



Caractérisation des propriétés acoustiques de revêtements poreux par mesures in situ - Application au colmatage des chaussées

Gaëlle Benoit

► To cite this version:

Gaëlle Benoit. Caractérisation des propriétés acoustiques de revêtements poreux par mesures in situ - Application au colmatage des chaussées. Acoustique [physics.class-ph]. Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat, 2013. Français. NNT : 2013-ENTP-0009 . tel-00954944

HAL Id: tel-00954944

<https://theses.hal.science/tel-00954944>

Submitted on 3 Mar 2014

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.

MEMOIRE de THESE

Thèse préparée au
Laboratoire Génie Civil et Bâtiment
Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat
et au
Laboratoire Régional de Blois
Centre d'Etudes Techniques de l'Equipement Normandie-Centre

Présentée devant

l'Ecole Nationale des Travaux Publics de l'Etat
Ecole Doctorale : Mécanique, Energétique, Génie civil et Acoustique
Spécialité Acoustique

Par

Gaëlle BENOIT

Pour l'obtention du grade de Docteur

**Caractérisation des propriétés acoustiques
de revêtements poreux par mesures *in situ***

-

Application au colmatage des chaussées

Soutenue le 20 décembre 2013

Devant la Commission d'Examen

JURY

M. Raymond PANNETON	Professeur	Rapporteur
M. Morvan OUISSE	Professeur	Rapporteur
M. Jörn HÜBELT	Professeur	Examineur
M. Jean-Louis GUYADER	Professeur	Examineur
M. Xavier OLNÏ	Docteur	Examineur
M. Emmanuel GOURDON	Docteur	Examineur
M. Claude BOUTIN	Professeur	Directeur de thèse
M. Michel BERENGIER	Directeur de Recherche HDR	Directeur de thèse

Résumé

Les revêtements de chaussée poreux possèdent des propriétés intéressantes du point de vue de la sécurité routière autant que de celui du bruit dans l'environnement. Cependant, leurs propriétés peuvent évoluer fortement au cours du temps, jusqu'à devenir équivalentes à celles des revêtements classiques, sous l'effet des conditions climatiques et du colmatage.

L'objectif de ce travail de thèse est de mettre en place les outils nécessaires à l'évaluation *in situ* des paramètres liés à la microstructure du revêtement poreux par une méthode acoustique non destructive. Ainsi, les méthodes de mesure *in situ* de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption sont étudiées. Trois de ces méthodes sont comparées successivement sur une mousse polymère, puis sur un Béton Bitumineux Drainant.

Par ailleurs, les phénomènes de propagation et de dissipation dans ce type de milieu poreux sont décrits, menant aux modèles qui relient propriétés acoustiques (impédance de surface et coefficient d'absorption notamment) aux paramètres intrinsèques du matériau ; parmi ceux-ci, un modèle respectant la physique du problème et nécessitant peu de paramètres est choisi pour la suite des applications.

Une analyse de la sensibilité de ce modèle aux paramètres conduit au développement d'une démarche d'inversion guidée du modèle. Elle permet, à partir des grandeurs mesurables *in situ*, d'estimer les paramètres un par un sur des gammes de fréquences adaptées à leur influence. Cette démarche est validée sur des carottes de revêtement poreux et présente des résultats satisfaisants sur les mesures réalisées *in situ*.

Enfin, les outils développés sont appliqués à la problématique du colmatage. Le protocole expérimental permet de mettre en lumière l'effet du colmatage sur les grandeurs acoustiques et sur les paramètres liés à la microstructure du matériau.

Mots clés Revêtement de chaussée poreux, caractérisation acoustique non destructive, mesures acoustiques *in situ*, analyse de sensibilité, inversion guidée, colmatage

Abstract

Characterization of the acoustic properties of porous surfaces by *in situ* measurements

Application to the clogging of porous road surfaces

Porous road surfaces have interesting properties for road safety and noise reduction. However, these properties can change significantly over time, due to weather conditions and clogging, until they are the same as usual road surfaces.

The aim of this PhD work is to set up the scientific tools needed for the *in situ* evaluation of the parameters related to the microstructure of the porous road surface by a non-destructive acoustic method. The methods for measuring *in situ* the surface impedance and the absorption coefficient are investigated. Three of these methods are compared on a polymeric foam and a pervious bituminous concrete.

Moreover, propagation and dissipation phenomena in this porous medium are described; it leads to the models relating the acoustic quantities (including the surface impedance and the absorption coefficient) to the intrinsic material parameters. Among them, a model is chosen which complies with the physical problem and requires only three parameters.

A analysis of the sensitivity of this model to its parameters is performed, leading to the development of a guided model inversion procedure. From the quantities measured *in situ*, this procedure allows to estimate each parameter in turn in targeted frequency ranges regarding their influence on the outputs of the model. This procedure is validated on samples of porous road surface and gives relevant results on *in situ* measurements.

Lastly, the elaborated tools are applied to the clogging issue. The experimental set-up allows to highlight the effect of clogging on the acoustical quantities and on the parameters related to the material microstructure.

