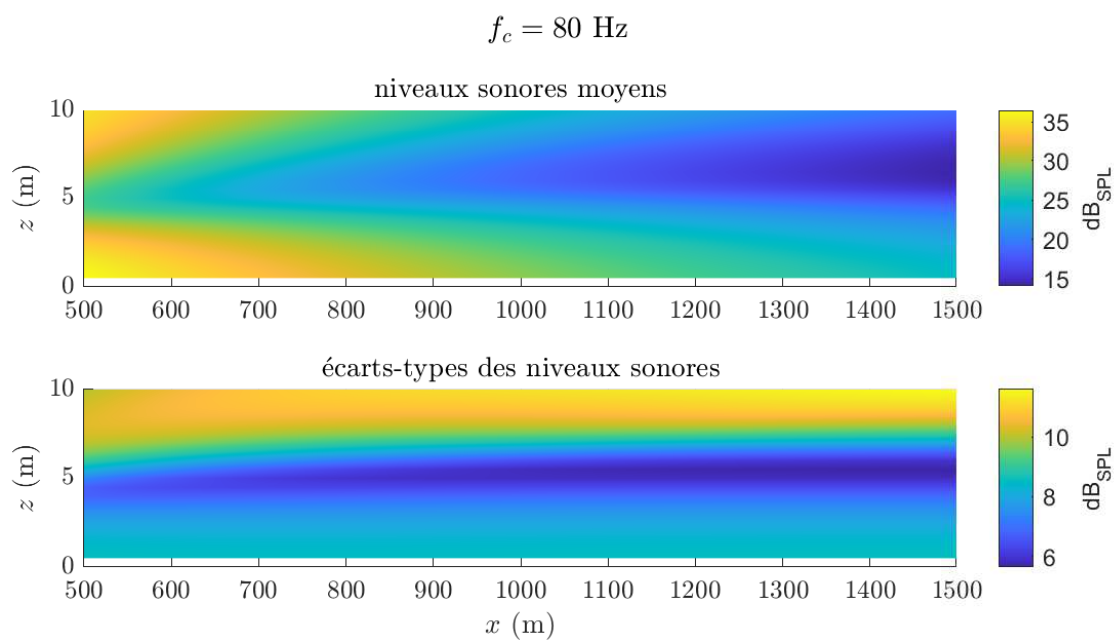


FIGURE C.3 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 80 \text{ Hz}$ .

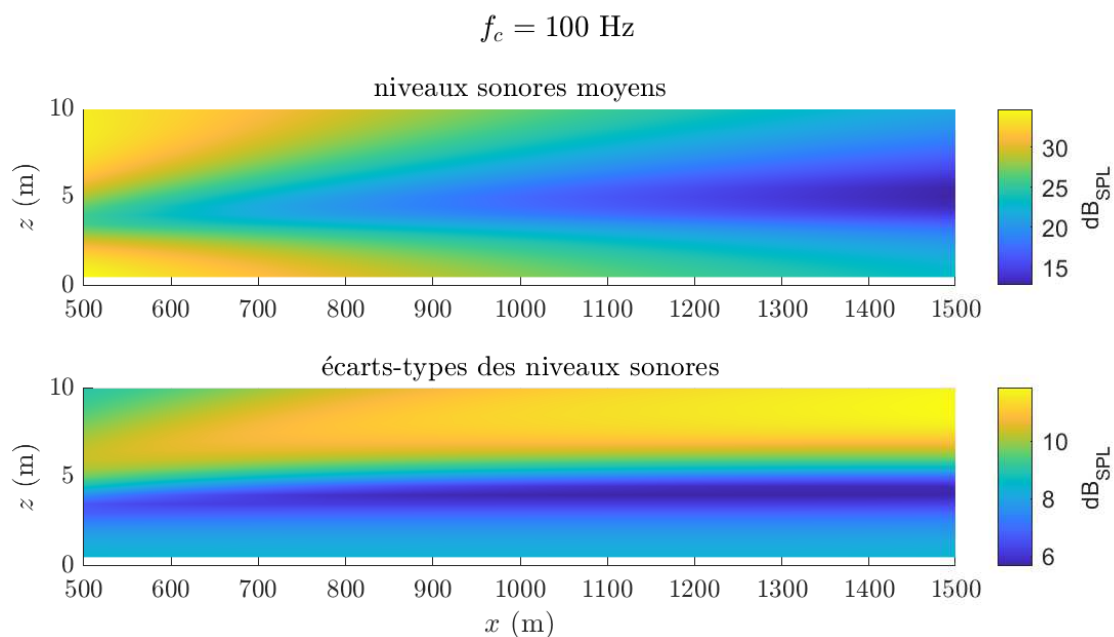


FIGURE C.4 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 100 \text{ Hz}$ .

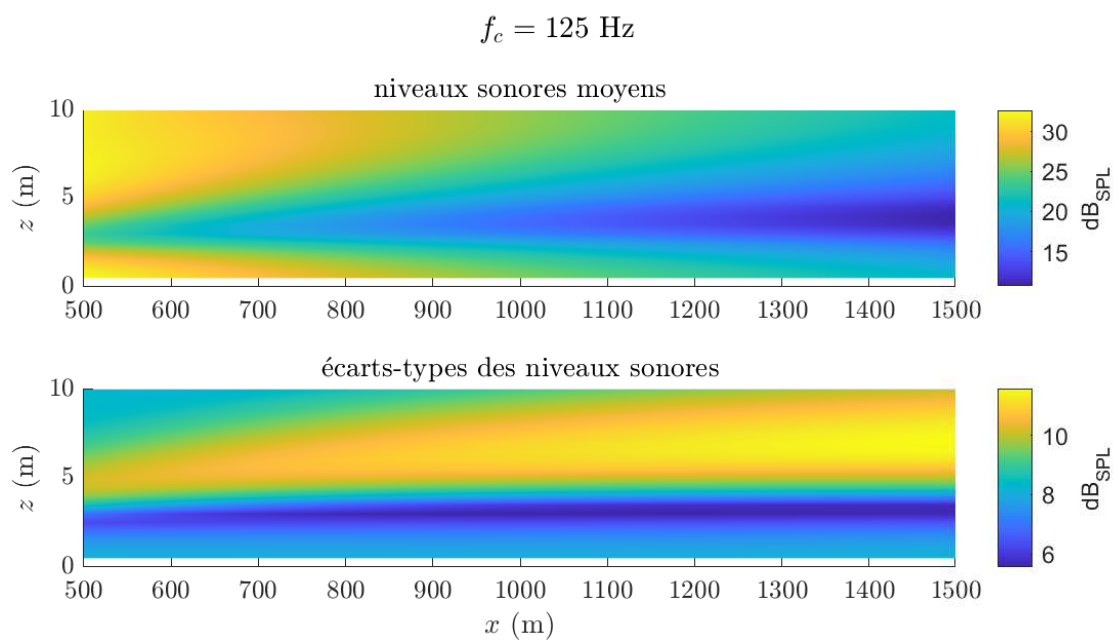


FIGURE C.5 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 125 \text{ Hz}$ .

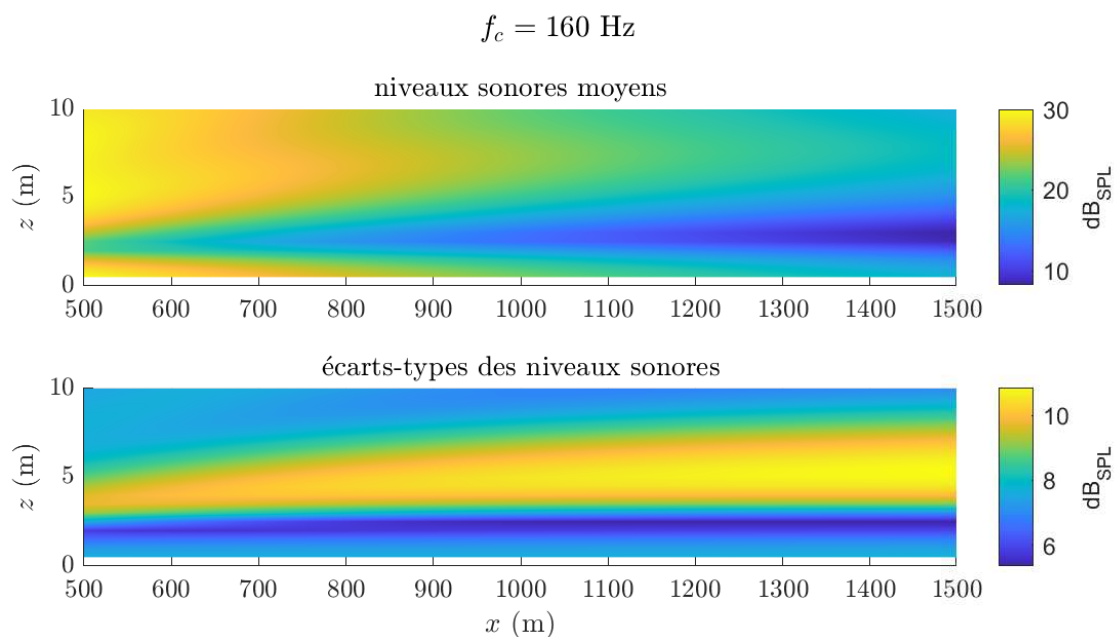


FIGURE C.6 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 160 \text{ Hz}$ .

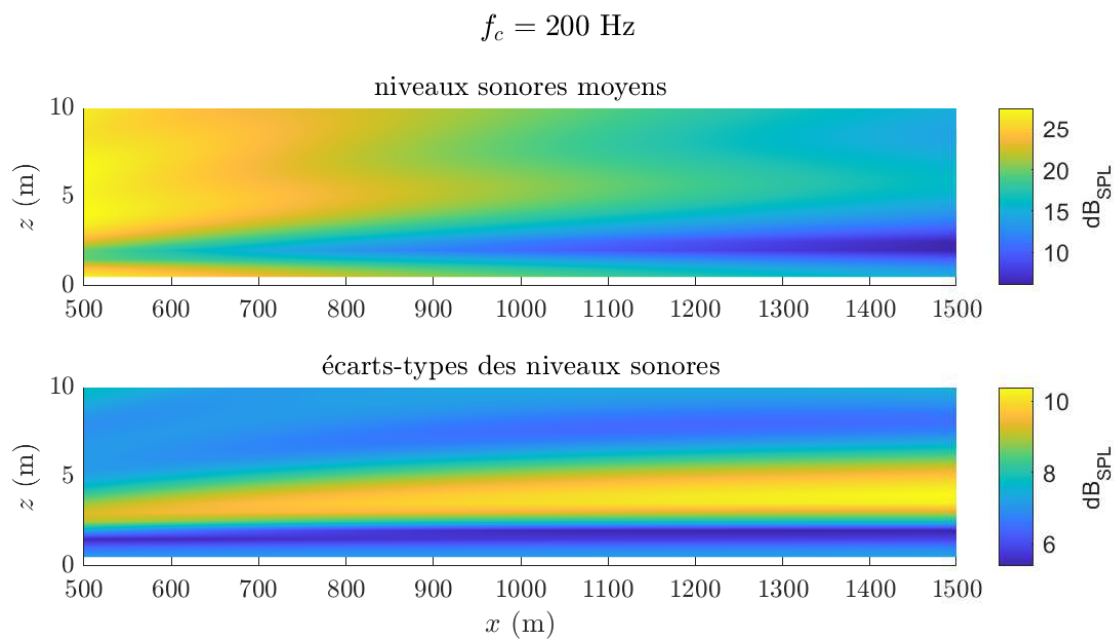


FIGURE C.7 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 200 \text{ Hz}$ .



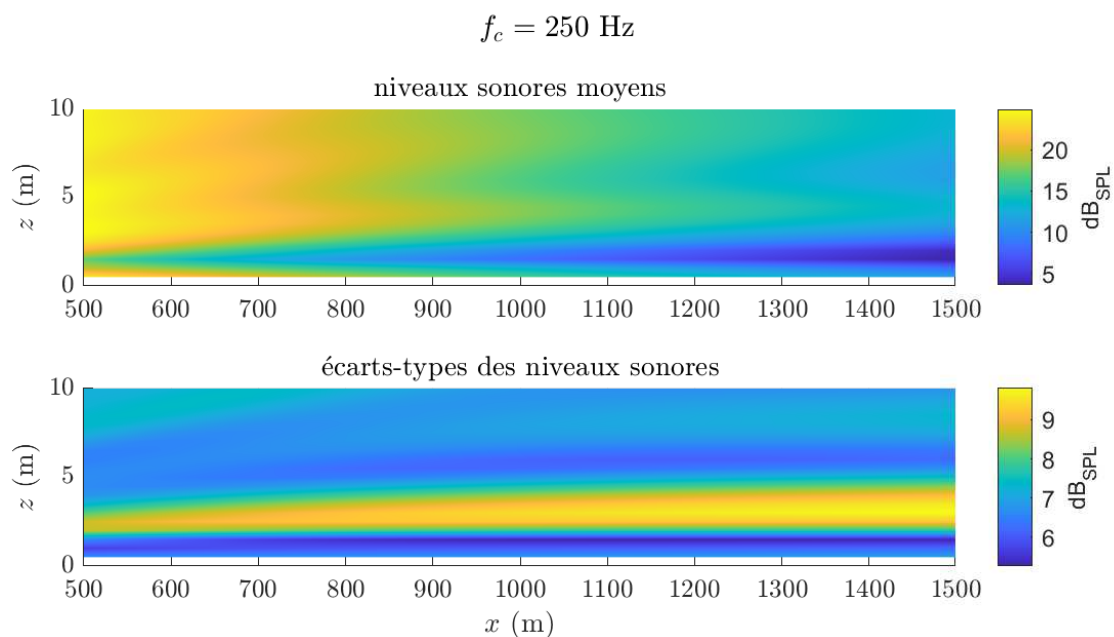


FIGURE C.8 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 250 \text{ Hz}$ .

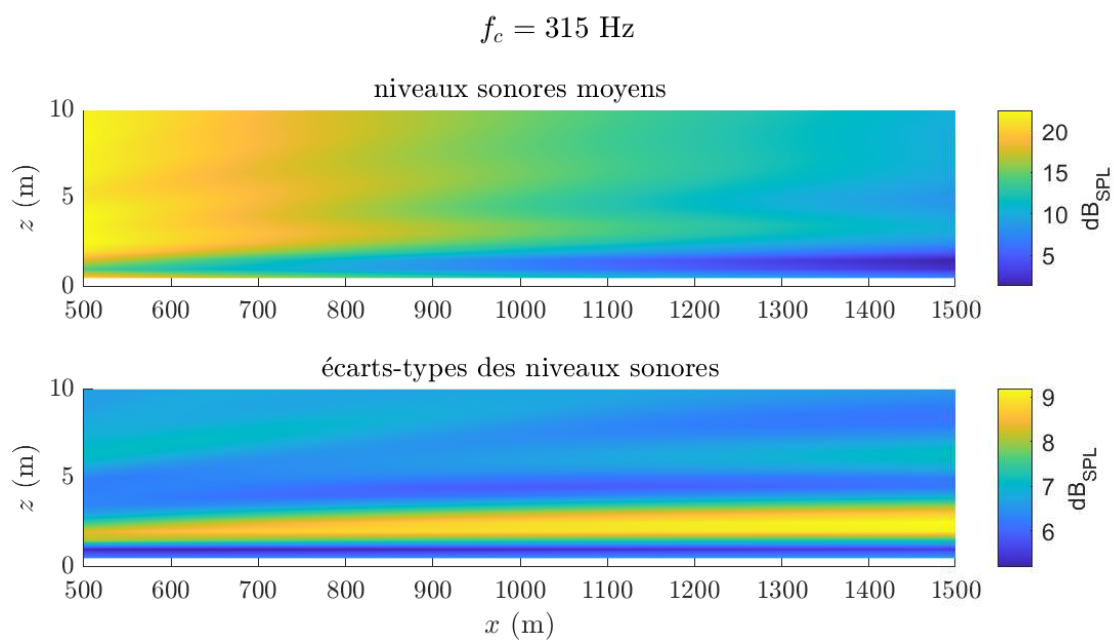


FIGURE C.9 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 315 \text{ Hz}$ .

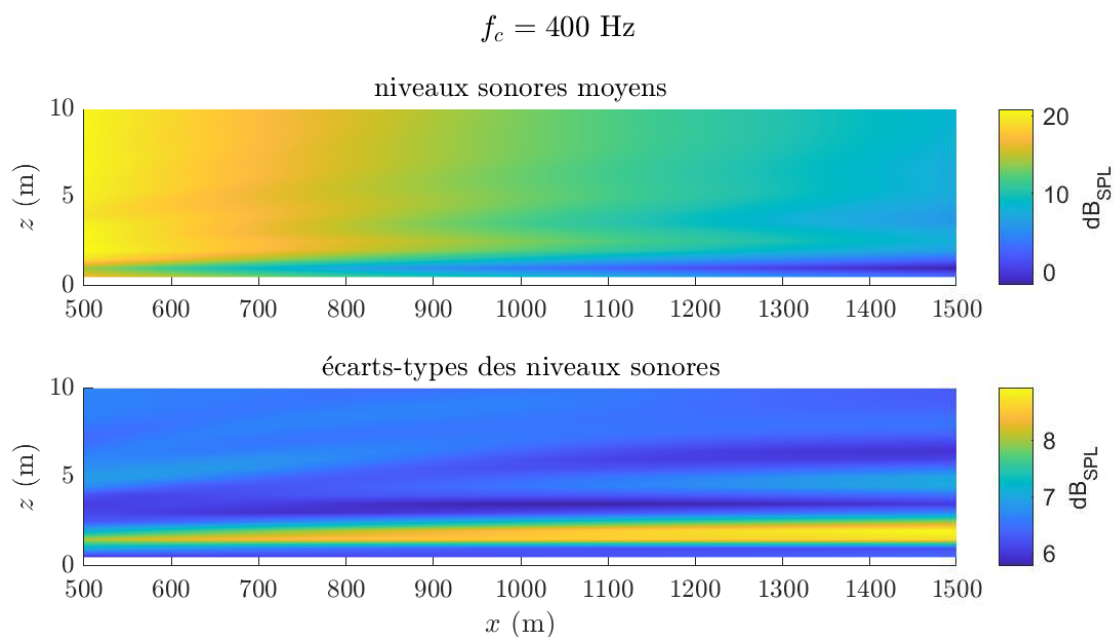


FIGURE C.10 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 400 \text{ Hz}$ .

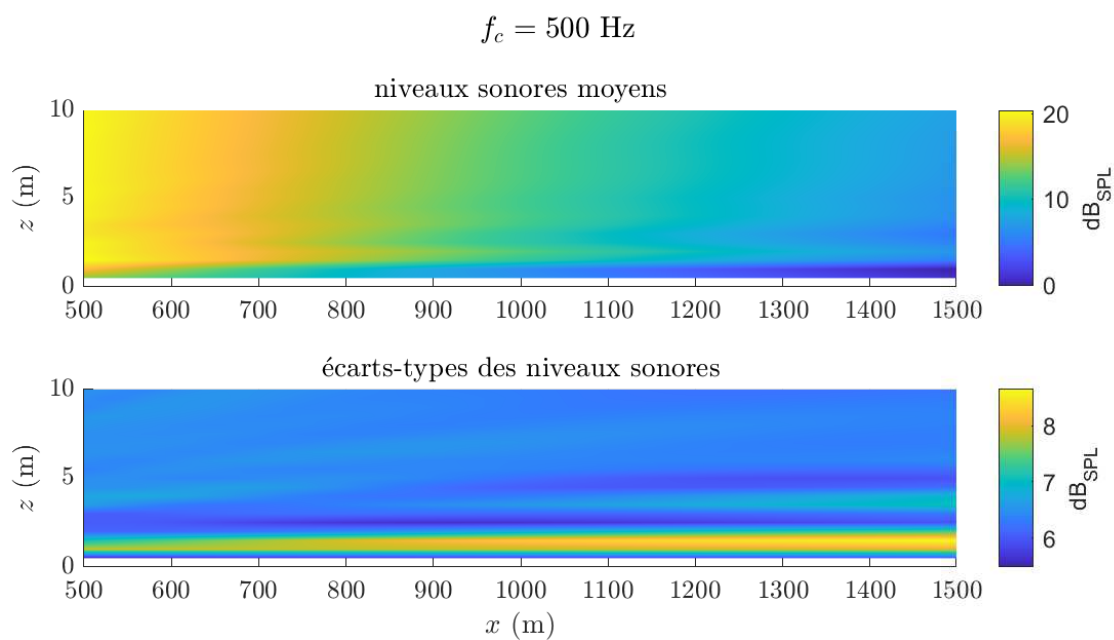


FIGURE C.11 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 500 \text{ Hz}$ .

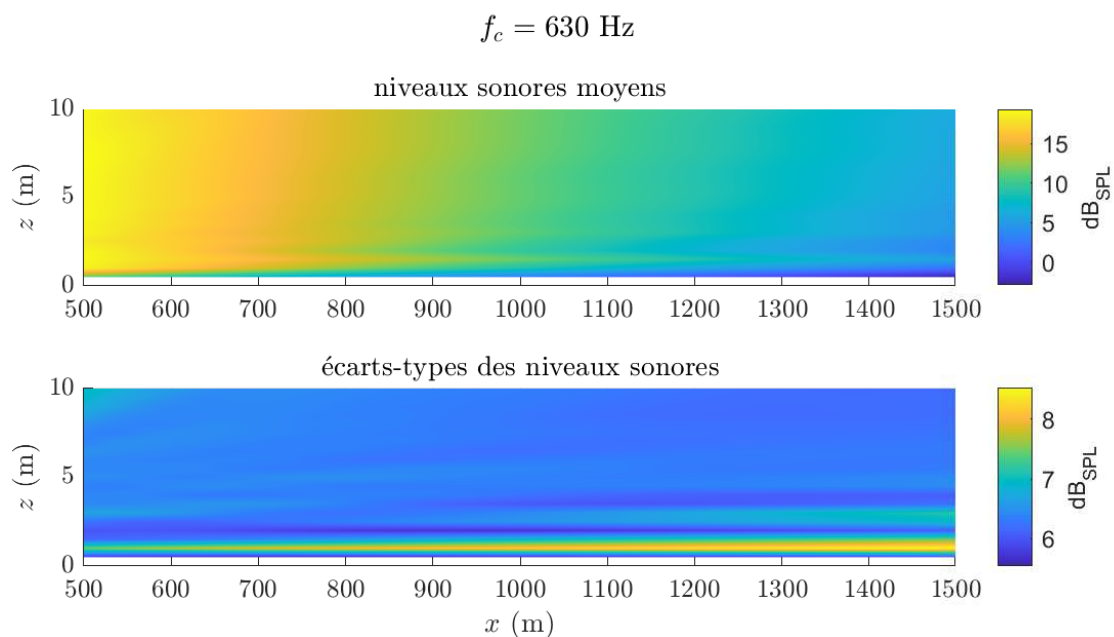


FIGURE C.12 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 630 \text{ Hz}$ .

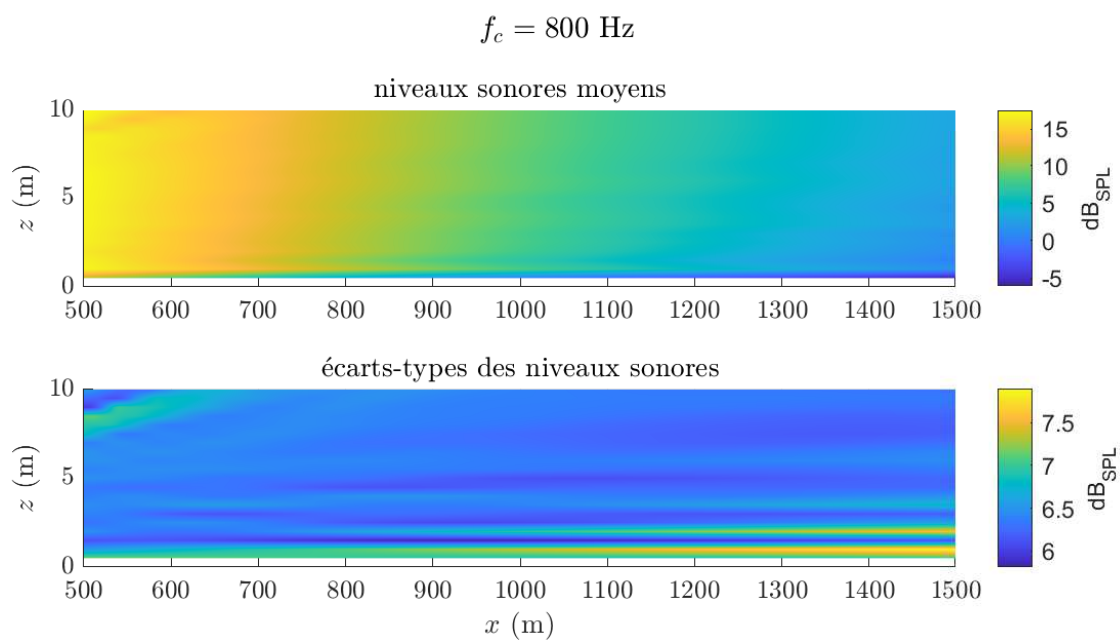


FIGURE C.13 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 800 \text{ Hz}$ .

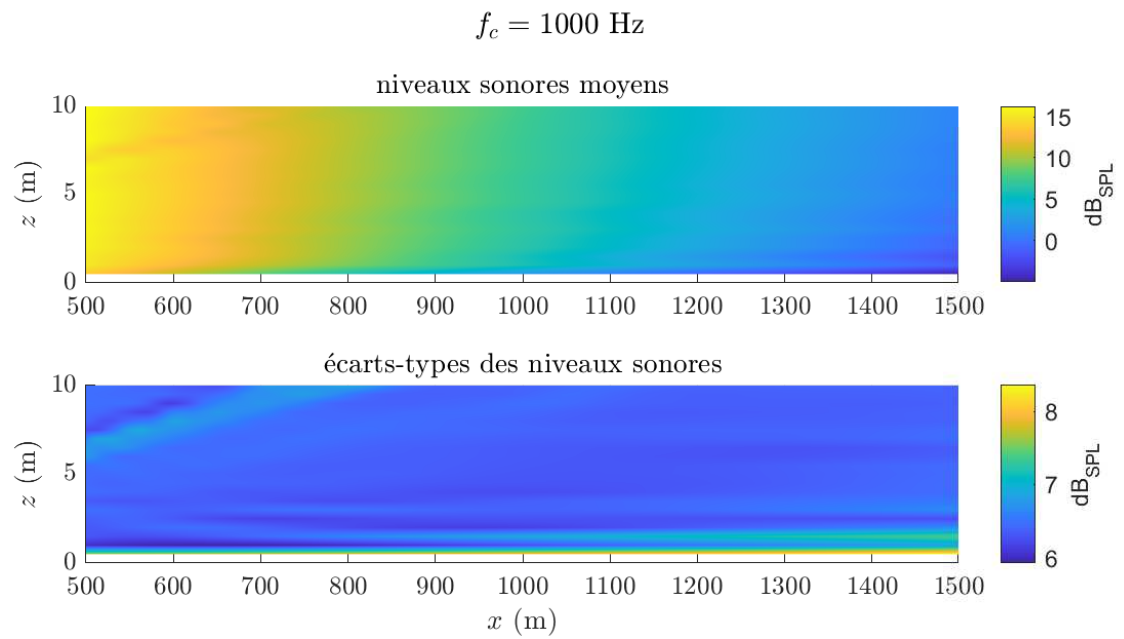


FIGURE C.14 – Carte des niveaux sonores moyens, et carte des écarts-types des niveaux sonores, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 1000 \text{ Hz}$ .

## Annexe D

# Distribution des niveaux sonores selon la distance et la fréquence

Cette annexe présente des résultats complémentaires à ceux présentés en section [3.2.4.2](#) à savoir les distributions des niveaux sonores en 3 récepteurs positionnés à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, pour tous les tiers d’octave considérés : 50 Hz, 63 Hz, 80 Hz, 100 Hz, 125 Hz, 160 Hz, 200 Hz, 250 Hz, 315 Hz, 400 Hz, 500 Hz, 630 Hz, 800 Hz et 1000 Hz, lorsque l’on fait varier l’ensemble des paramètres influents (cf section [3.2.4](#)) sur toutes leurs plages de variation respectives.