Keywords Porous road surface, non-destructive acoustic characterization, *in situ* acoustic measurements, sensitivity analysis, clogging

Remerciements

Au cours des six années que j'ai consacrées à cette thèse, j'ai souvent pensé avec impatience au moment béni où serait venu le moment de rédiger les remerciements, et voici qu'il est arrivé. A thèse plus longue, remerciements plus longs, car beaucoup de personnes m'ont soutenue et permis de surmonter (ou contourner) les obstacles nombreux qui s'élevaient entre une lointaine soutenance et moi.

Tout d'abord, cette thèse n'aurait pu être réalisée sans le soutien financier de la Direction de la Recherche et de l'Innovation, par l'intermédiaire de Brigitte Hébrard, et de l'IFSTTAR, par le biais des opérations de recherche pilotées par Guillaume Dutilleux du CETE de l'Est et Judicaël Picaut de l'IFSTTAR, puis par Fabienne Anfosso-Lédée de l'IFSTTAR et Smaïl Hamlat du CETE de l'Ouest.

Je souhaite remercier mon directeur de thèse Claude Boutin, dont la rigueur a fortement contribué à l'amélioration de ce travail. Je remercie également mon co-directeur de thèse Michel Bérengier de la latitude qu'il m'a laissée dans l'orientation et les choix faits au cours de mes recherches.

Je remercie vivement Morvan Ouisse et Raymond Panneton d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Leur regard sur mon travail a été très enrichissant. Je remercie en particulier Morvan de l'après-midi qu'il a consacrée à discuter avec moi des mérites et des limites de l'indice de sensibilité de Sobol, et Raymond de son réveil matinal pour assister à ma soutenance en visioconférence.

Je tiens également à remercier Jörn Hübelt, Xavier Olny et Jean-Louis Guyader d'avoir été les examinateurs de ma thèse. Je souhaite exprimer tout particulièrement ma gratitude à l'égard de Jörn Hübelt, qui a consacré du temps à l'étude de mon rapport de thèse (en français !) et qui a accepté de faire le déplacement pour ma soutenance (également en français...). Son avis et ses remarques sur mon travail me sont précieux. Jörn, ich möchte mich bei Ihnen ganz herzlich bedanken für Ihre Zusage, an dieser auf Französisch gehaltenen mündlichen Promotionsprüfung teilzunehmen, sowie für die Zeit, die Sie sich

genommen haben, um an meiner Dissertation in Zusammenarbeit mit François-Xavier Bécot mitzuwirken. Ihre Meinung über meine Arbeit ist mir sehr wichtig und ich hoffe, dass wir zukünftig wieder zusammenarbeiten werden.

Toute ma reconnaissance va à Xavier Olny, non seulement pour sa participation à mon jury de soutenance, qui représente beaucoup pour moi, mais également pour ses encouragements et son attention, le temps qu'il a consacré à rendre claires des notions qui ne me l'étaient pas, et surtout pour le goût de la recherche et de l'acoustique, en particulier celle des milieux poreux, qu'il m'a transmis.

Je ne pourrai jamais remercier assez Emmanuel Gourdon, mon conseiller scientifique, mon tuteur, ou tout autre mot dont on désigne les personnes qui travaillent au quotidien avec les thésards. Toujours disponible, toujours à me pousser plus loin en restant positif et optimiste, sans son implication, son soutien constant et les séances mensuelles de re-motivation je ne serais probablement pas allée au bout de cette thèse. Je suis consciente aujourd'hui qu'il était vraiment la personne la mieux qualifiée pour m'encadrer et je me réjouis d'avoir pu mener à bien ce travail avec lui, des phases expérimentales où nous avons mis le feu au propre comme au figuré jusqu'à l'aboutissement de la méthode de caractérisation, en passant par les prises de tête sur l'étude de sensibilité.

Toute ma gratitude va à François-Xavier Bécot, Luc Jaouen et Fabien Chevillotte, de Matelys Acoustique et Vibrations, qui, malgré leur planning chargé, m'ont très régulièrement consacré du temps et m'ont permis de débloquer plusieurs problèmes.

J'adresse mes vifs remerciements à Louis Dupont, directeur du Laboratoire Régional de Blois, pour m'avoir donné les moyens de réaliser ma thèse en parallèle de mon travail de responsable de l'unité acoustique du Laboratoire, et pour m'avoir soutenue dans les moments critiques. Je remercie également chaleureusement les membres de mon équipe au Laboratoire, et tout particulièrement Régis Boittin, Hugues Boutfol, Sophie Blougorn et Lionel Segaud, pour qui cette dernière année de thèse a été synonyme d'une charge de travail accrue. Avec une autre équipe je n'y serais peut-être pas parvenue. Merci enfin à Édouard Durand pour l'avis extérieur qu'il a bien voulu donner plusieurs fois sur mon travail, ainsi qu'à Yannick Fargier pour ses conseils lors de la phase finale.