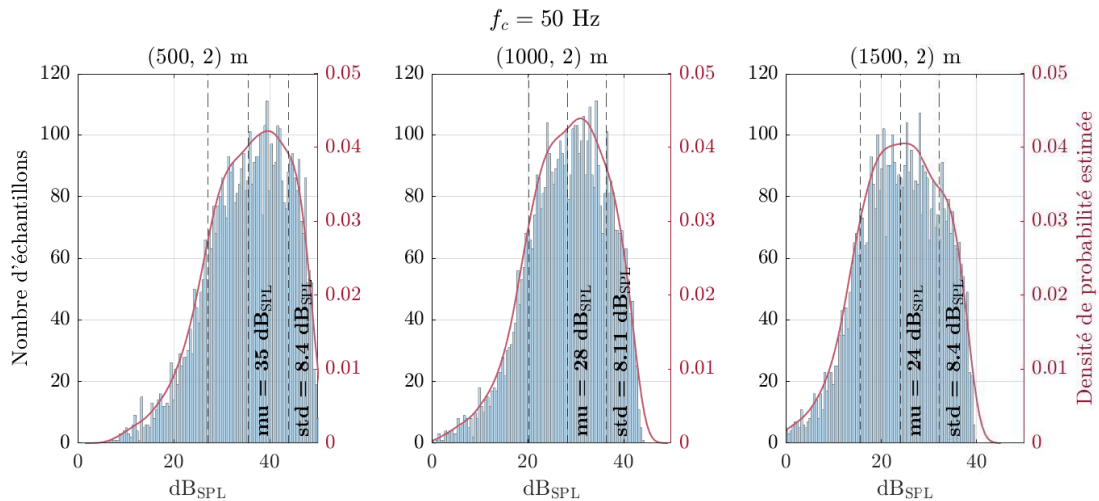


FIGURE D.1 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 50$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

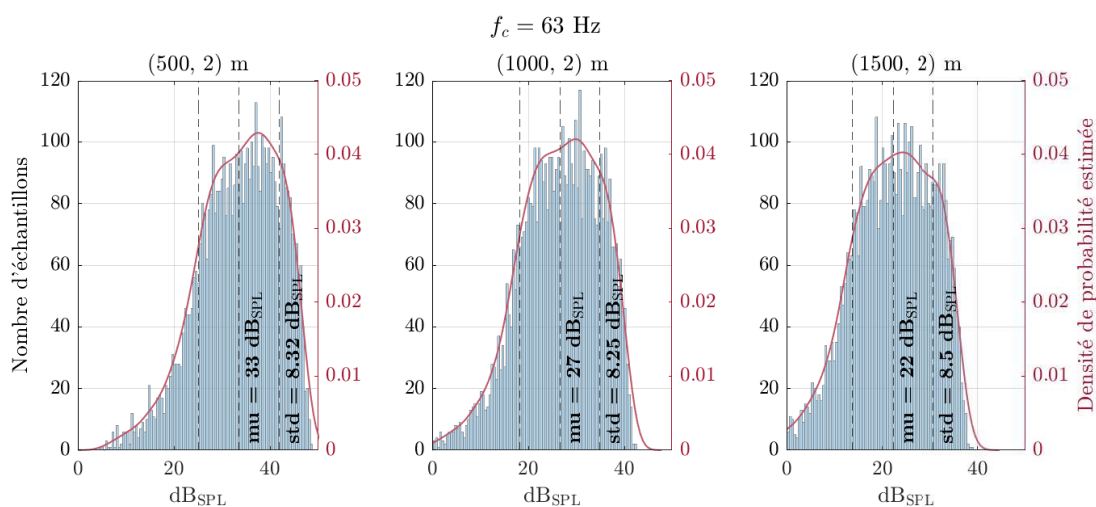


FIGURE D.2 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 63$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

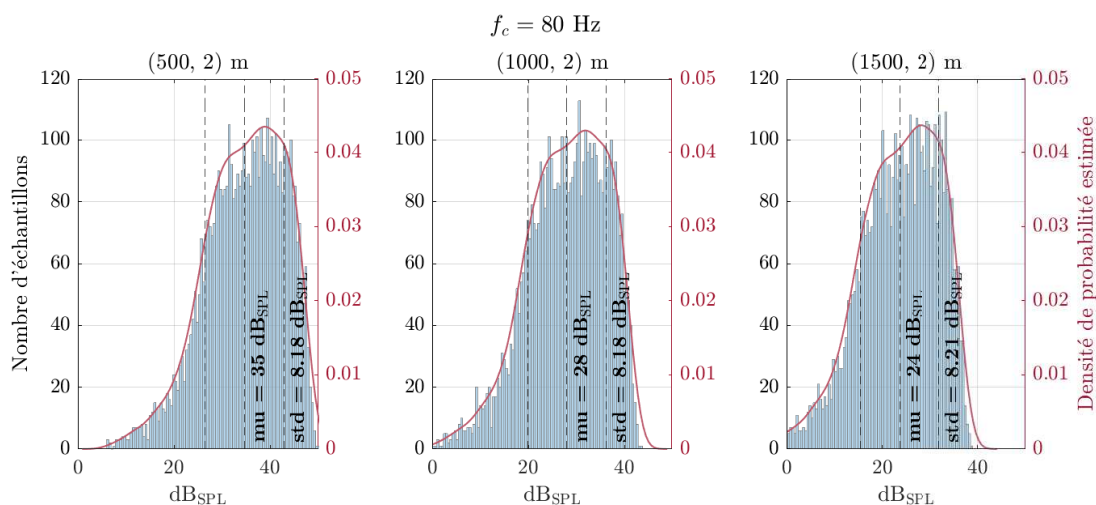


FIGURE D.3 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 80$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

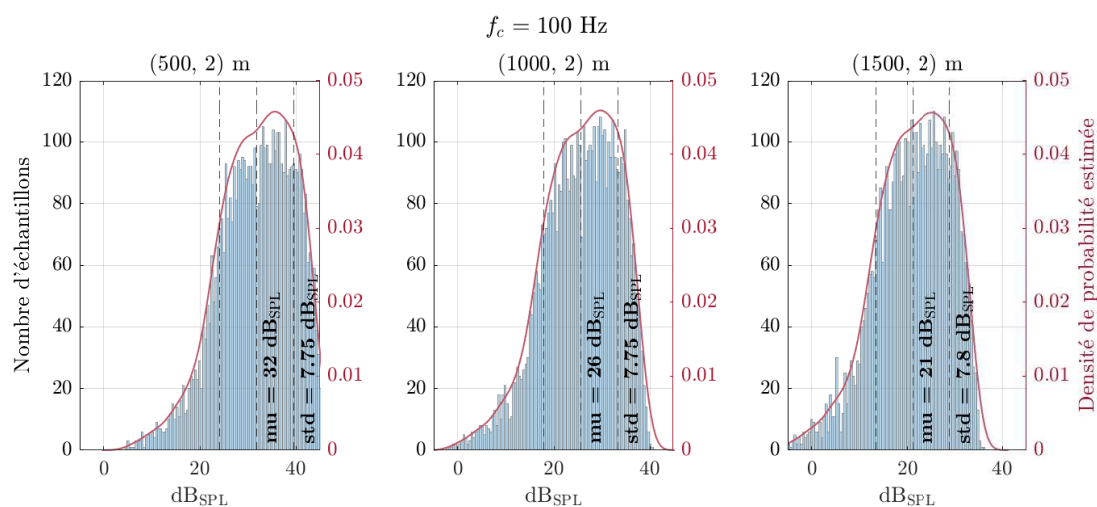


FIGURE D.4 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 100$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

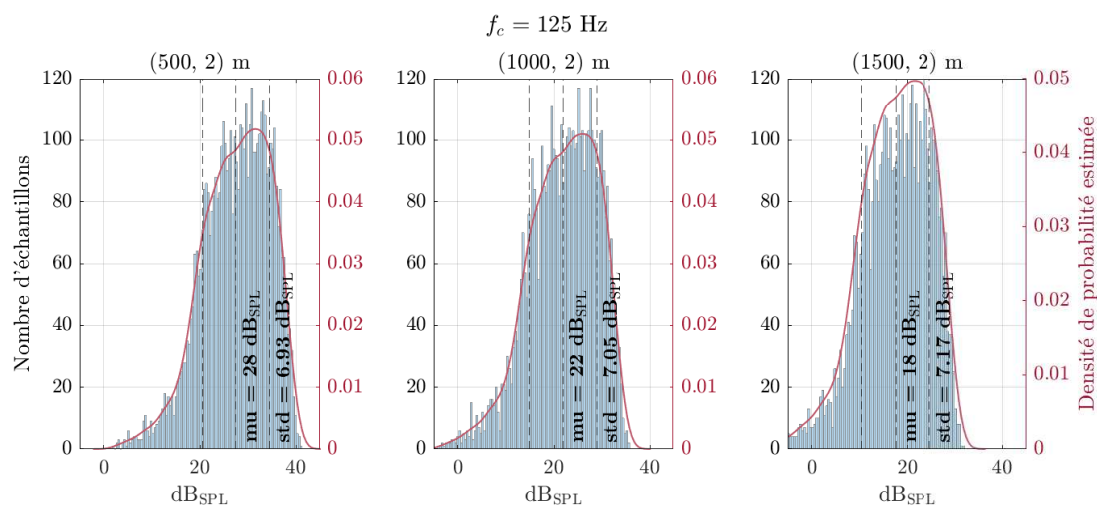


FIGURE D.5 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 125$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

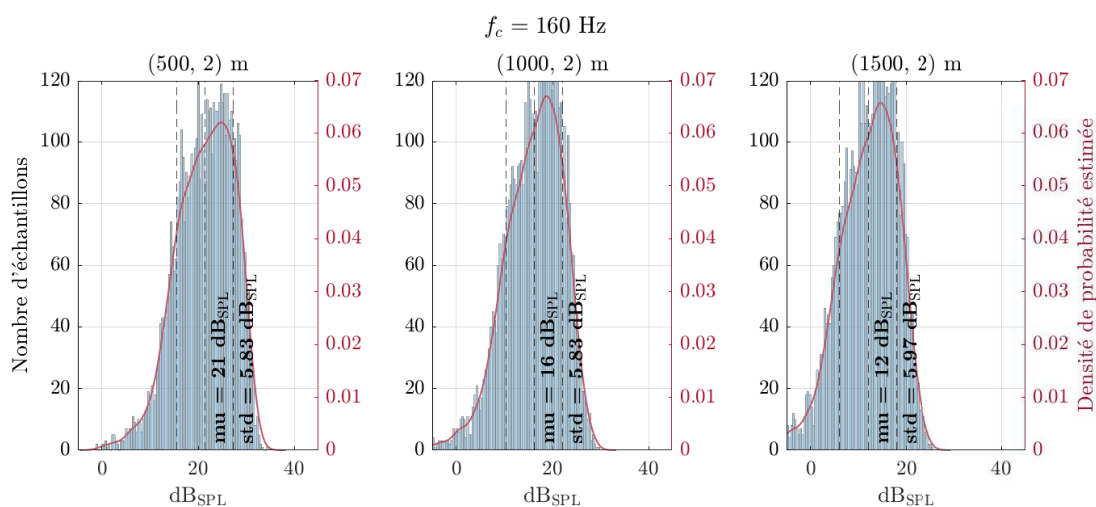


FIGURE D.6 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 160$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

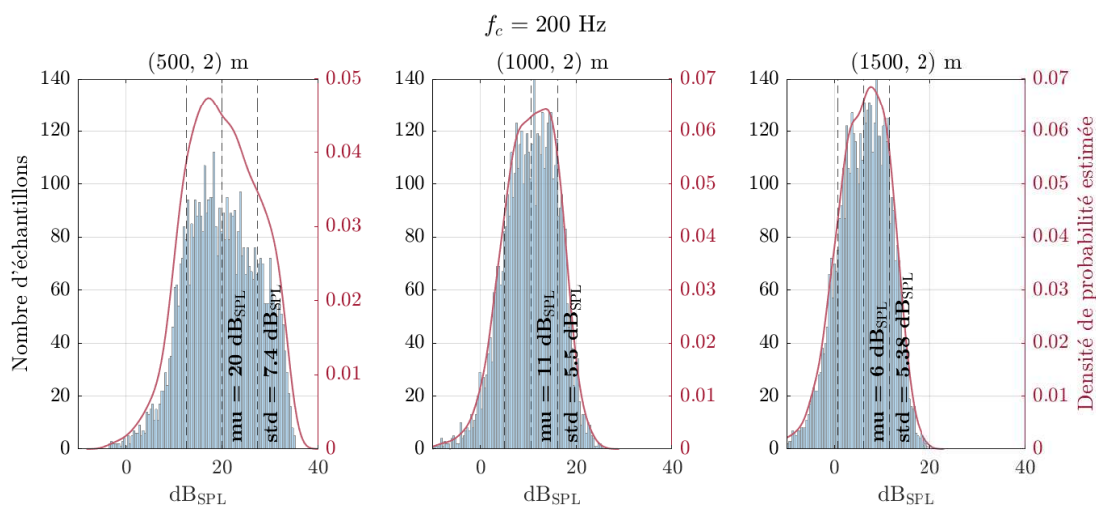


FIGURE D.7 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 200$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».



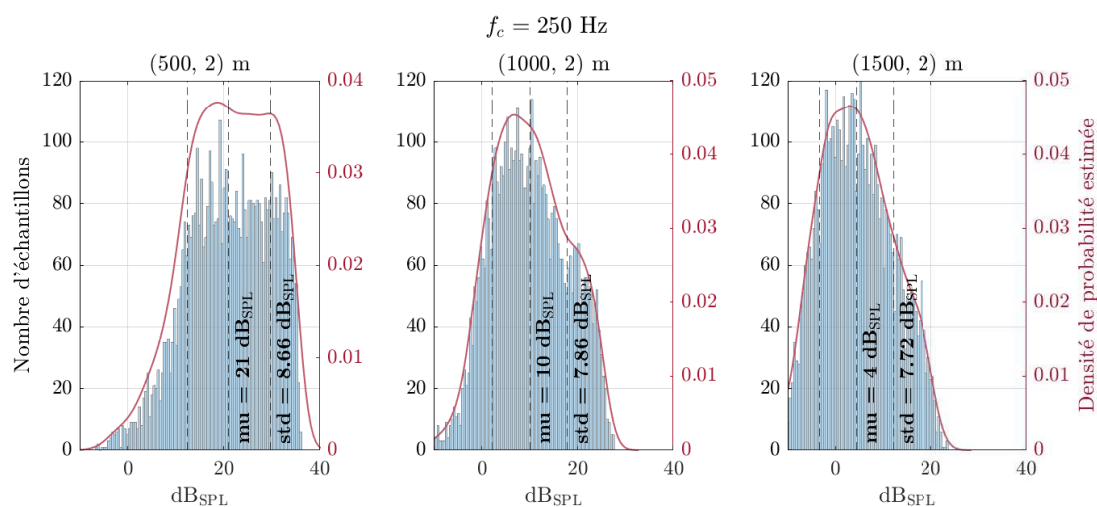


FIGURE D.8 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 250$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

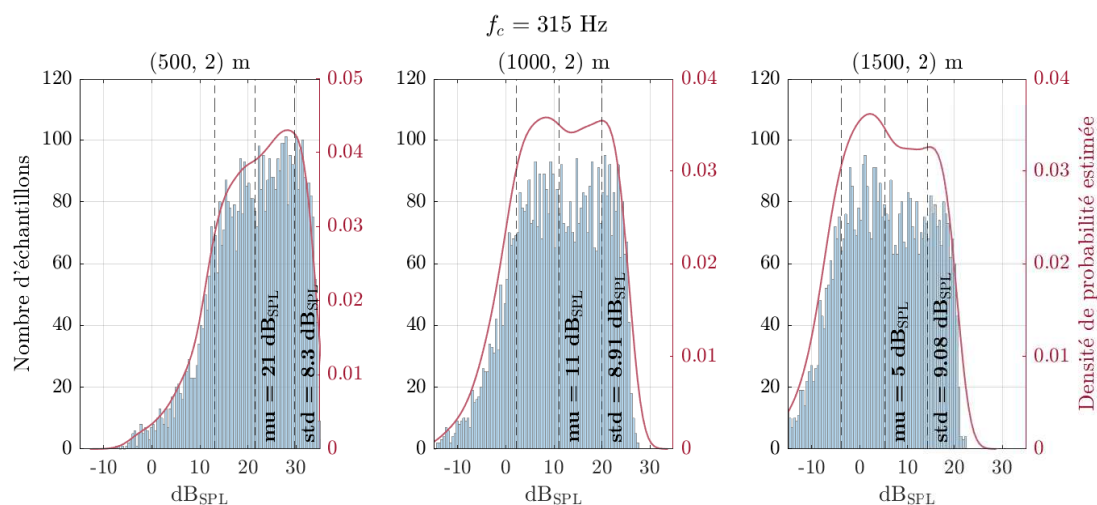


FIGURE D.9 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 315$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

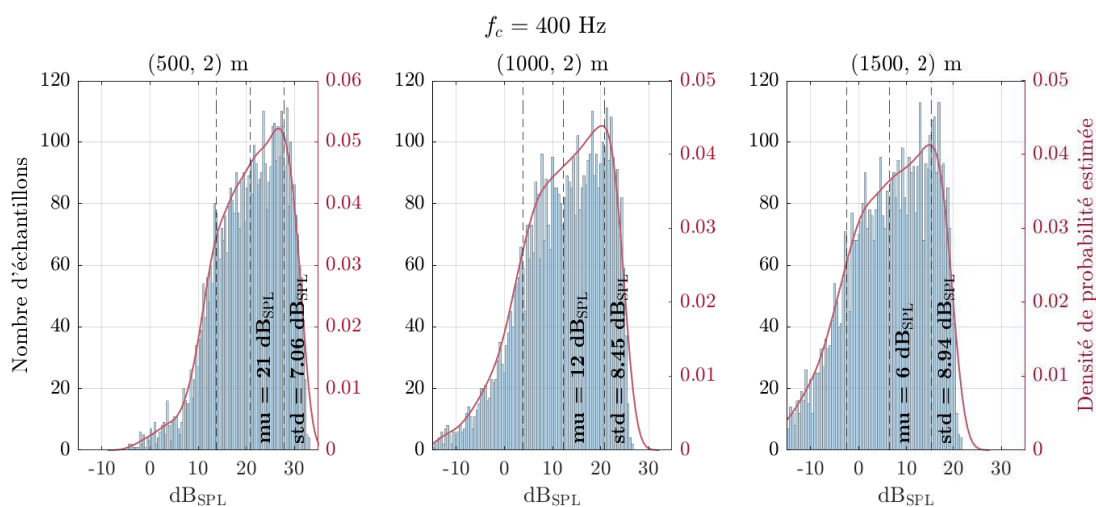


FIGURE D.10 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 400$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

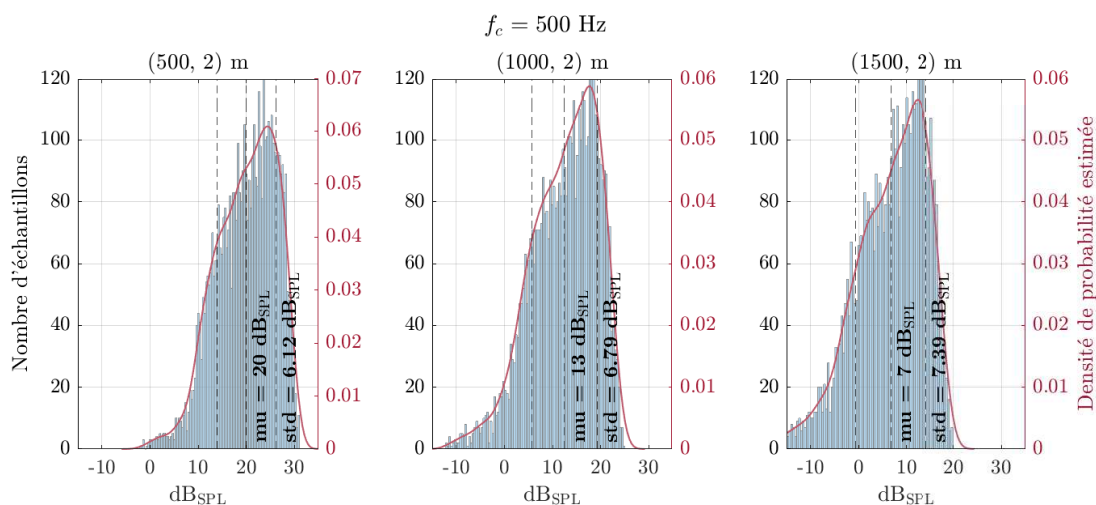


FIGURE D.11 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 500$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

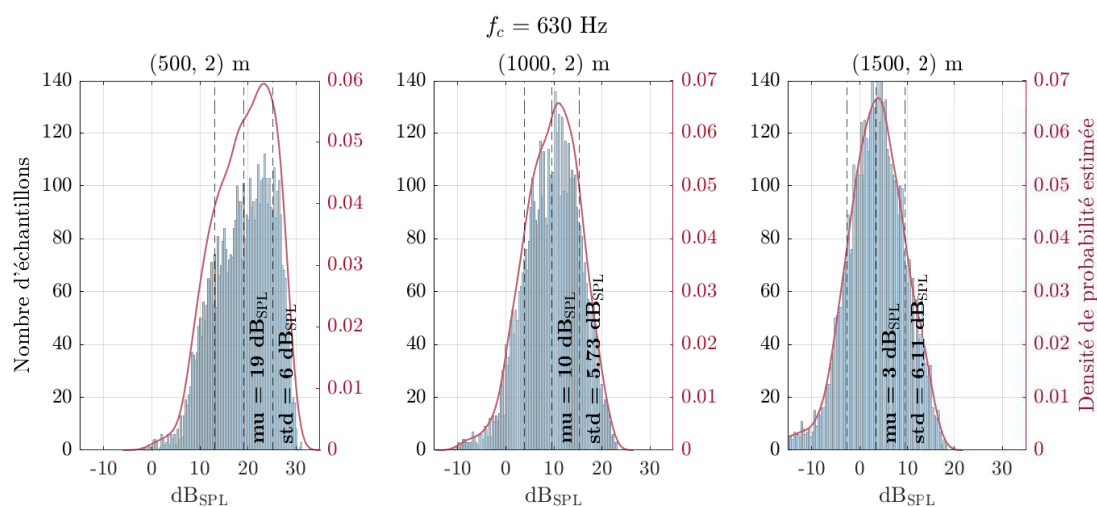


FIGURE D.12 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 630$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

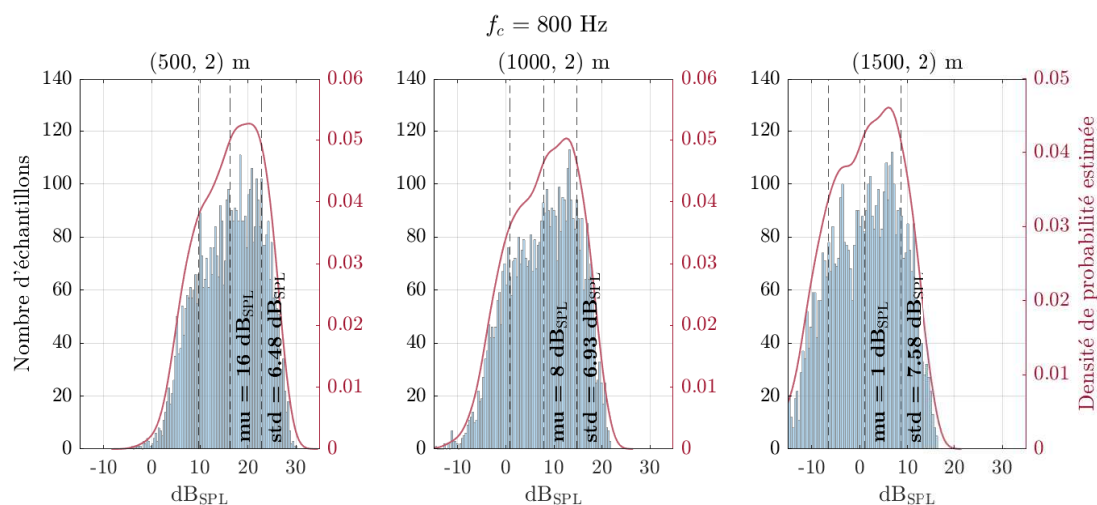


FIGURE D.13 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 800$  Hz**. La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

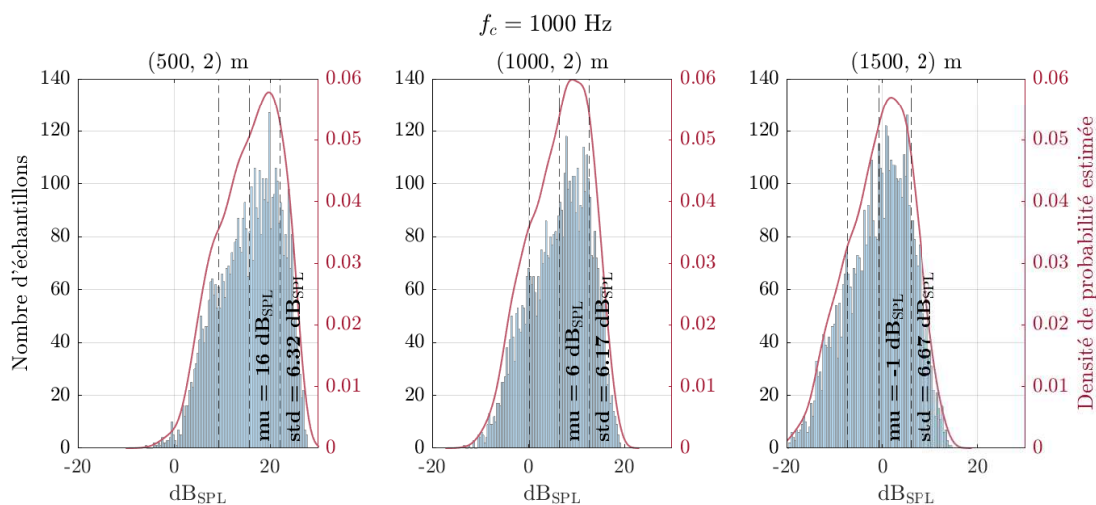


FIGURE D.14 – Histogrammes des niveaux sonores et lois de distribution estimées, pour 3 récepteurs positionnés respectivement à (500, 2) m, (1000, 2) m et (1500, 2) m, **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 1000 \text{ Hz}$** . La moyenne des valeurs est indiquée par «mu», et l’écart-type par «std».

## Annexe E

# Variabilité des niveaux sonores en fonction de la distance et de la fréquence

Cette annexe présente des résultats complémentaires à ceux présentés en section [3.2.4.3](#) à savoir les intervalles de confiance à 95% lorsque tous les paramètres fluctuent sur leur intervalle respectif de variation, en fonction de la distance pour une hauteur de mesure typique de  $z = 2$  m.

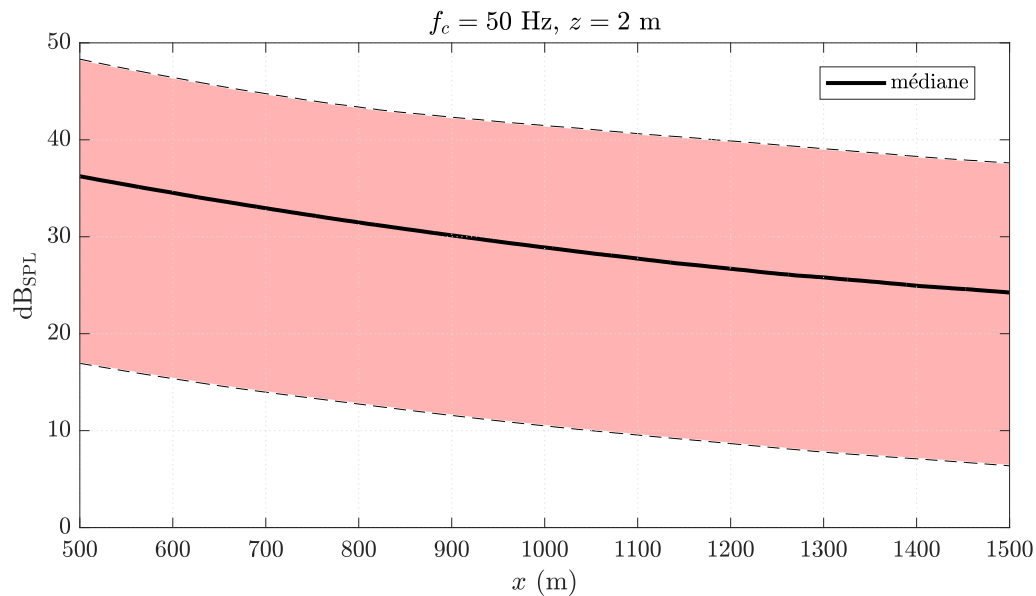


FIGURE E.1 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2$  m, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 50$  Hz. La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

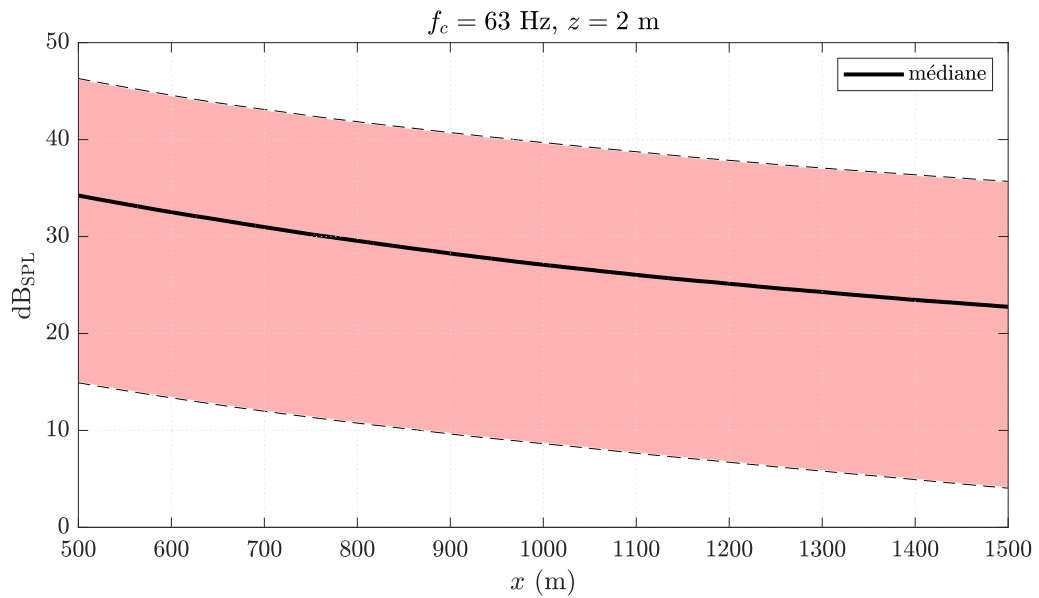


FIGURE E.2 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2$  m, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 63$  Hz. La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

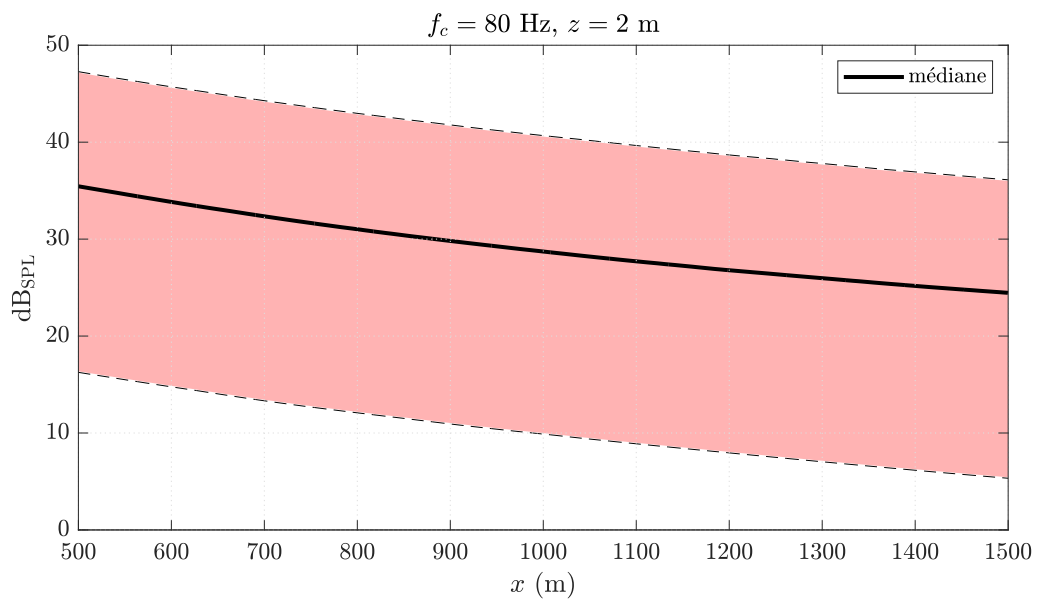


FIGURE E.3 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2$  m, pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 80$  Hz. La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

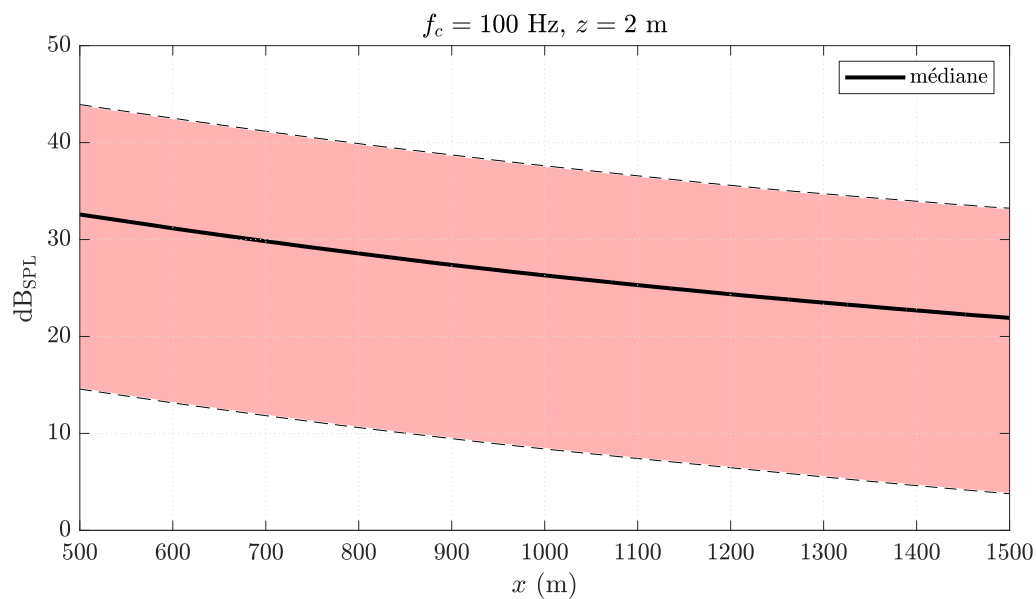


FIGURE E.4 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 100 \text{ Hz}$** . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

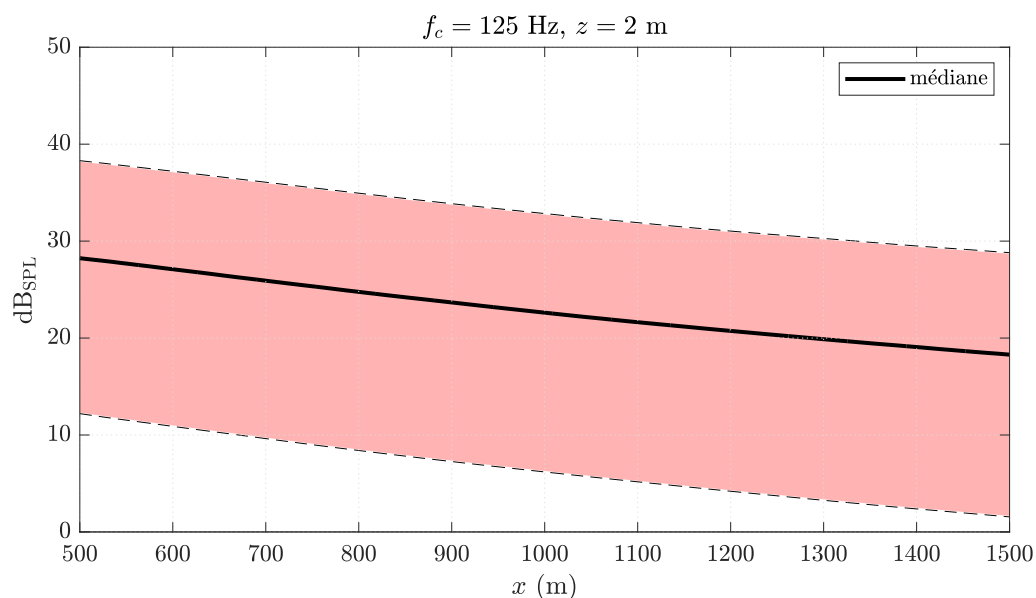


FIGURE E.5 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 125 \text{ Hz}$** . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

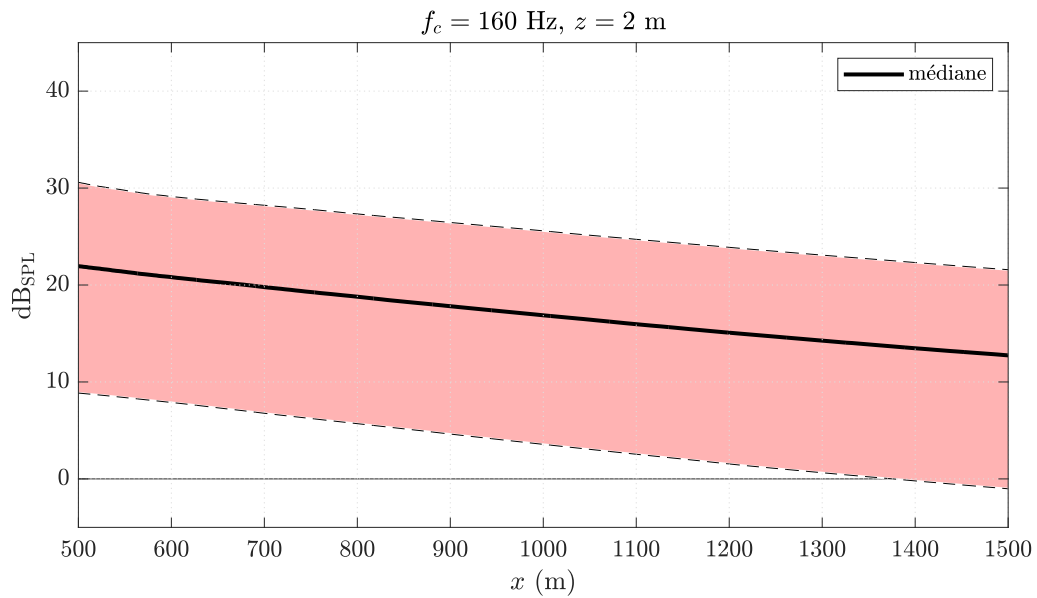


FIGURE E.6 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 160 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

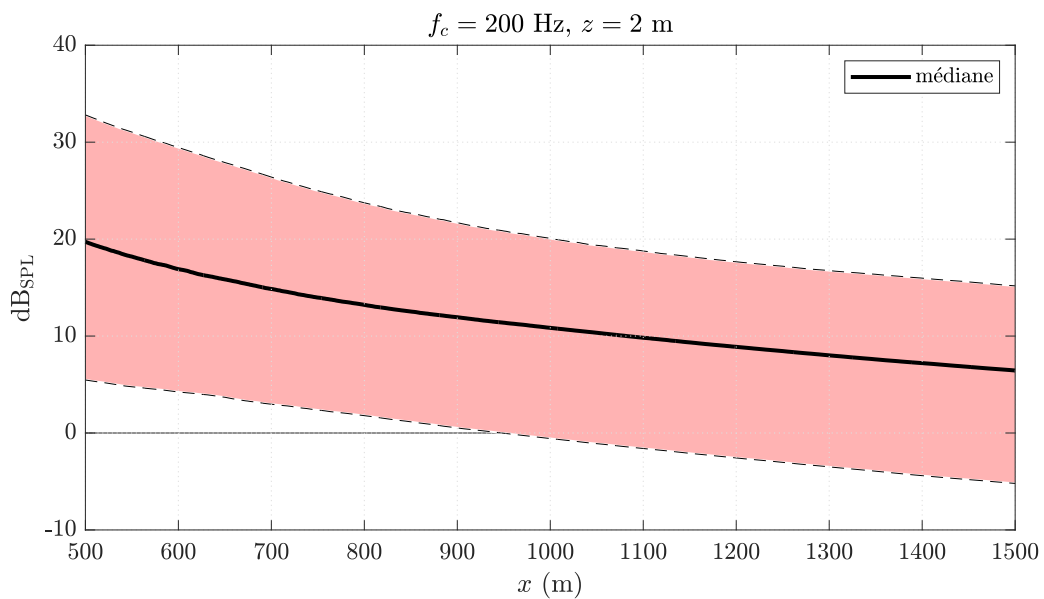


FIGURE E.7 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 200 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.



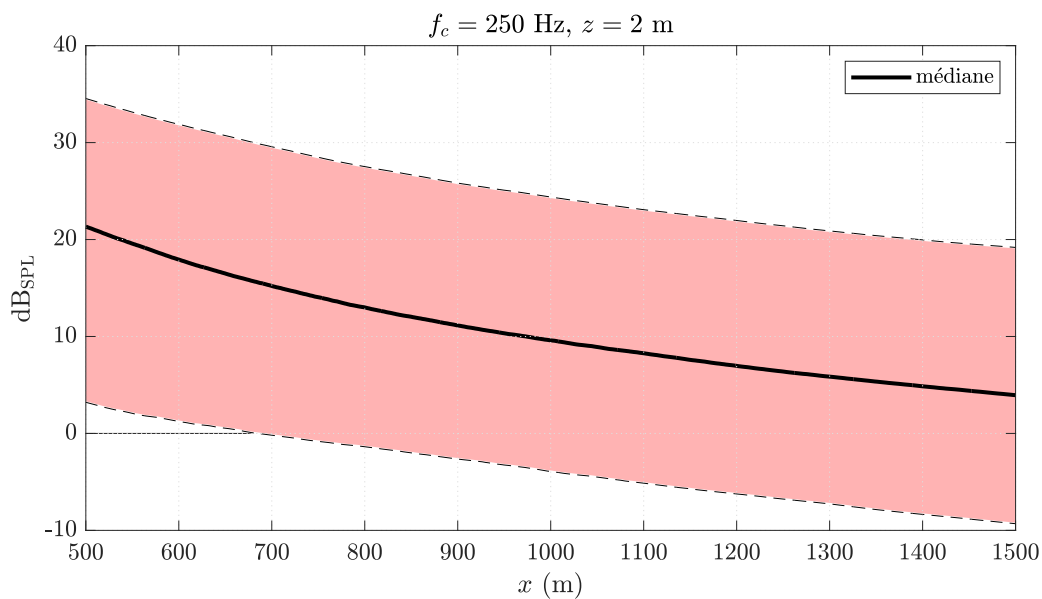


FIGURE E.8 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 250 \text{ Hz}$** . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

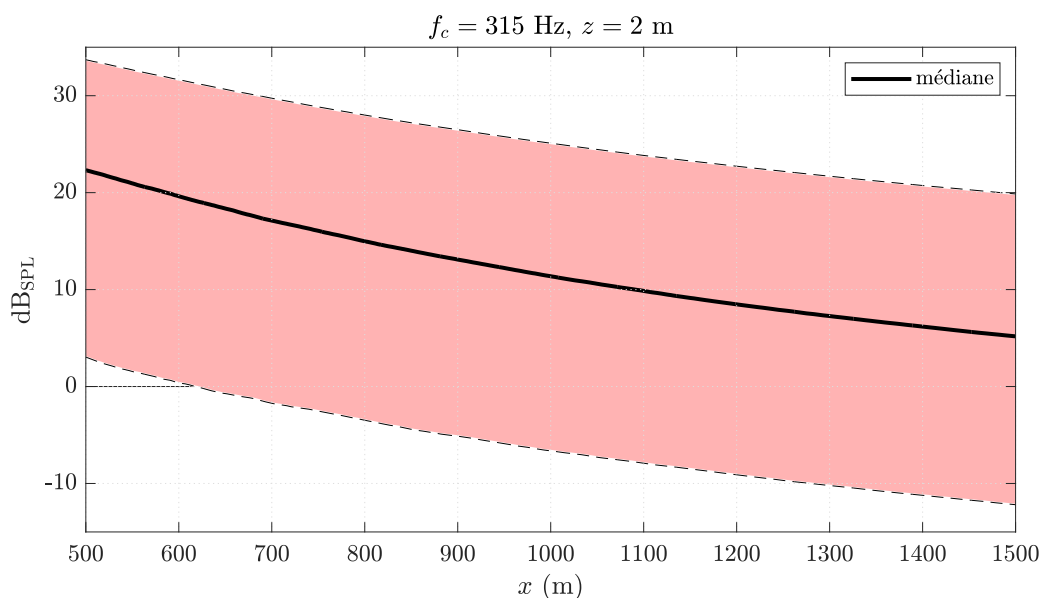


FIGURE E.9 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 315 \text{ Hz}$** . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

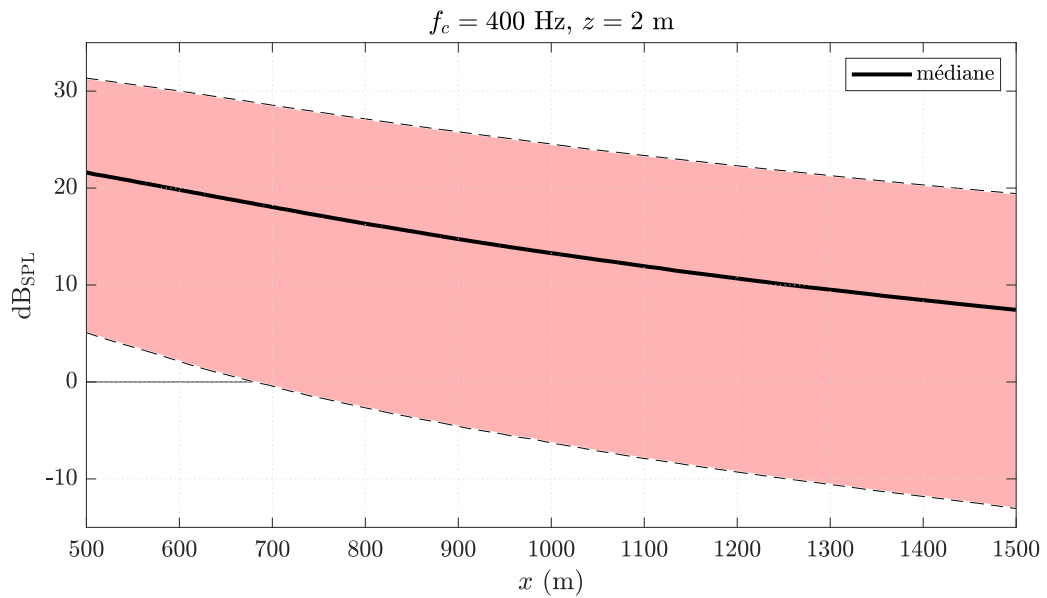


FIGURE E.10 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 400 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

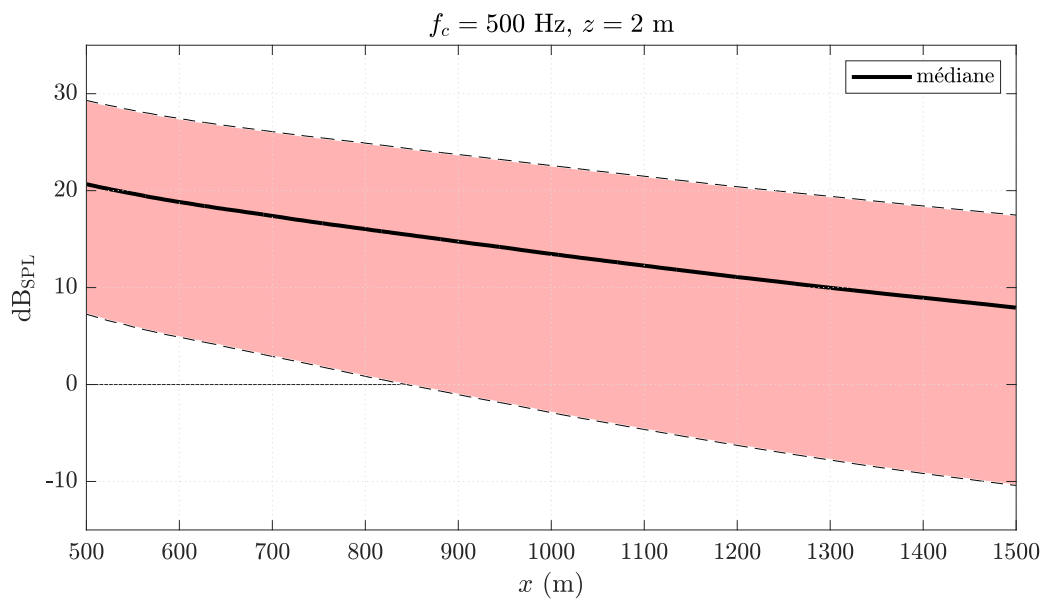


FIGURE E.11 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 500 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

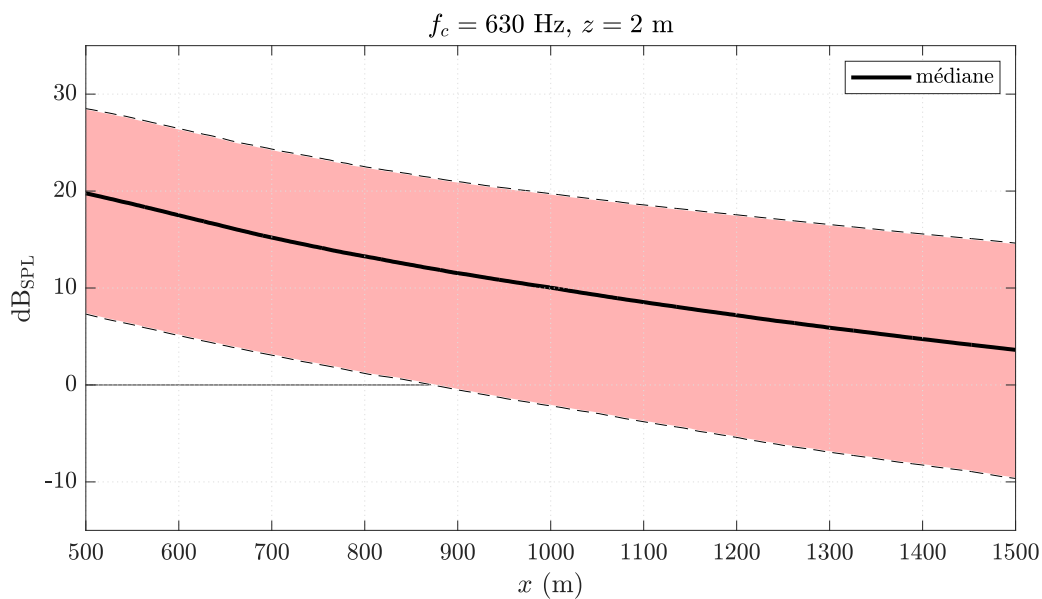


FIGURE E.12 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 630 \text{ Hz}$** . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

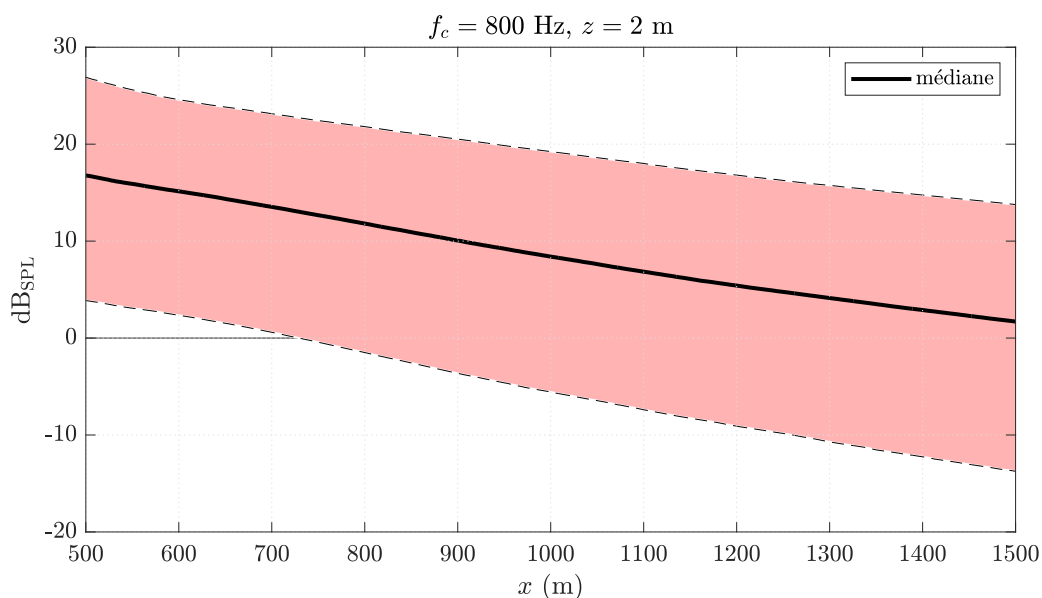


FIGURE E.13 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , **pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 800 \text{ Hz}$** . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

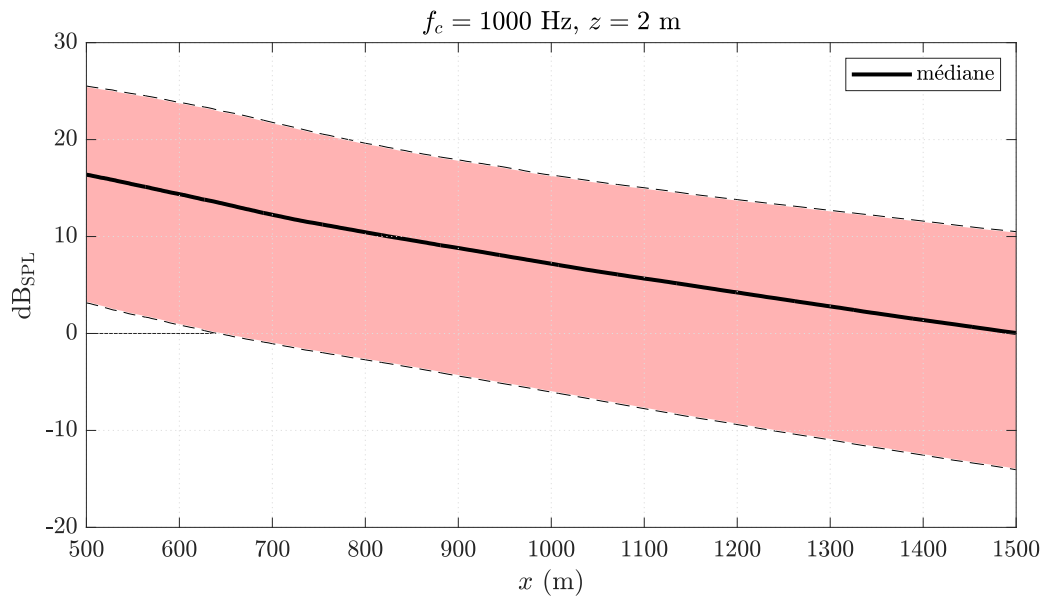


FIGURE E.14 – Intervalle de confiance à 95% des niveaux sonores en fonction de la distance, à la hauteur  $z = 2 \text{ m}$ , pour le tiers d’octave de fréquence centrale  $f_c = 1000 \text{ Hz}$ . La médiane des niveaux sonores est représentée par la ligne noire.

# Bibliographie

- ALBERTS, D. J. (2006). Addressing wind turbine noise. Rapport technique, Lawrence technological university.
- AMIET, R. K. (1975). Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *Journal of Sound and Vibration*, 41(4):407–420.
- AMIET, R. K. (1976). Noise due to turbulent flow past a trailing edge. *Journal of Sound and Vibration*, 47(3):387–393.
- ANSES (2003). Impacts sanitaires du bruit | Anses - Agence nationale de sécurité sanitaire de l'alimentation, de l'environnement et du travail. Rapport technique.
- ANSES (2017). Impacts sanitaires du bruit généré par les éoliennes - Agence nationale de sécurité sanitaire de l'alimentation, de l'environnement et du travail. Rapport technique.
- ARRANZ, M. G. (1996). Approximations in the PE-method : Phase and level errors in a downward refracting atmosphere. *In Seventh International Symposium on Long Range Sound Propagation*, pages 235–255. Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, Ecole Centrale de Lyon.
- ATTAL, E. (2016). *Caractérisation et optimisation d'assemblages d'éléments de murs végétalisés par méthodes acoustique et vibratoire*. These de doctorat, Lille 1.
- ATTAL, E., CÔTÉ, N., SHIMIZU, T. et DUBUS, B. (2019). Sound Absorption by Green Walls at Normal Incidence : Physical Analysis and Optimization. *Acta Acustica united with Acustica*, 105(2):301–312.
- ATTENBOROUGH, K., LI, K. M. et HOROSHENKO, K. (2006). *Predicting outdoor sound*. CRC Press.
- ATTENBOROUGH, K. et TAHERZADEH, S. (1995). Propagation from a point source over a rough finite impedance boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 98(3):1717–1722.
- AUMOND, P. (2011). *Modélisation numérique pour l'acoustique environnementale : simulation de champs météorologiques et intégration dans un modèle de propagation*. thesis, Le Mans.

- 
- BASS, F. G. et FUKS, I. M. (1979). *Wave Scattering from Statistically Rough Surfaces : International Series in Natural Philosophy*. Elsevier. Google-Books-ID : aLM3BQAAQBAJ.
- BASS, H. E., SUTHERLAND, L. C. et ZUCKERWAR, A. J. (1990). Atmospheric absorption of sound : Update. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88(4):2019–2021.
- BASS, H. E., SUTHERLAND, L. C., ZUCKERWAR, A. J., BLACKSTOCK, D. T. et HESTER, D. M. (1995). Atmospheric absorption of sound : Further developments. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(1):680–683.
- BASS, H. E., SUTHERLAND, L. C., ZUCKERWAR, A. J., BLACKSTOCK, D. T. et HESTER, D. M. (1996). Erratum : Atmospheric absorption of sound : Further developments [J. Acoust. Soc. Am. 97, 680–683 (1995)]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(2):1259–1259.
- BEN-HAIM, Y. (2006). *Info-gap decision theory : decisions under severe uncertainty*. Elsevier.
- BÉRENGIER, M. et GARAI, M. (2001). A state-of-the-art of in situ measurement of the sound absorption coefficient of road pavements. Rome, Italy.
- BÉRENGIER, M. C., GAUVREAU, B., BLANC-BENON, P. et JUVÉ, D. (2003). Outdoor Sound Propagation : A Short Review on Analytical and Numerical Approaches. *Acta Acustica united with Acustica*, 89(6):980–991.
- BISHOP, M. C. (1995). *Neural networks for pattern recognition*. Oxford university press.
- BLAES, X. et DEFOURNY, P. (2008). Characterizing Bidimensional Roughness of Agricultural Soil Surfaces for SAR Modeling. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 46(12):4050–4061.
- BOLIN, K., BLUHM, G., ERIKSSON, G. et NILSSON, M. E. (2011). Infrasound and low frequency noise from wind turbines : exposure and health effects. *Environmental Research Letters*, 6(3):035103.
- BORGEAUD, M. et BELLINI, A. (1998). A database for electromagnetic scattering studies of bare soil surfaces. In *IGARSS '98. Sensing and Managing the Environment. 1998 IEEE International Geoscience and Remote Sensing. Symposium Proceedings. (Cat. No.98CH36174)*, volume 3, pages 1197–1199 vol.3.
- BOULANGER, P. et ATTENBOROUGH, K. (2005). Effective impedance spectra for predicting rough sea effects on atmospheric impulsive sounds. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(2):751–762.
- BOURLIER, C., PINEL, N. et KUBICKÉ, G. (2013). *Method of Moments for 2D Scattering Problems : Basic Concepts and Applications*. John Wiley & Sons.
- BOWDLER, D. et LEVENTHALL, H. (2012). *Wind turbine noise*. Multi-Science Pub.
-

## BIBLIOGRAPHIE

---

- BOWMAN, A. W. et AZZALINI, A. (1997). *Applied smoothing techniques for data analysis : the kernel approach with S-Plus illustrations*, volume 18. OUP Oxford.
- BREIMAN, L. (2001). Random forests. *Machine learning*, 45(1):5–32.
- BRELET, Y. et BOURLIER, C. (2008a). Bistatic Scattering from a Sea-Like One-Dimensional Rough Surface with the Perturbation Theory in HF-VHF Band. *In IGARSS 2008 - 2008 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, volume 4, pages IV – 1137–IV – 1140.
- BRELET, Y. et BOURLIER, C. (2008b). SPM Numerical Results from an Effective Surface Impedance for a One-Dimensional Perfectly-Conducting Rough Sea Surface. *Progress In Electromagnetics Research*, 81:413–436.
- BRUTSAERT, W. (1982). *Evaporation into the Atmosphere : Theory, History and Applications*. Springer Netherlands.
- BUSCH, T. A. et HODGSON, M. R. (2001). Improved method for selecting scale factors and model materials for scale modelling of outdoor sound propagation. 243(1):173–181.
- CAMPOLONGO, F., CARIBONI, J. et SALTELLI, A. (2007). An effective screening design for sensitivity analysis of large models. *Environmental Modelling & Software*, 22(10):1509–1518.
- CAMPOLONGO, F., TARANTOLA, S. et SALTELLI, A. (1999). Tackling quantitatively large dimensionality problems. *Computer Physics Communications*, 117(1):75–85.
- CAND, M., BULLMORE, A., SMITH, M., VON-HUNERBEIN, S. et DAVIS, R. (2012). Wind turbine amplitude modulation : research to improve understanding as to its cause & effect. *In Acoustics 2012*, Nantes, France.
- CARPINELLO, S., L’HERMITE, P., BÉRENGIER, M. et LICITRA, G. (2004). A new method to measure the acoustic surface impedance outdoors. *Radiation Protection Dosimetry*, 111(4):363–367.
- CHEINET, S. (2012). A numerical approach to sound levels in near-surface refractive shadows. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(3):1946–1958.
- CHEVRET, P., BLANC-BENON, P. et JUVÉ, D. (1996). A numerical model for sound propagation through a turbulent atmosphere near the ground. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(6):3587–3599.
- CHONG, T. P., JOSEPH, P. F. et GRUBER, M. (2013). Airfoil self noise reduction by non-flat plate type trailing edge serrations. *Applied Acoustics*, 74(4):607–613.
- CHONG, T. P. et VATHYLAKIS, A. (2015). On the aeroacoustic and flow structures developed on a flat plate with a serrated sawtooth trailing edge. *Journal of Sound and Vibration*, 354:65–90.

- 
- CHRISTOPHE, J., ANTHOINE, J. et MOREAU, S. (2009). Amiet's Theory in Spanwise-Varying Flow Conditions. *AIAA Journal*, 47(3):788–790.
- CLAERBOUT, J. F. (1976). *Fundamentals of geophysical data processing*, volume 274. New York, mcgraw-hill édition.
- COLLECTIVE, S. (2009). Road Noise Prediction, Part 2 - Noise Propagation Computation Method Including Meteorological Effects (NMPB 2008).
- COLLINS, M. D. (1989). Applications and time-domain solution of higher-order parabolic equations in underwater acoustics. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86(3):1097–1102.
- COLLINS, M. D. (1993). A split-step Padé solution for the parabolic equation method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 93(4):1736–1742.
- COLLINS, M. D. et WESTWOOD, E. K. (1991). A higher-order energy-conserving parabolic equation for range-dependent ocean depth, sound speed, and density. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(3):1068–1075.
- CONANGLA, L., CUXART, J. et SOLER, M. R. (2008). Characterisation of the Nocturnal Boundary Layer at a Site in Northern Spain. *Boundary-Layer Meteorology*, 128(2):255–276.
- COTTÉ, B. (2018). Coupling of an aeroacoustic model and a parabolic equation code for long range wind turbine noise propagation. *Journal of Sound and Vibration*, 422:343–357.
- COTTÉ, B. (2019). Extended source models for wind turbine noise propagation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 145(3):1363–1371.
- COTTÉ, B. et TIAN, Y. (2015). Prediction of variability in wind turbine noise calculations. In *6th International meeting on Wind Turbine Noise conference*, Glasgow, Royaume-Uni.
- CRICHTON, F. et PETRIE, K. J. (2015). Health complaints and wind turbines : The efficacy of explaining the nocebo response to reduce symptom reporting. *Environmental Research*, 140:449–455.
- CUXART, J., YAGÜE, C., MORALES, G., TERRADELLAS, E., ORBE, J., CALVO, J., FERNÁNDEZ, A., SOLER, M. R., INFANTE, C., BUENESTADO, P., ESPINALT, A., JOERGENSEN, H. E., REES, J. M., VILÁ, J., REDONDO, J. M., CANTALAPIEDRA, I. R. et CONANGLA, L. (2000). Stable Atmospheric Boundary-Layer Experiment in Spain (SABLES 98) : A Report. *Boundary-Layer Meteorology*, 96(3):337–370.
- DAIGLE, G. A. (1979). Effects of atmospheric turbulence on the interference of sound waves above a finite impedance boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 65(1):45–49.
-



## BIBLIOGRAPHIE

---

- DAVIDSON, M. W. J., TOAN, T. L., MATTIA, F., SATALINO, G., MANNINEN, T. et BORGEAUD, M. (2000). On the characterization of agricultural soil roughness for radar remote sensing studies. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(2):630–640.
- de MOOR, G. (2006). *Couche limite atmosphérique et turbulence : les bases de la micrométéorologie dynamique*. METEO France.
- DEMPSTER, A. P. (1968). A Generalization of Bayesian Inference. *Journal of the Royal Statistical Society : Series B (Methodological)*, 30(2):205–232.
- DI, X. et GILBERT, K. E. (1992). Application of a fast Green’s function method to long range sound propagation in the atmosphere.
- DRAGNA, D. (2011). *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.
- ECOTIÈRE, D., GLÉ, P., GAUVREAU, B., BOITTIN, R., LEFÈVRE, H. et LUNAIN, D. (2015). Uncertainty of an in situ method for measuring ground acoustic impedance. *In Proceedings of Internoise 2015*, San Francisco, California, USA. Internoise 2015.
- EMBLETON, T. F. W., PIERCY, J. E. et DAIGLE, G. A. (1983). Effective flow resistivity of ground surfaces determined by acoustical measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 74(4):1239–1244.
- FAIVRE, R., IOOSS, B., MAHÉVAS, S., MAKOWSKI, D. et MONOD, H. (2013). *Analyse de sensibilité et exploration de modèles : Application aux sciences de la nature et de l’environnement*. Editions Quae.
- FAURE, O. (2014). *Analyse numérique et expérimentale de la propagation acoustique extérieure : effets de sol en présence d’irrégularités de surface et méthodes temporelles*. thesis, Ecully, Ecole centrale de Lyon.
- FAURE, O., GAUVREAU, B., JUNKER, F., LAFON, P. et BOURLIER, C. (2017). Modeling of random ground roughness effects by an effective impedance and application to time-domain methods. *Applied Acoustics*, 119:1–8.
- FÉGEANT, O. (2001). *Noise from wind turbines*. Thèse de doctorat, Swedish Energy Agency, Suède.
- FOKEN, T. (2008). *Micrometeorology*. Springer.
- GAUVREAU, B. (1999). *Influence des conditions micrométéorologiques sur l’efficacité des écrans acoustiques*. These de doctorat, Le Mans.
- GAUVREAU, B. (2013). Long-term experimental database for environmental acoustics. *Applied Acoustics*, 74(7):958–967.

- 
- GAUVREAU, B. (2015). *Approche Multi-Échelle et Trans-Disciplinaire de l'Acoustique Environnementale*. Habilitation à diriger des recherches, Université du Maine, Le Mans.
- GELMAN, A. et MENG, X.-L. (1998). Simulating Normalizing Constants : From Importance Sampling to Bridge Sampling to Path Sampling. *Statistical Science*, 13(2):163–185.
- GOUV.FR (2020). Tableau de bord : éolien - Premier trimestre 2020. <https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/tableau-de-bord-eolien-premier-trimestre-2020>.
- GUILLAUME, G., FAURE, O., GAUVREAU, B., JUNKER, F., BÉRENGIER, M. et L'HERMITE, P. (2015). Estimation of impedance model input parameters from in situ measurements : Principles and applications. *Applied Acoustics*, 95:27–36.
- HALTON, J. H. (1960). On the efficiency of certain quasi-random sequences of points in evaluating multi-dimensional integrals. *Numerische Mathematik*, 2(1):84–90.
- HAMMERSLEY, J. M. (1960). Monte Carlo Methods for Solving Multivariable Problems. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 86(3):844–874.
- HART, C. R., REZNICEK, N. J., WILSON, D. K., PETTIT, C. L. et NYKAZA, E. T. (2016). Comparisons between physics-based, engineering, and statistical learning models for outdoor sound propagation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 139(5):2640–2655.
- HART, C. R., WILSON, D. K., PETTIT, C. L. et NYKAZA, E. T. (2017). Noise forecasting : A machine-learning and probabilistic approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 141(5):3962–3962.
- HEIMANN, D., BAKERMANS, M., DEFRANCE, J. et KÜHNER, D. (2007). Vertical Sound Speed Profiles Determined from Meteorological Measurements Near the Ground. *Acta Acustica united with Acustica*, 93(2):228–240.
- HEIMANN, D. et SALOMONS, E. M. (2004). Testing meteorological classifications for the prediction of long-term average sound levels. *Applied Acoustics*, 65(10):925–950.
- HELLEKALEK, P. et LARCHER, G. (1998). *Random and Quasi-Random Point Sets*. Springer-Verlag, New York.
- HOTHERSALL, D. C. et HARRIOTT, J. N. B. (1995). Approximate models for sound propagation above multi-impedance plane boundaries. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(2):918–926.
- HUGON-JEANNIN, Y. (1992). *Simulation numérique de la propagation d'ondes acoustiques en milieu turbulent*. These de doctorat, Ecully, Ecole centrale de Lyon.
- IOOSS, B. (2011). Revue sur l'analyse de sensibilité globale de modèles numériques. *Journal de la Societe Française de Statistique*, 152(1):1–23.
-

- ISHIMARU, A. (1978). *Wave propagation and scattering in random media*. Academic press New York.
- ISO9613-11993 (1993). Acoustique — Atténuation du son lors de sa propagation à l'air libre — Partie 1 : Calcul de l'absorption atmosphérique.
- JOHNSON, M. E., MOORE, L. M. et YLVIKAKER, D. (1990). Minimax and maximin distance designs. *Journal of Statistical Planning and Inference*, 26(2):131–148.
- JUVÉ, D., BLANC-BENON, P. et CHEVRET, P. (1992). Numerical Simulation of Sound Propagation through a Turbulent Atmosphere. pages 282–296, Milton Keynes.
- KAPUR, J. N. et KESAVAN, H. K. (1992). Entropy Optimization Principles and Their Applications. In SINGH, V. P. et FIORENTINO, M., éditeurs : *Entropy and Energy Dissipation in Water Resources*, Water Science and Technology Library, pages 3–20. Springer Netherlands, Dordrecht.
- KARWEIT, M., BLANC-BENON, P., JUVÉ, D. et COMTE-BELLOT, G. (1991). Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field : A study of phase variance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(1):52–62.
- KEPHALOPOULOS, S., PAVIOTTI, M. et ANFOSSO-LÉDÉE, F. (2012). *Common noise assessment methods in Europe (CNOSSOS-EU)*. PUBLICATIONS OFFICE OF THE EUROPEAN UNION.
- KIRBY, R. (2014). On the modification of Delany and Bazley fomulae. *Applied Acoustics*, 86:47–49.
- KLEIJNEN, J. P. C. (2005). An overview of the design and analysis of simulation experiments for sensitivity analysis. *European Journal of Operational Research*, 164(2):287–300.
- KOEHLER, J. R. et OWEN, A. (1996). Computer experiments. In *Design and analysis of experiments*, volume 13 de *Handbook of statistics*, pages 261–308. Elsevier.
- KRAICHNAN, R. H. (1970). Diffusion by a Random Velocity Field. *The Physics of Fluids*, 13(1):22–31.
- LARSSON, C. et ÖHLUND, O. (2014). Amplitude modulation of sound from wind turbines under various meteorological conditions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(1):67–73.
- LAURET-DUCOSSON, ALARCON, A. et SCHMICH YAMANE, I. (2017). Long-term experimental campaign on an operating wind turbine for trailing edge serrations verification. Rotterdam.
- LEE, D. et PAPADAKIS, J. S. (1980). Numerical solutions of the parabolic wave equation : An ordinary-differential-equation approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(5):1482–1488.

- 
- LEE, D., PIERCE, A. D. et SHANG, E.-C. (2000). Parabolic equation development in the twentieth century. *Journal of Computational Acoustics*, 08(04):527–637.
- LEE, S., LEE, S. et LEE, S. (2013). Numerical modeling of wind turbine aerodynamic noise in the time domain. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 133(2):EL94–EL100.
- LEONTOVITCH, M. A. et FOCK, V. A. (1946). Solution of the problem of propagation of electromagnetic waves along the earth’s surface by the method of parabolic equation. *J. Phys. Ussr 10.1*, pages 13–23.
- LIHOREAU, B., GAUVREAU, B., BÉRENGIER, M., BLANC-BENON, P. et CALMET, I. (2006). Outdoor sound propagation modeling in realistic environments : Application of coupled parabolic and atmospheric models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(1):110–119.
- MAIJALA, P., TURUNEN, A., KURKI, I., VAINIO, L., PAKARINEN, S., KAUKINEN, C., LUKANDER, K., TIITTANEN, P., YLI-TUOMI, T., TAIMISTO, P., LANKI, T., TIIPANA, K., VIRKKALA, J., STICKLER, E. et SAINIO, M. (2020). Infrasound Does Not Explain Symptoms Related to Wind Turbines. Rapport technique, GOVERNMENT’S ANALYSIS, ASSESSMENT AND RESEARCH ACTIVITIES, Helsinki, Finland.
- MALLET, V., TILLOY, A., POULET, D., GIRARD, S. et BROCHETON, F. (2018). Meta-modeling of ADMS-Urban by dimension reduction and emulation. *Atmospheric Environment*, 184:37–46.
- MATHERON, G. (1965). *Les variables régionalisées et leur estimation : une application de la théorie des fonctions aléatoires aux sciences de la nature*. Masson et CIE.
- MATLAB (2020). *version 9.8.0 (R2020a)*. The MathWorks Inc., Natick, Massachusetts.
- MCKAY, M. D., BECKMAN, R. J. et CONOVER, W. J. (1979). Comparison of Three Methods for Selecting Values of Input Variables in the Analysis of Output from a Computer Code. *Technometrics*, 21(2):239–245.
- METROPOLIS, N. et ULAM, S. (1949). The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44(247):335–341.
- MIKI, Y. (1990). Acoustical properties of porous materials-Modifications of Delany-Bazley models-. *Journal of the Acoustical Society of Japan (E)*, 11(1):19–24.
- MØLLER, H. et PEDERSEN, C. S. (2011). Low-frequency noise from large wind turbines. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 129(6):3727–3744.
- MONIN, A. et OBUKHOV, A. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Contrib. Geophys. Inst. Acad. Sci. USSR*, 151(163).
- MONOD, H., NAUD, C. et MAKOWSKI, D. (2006). Uncertainty and sensitivity analysis for crop models. In *Working with Dynamic Crop Models : Evaluation, Analysis, Parameterization, and Applications*, volume 4, pages 55–100. Elsevier.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- MOORE, R. E. (1966). *Interval analysis*, volume 4. Englewood Cliffs : Prentice-Hall.
- MOREAU, S. et ROGER, M. (2009). Back-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing-edge noise model. Part II : Application. *Journal of Sound and Vibration*, 323(1):397–425.
- MORRIS, M. D. (1991). Factorial Sampling Plans for Preliminary Computational Experiments. *Technometrics*, 33(2):161–174.
- NF EN 61400-11 (2014). Aérogénérateurs Partie 11 : techniques de mesure du bruit acoustique.
- NF S31-120 (2018). Acoustique - Caractérisation et mesurage des bruits de l'environnement - Influence du sol et des conditions météorologiques.
- NICOLAS, J. et BERRY, J. L. (1984). Propagation du son et effet de sol. *Revue d'Acoustique*, pages 191–200.
- OERLEMANS, S., FISHER, M., MAEDER, T. et KÖGLER, K. (2009). Reduction of Wind Turbine Noise Using Optimized Airfoils and Trailing-Edge Serrations. *AIAA Journal*, 47(6):1470–1481.
- OERLEMANS, S. et SCHEPERS, J. G. (2009). Prediction of Wind Turbine Noise and Validation against Experiment. *International Journal of Aeroacoustics*, 8(6):555–584.
- OERLEMANS, S., SIJTSMA, P. et MÉNDEZ LÓPEZ, B. (2007). Location and quantification of noise sources on a wind turbine. *Journal of Sound and Vibration*, 299(4):869–883.
- OERLEMANS, S., SMITH, M. et WHITE, P. (2013). Wind turbine amplitude modulation : Research to improve understanding as to its cause and effect. Rapport technique, renewableUK.
- OSTASHEV, V. E., MELLERT, V., WANDEL, R. et GERDES, F. (1997). Propagation of sound in a turbulent medium. I. Plane waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(5):2561–2570.
- OSTASHEV, V. E., SALOMONS, E. M., CLIFFORD, S. F., LATAITIS, R. J., WILSON, D. K., BLANCBENON, P. et JUVÉ, D. (2001). Sound propagation in a turbulent atmosphere near the ground : A parabolic equation approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 109(5):1894–1908.
- OSTASHEV, V. E. et WILSON, D. K. (2015). *Acoustics in Moving Inhomogeneous Media*. CRC Press. Google-Books-ID : VN2YCgAAQBAJ.
- OWEN, A. (1993). Variance and discrepancy with alternative scramblings. *ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation*, 13:363–378.
- PETTIT, C. L., WILSON, D. K. et HART, C. R. (2019). Uncertainty quantification for right-sizing computational models of sound propagation in the atmospheric boundary layer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 145(3):1885–1885.

- 
- R CORE TEAM (2013). R : A Language and Environment for Statistical Computing. Rapport technique, R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria.
- RAMACHANDRAN, R. C., RAMAN, G. et DOUGHERTY, R. P. (2014). Wind turbine noise measurement using a compact microphone array with advanced deconvolution algorithms. *Journal of Sound and Vibration*, 333(14):3058–3080.
- RAO, C., IKEDA, T., NAKATA, T. et LIU, H. (2017). Owl-inspired leading-edge serrations play a crucial role in aerodynamic force production and sound suppression. *Bioinspiration & Biomimetics*, 12(4):046008.
- RICHARDSON, L. (1922). Weather prediction by numerical process (Cambridge U. Press).
- ROBERT, C. (1996). L'analyse statistique bayésienne.
- ROBERT, C. (2007). *The Bayesian choice : from decision-theoretic foundations to computational implementation*. Springer Science & Business Media.
- ROBERT, C. et CASELLA, G. (1999). *Monte Carlo statistical methods*. Springer Science & Business Media.
- ROBERTSON, J. S. (1999). Sound propagation over a large wedge : A comparison between the geometrical theory of diffraction and the parabolic equation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(1):113–119.
- ROBERTSON, J. S., SIEGMANN, W. L. et JACOBSON, M. J. (1995). Low-frequency sound propagation modeling over a locally reacting boundary with the parabolic approximation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 98(2):1130–1137.
- ROGER, M. et MOREAU, S. (2005). Back-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing-edge noise model. Part 1 : theory. *Journal of Sound and Vibration*, 286(3):477–506.
- ROGER, M. et MOREAU, S. (2010). Extensions and limitations of analytical airfoil broadband noise models. *International Journal of Aeroacoustics*, 9(3):273–305.
- ROZENBERG, Y. (2007). *Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes : utilisation de calculs moyennés de mécanique des fluides*. phdthesis, Ecole Centrale de Lyon.
- ROZENBERG, Y., ROBERT, G. et MOREAU, S. (2012). Wall-Pressure Spectral Model Including the Adverse Pressure Gradient Effects. *AIAA Journal*, 50(10):2168–2179.
- ROZENBERG, Y., ROGER, M. et MOREAU, S. (2010). Rotating Blade Trailing-Edge Noise : Experimental Validation of Analytical Model. *AIAA Journal*, 48(5):951–962.
- RUGGERO, M. A. et TEMCHIN, A. N. (2002). The roles of the external, middle, and inner ears in determining the bandwidth of hearing. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 99(20):13206–13210.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- SALOMONS, E. M. (2001). *Computational Atmospheric Acoustics*. Kluwer Academic, Netherlands, kluwer academic édition.
- SALT, A. N. et HULLAR, T. E. (2010). Responses of the ear to low frequency sounds, infrasound and wind turbines. *Hearing Research*, 268(1):12–21.
- SALTELLI, A., CHAN, K. et SCOTT, E. M. (2000). *Sensitivity Analysis*. Wiley.
- SALTELLI, A., RATTO, M., ANDRES, T., CAMPOLONGO, F., CARIBONI, J., GATELLI, D., SAISANA, M. et TARANTOLA, S. (2008). *Global Sensitivity Analysis : The Primer*. John Wiley & Sons.
- SALTELLI, A., TARANTOLA, S. et CAMPOLONGO, F. (2004). *Sensitivity analysis in practice : a guide to assessing scientific models*, volume 1. Wiley.
- SAPORTA, G. (1990). *Probabilités, Analyse des données et statistique*. Editions Technip.
- SAPORTA, G. (2006). *Probabilités, Analyse des données et statistique (2nd ed)*. Editions Technip.
- SAWALHI, N. et RANDALL, R. B. (2014). Gear parameter identification in a wind turbine gearbox using vibration signals. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 42(1):368–376.
- SHAFER, G. (1976). *A mathematical theory of evidence*, volume 42. Princeton university press.
- SHANNON, C. (1948). A mathematical theory of communication. 27:379–423, 623–656.
- SINAYOKO, S. (2015). Broadband noise for rotating blades : analysis of acceleration effects in the time and frequency domains. *In 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, AIAA AVIATION Forum. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- SINAYOKO, S., AZARPEYVAND, M. et LYU, B. (2014). Trailing edge noise prediction for rotating serrated blades. *In 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- SINAYOKO, S., KINGAN, M. et AGARWAL, A. (2013). Trailing edge noise theory for rotating blades in uniform flow. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 469(2157):20130065.
- SOBOL, I. (1967). On the distribution of points in a cube and the approximate evaluation of integrals. *USSR Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 7(4):86–112.
- STULL, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary-Layer Meteorology*. Kluwer édition.
- SUTHERLAND, L. et DAIGLE, G. A. (1997). *Atmospheric sound propagation*. *Encyclopaedia of Acoustics*. Ed. mj crocker édition.
- TAPPERT, F. D. (1977). The parabolic approximation method. *In KELLER, J. B. et PAPADAKIS, J. S., éditeurs : Wave Propagation and Underwater Acoustics*, Lecture Notes in Physics, pages 224–287. Springer, Berlin, Heidelberg.

- 
- TATARSKII, V. I. (1971). The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation. *Jerusalem : Israel Program for Scientific Translations*.
- THORSOS, E. I. et JACKSON, D. R. (1989). The validity of the perturbation approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86(1):261–277.
- TIAN, Y. (2016). *Modeling of wind turbine noise sources and propagation in the atmosphere*. Theses, Université Paris-Saclay.
- TIAN, Y. et COTTÉ, B. (2016). Wind turbine noise modeling based on Amiet’s theory : Effects of wind shear and atmospheric turbulence. *Acta Acustica united with Acustica*, 102(4):626–639.
- TONIN, R., BRETT, J. et COLAGIURI, B. (2016). The effect of infrasound and negative expectations to adverse pathological symptoms from wind farms. *Journal of Low Frequency Noise, Vibration and Active Control*, 35(1):77–90.
- TURÁNYI, T. (1990). Sensitivity analysis of complex kinetic systems. Tools and applications. *Journal of Mathematical Chemistry*, 5(3):203–248.
- VAN DER CORPUT, J. G. et SCHAAKE, G. (1935). Ungleichungen für Polynome und trigonometrische Polynome. *Compositio Mathematica*, 2:321–361.
- WAGNER, S., BAREISS, R. et GUIDATI, G. (1996). Noise Mechanisms of Wind Turbines. In WAGNER, S., BAREISS, R. et GUIDATI, G., éditeurs : *Wind Turbine Noise*, pages 67–92. Springer, Berlin, Heidelberg.
- WAKIM, N. (2019). Eoliennes : la filière française prend son envol. *Le Monde.fr*.
- WEST, M., GILBERT, K. et SACK, R. A. (1992). A tutorial on the parabolic equation (PE) model used for long range sound propagation in the atmosphere. *Applied Acoustics*, 37(1):31–49.
- WHITE, M. J. et GILBERT, K. E. (1989). Application of the parabolic equation to the outdoor propagation of sound. *Applied Acoustics*, 27(3):227–238.
- WIENER, F. M. et KEAST, D. N. (1959). Experimental Study of the Propagation of Sound over Ground. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 31(6):724–733.
- WILSON, D. K. (1996). A brief tutorial on atmospheric boundary-layer turbulence for acousticians. In *7th Intern. Symp. on Long Range Sound Propagation*, pages 111–121, Lyon, France. 7th Intern. Symp. on Long Range Sound Propagation.
- WILSON, D. K., PETTIT, C. L. et OSTASHEV, V. E. (2015). *Sound propagation in the atmospheric boundary layer*. Acoustical Society of America.
- WILSON, D. K., PETTIT, C. L., OSTASHEV, V. E. et VECHERIN, S. N. (2014). Description and quantification of uncertainty in outdoor sound propagation calculations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 136(3):1013–1028.
-



## BIBLIOGRAPHIE

---

- WOLSINK, M. (2000). Wind power and the NIMBY-myth : institutional capacity and the limited significance of public support. *Renewable Energy*, 21(1):49–64.
- ZADEH, L. A. (1978). Fuzzy sets as a basis for a theory of possibility. *Fuzzy Sets and Systems*, 100(Z):9–34.
- ZAJAMŠEK, B., HANSEN, K. L., DOOLAN, C. J. et HANSEN, C. H. (2016). Characterisation of wind farm infrasound and low-frequency noise. *Journal of Sound and Vibration*, 370:176–190.
- ZHU, W. J., HEILSKOV, N., SHEN, W. Z. et SØRENSEN, J. N. (2005). Modeling of Aerodynamically Generated Noise From Wind Turbines. *Journal of Solar Energy Engineering*, 127(4):517–528.
- ZOUBOFF, V., BRUNET, Y., BÉRENGIER, M. et SECHET, E. (1994). A qualitative approach of atmospheric effects on long range sound propagation. Ottawa, Canada. 6th Inter. Symp. On Long Range Sound Prop.



---

**Titre :** Estimation des incertitudes de modélisation du bruit des éoliennes

**Mots clés :** Emission et propagation du bruit des éoliennes, quantification d'incertitude, propagation d'incertitude, analyse de sensibilité globale.

**Résumé :** Il existe aujourd'hui un enjeu sociétal majeur à étudier l'émission et la propagation du bruit émis par les éoliennes, et notamment de quantifier l'incertitude sur l'estimation des niveaux sonores. En effet, bien que ces niveaux sonores soient relativement faibles en regard de ceux générés par d'autres sources acoustiques de l'environnement (e.g. les transports terrestres), les nuisances sonores d'origine éolienne sont souvent mises en avant comme gêne potentielle. Ainsi, ces travaux de thèse visent à quantifier la dépendance spatiale et fréquentielle des incertitudes rencontrées en acoustique environnementale, et en particulier concernant le bruit des éoliennes.

Pour ce faire, un couplage est réalisé entre un modèle d'émission acoustique permettant de prendre en compte les spécificités acoustiques des éoliennes (spectre et directivité), et un modèle de propagation acoustique permettant de prendre en compte les effets de l'atmosphère (thermique et aérodynamique) et les effets de sol (absorption et rugosité) sur la propagation acoustique. Une analyse de sensibilité est ensuite effectuée afin de déterminer les paramètres de l'environnement les plus influents sur la dispersion des niveaux sonores. Suite au développement d'un métamodèle, une analyse d'incertitude est réalisée afin d'estimer la variabilité totale des niveaux sonores. Enfin, la méthode est appliquée à quelques exemples de situations caractéristiques du contexte éolien.

---

**Title :** Uncertainty quantification in wind turbine noise modeling

**Keywords :** Wind turbine noise, Sensitivity analysis, Uncertainty analysis

**Abstract :** There is a major societal challenge to study the emission and propagation of noise emitted by wind turbines, and in particular to quantify the uncertainty in the estimation of sound levels. Although these sound levels are relatively low compared to those generated by other acoustic sources in the environment (e.g. land transport), noise pollution from wind turbines is often highlighted as a potential nuisance. Thus, this thesis work aims to quantify the spatial and frequency dependence of the uncertainties encountered in environmental acoustics, and in particular concerning wind turbine noise.

To do so, a coupling is made between an acoustic emission model allowing to take into account the acoustic specificities of wind turbines (spectrum and directivity), and an acoustic propagation model allowing to take into account the effects of the atmosphere (thermal and aerodynamic vertical profiles) and the ground effects (absorption and roughness) on acoustic propagation. A sensitivity analysis is then carried out to determine the environmental parameters that have the greatest influence on the dispersion of sound levels. Following the development of a metamodel, an uncertainty analysis is carried out to estimate the total variability of the sound levels. Finally the method is applied to some examples of situations characteristic of the wind turbine noise.