Je remercie chaleureusement Julien Cesbron, Xavier Dérobert, Samuel Louis, Yves Pichaut, Jean-Michel Simonin, Géraldine Villain de l'IFSTTAR, ainsi que Guilhem Autret et Martin Schoreisz du CETE Ile de France, pour leur aide technique indispensable lors des mesures, notamment in situ. Merci également à Véronique Cérézo pour son ex-

pertise concernant les chaussées poreuses. Je ne peux pas oublier de remercier Joachim Blanc-Gonnet de l'ENTPE pour le temps qu'il a passé sur Labview pour les mesures en laboratoire sur mes échantillons de chaussée. Je remercie également Philippe Lapeyre, Philippe Breton et Alain Genochio, mes collègues spécialistes des chaussées au LR de Blois, d'avoir répondu à mes nombreuses questions sur le sujet.

Je suis très reconnaissante à Sonia Cenille, Francette Pignard et Luc Delattre de leur aide dans le parcours semé d'embûches des formalités administratives liée à ma thèse, au montage encore plus compliqué que les autres, et à Mme Baussant pour l'organisation de ma soutenance.

Merci aux différents doctorants et habitants du B02 de l'ENTPE, qui m'ont accueillie amicalement lors de mes visites régulières. Merci tout particulièrement aux doctorants actuels et passés qui, me faisant partager leur expérience et leurs difficultés, m'ont montré que mon parcours n'était pas différent du leur : mon collègue et co-doctorant de l'acoustique des milieux poreux Philippe, que je suis ravie de suivre parmi les docteurs en acoustique, Carole et Alex, Valérie, Sophie, Marine et Bertrand (« si tu continues à mettre un pas devant l'autre pour ta thèse, tu finiras par y arriver »), Christophe (« une thèse c'est un tiers de secrétariat, un tiers de doute et un tiers de production effective »), Francis, Delphine Jacqueline et Delphine Lejri, Aurélie, et ceux que j'ai bien involontairement oubliés. Je remercie tout particulièrement Alex pour son travail de relecteur/traducteur des textes en anglais et allemand, Francis pour la hotline LaTeX, Beamer et Tikz, et Christophe pour le support LaTeX, Scilab, moral, et l'article dont je suis fière qu'il soit co-auteur. Christophe est d'ailleurs présent sur une photo du mémoire...

Mon mémoire de thèse a grandement bénéficié de la relecture attentive, pour partie de Charline, mais surtout de Stéphane.

Lors des visites mensuelles à Lyon pendant six ans, j'ai eu la chance d'être hébergée la plupart du temps chez des amis, dont l'accueil chaleureux m'a encouragée : je remercie donc avec affection Aurélie et la famille Duprez, à qui j'espère bien continuer à rendre visite avec ou sans motif professionnel.

Pour finir, je remercie très affectueusement mes parents, qui m'ont toujours soutenue et appris à travailler et à me battre pour ce à quoi je tiens. Et je termine bien sûr en exprimant toute ma reconnaissance et mon affection à Stéphane, pour qui les hauts et les bas de ces six ans n'ont pas été de tout repos, et qui peut revendiquer une part de cette thèse.

Liste des symboles

Opérateurs mathématiques

∇	opérateur gradient
$\vec{\nabla}$	opérateur divergence
Δ	opérateur laplacien
$ u $	amplitude de u
$\varphi(u)$	phase de u

Symboles latins

c_0	célérité du son dans l'air	(m/s)
$c_{\text{matériau}}$	célérité du son dans le matériau	(m/s)
C_p	chaleur spécifique de l'air à pression constante	(J/K.kg)
$d_{1,2}$	distance matériau-microphone 1,2	(m)
e	épaisseur du matériau	(m)
E	espérance	
$\hat{E}$	estimation de l'espérance	
EcT	écart-type	
f	fréquence	(Hz)
f_c	fréquence limite haute fréquence du tube d'impédance	(Hz)
f_{dec}	fréquence de découplage de Zwicker & Kosten étendu	(Hz)
f_{ech}	fréquence d'échantillonnage	(Hz)
f_{ind}	fréquence d'indétermination	(Hz)
f_{opt}	fréquence optimale	(Hz)

f_v	fréquence caractéristique des effets visco-inertiels	(Hz)
$f_{\lambda/4}$	fréquence quart d'onde	(Hz)
f_μ	fonction des effets visco-inertiels	
f_θ	fonction des effets thermiques	
F_c	fonction de correction des effets visco-inertiels	
$F_{coût}$	fonction coût	
h	distance source-matériau	(m)
$h_m(t)$	réponse impulsionnelle globale	(s)
$h_i(t)$	réponse impulsionnelle du trajet direct	(s)
$h_r(t)$	réponse impulsionnelle du trajet réfléchi	(s)
$h_p(t)$	réponse impulsionnelle des réflexions parasites	(s)
$h_n(t)$	réponse du bruit de fond	(s)
H_{12}	fonction de transfert	
$H_{12,EA}$	fonction de transfert bruit ambiant	
I_{X_i}	indice de sensibilité au paramètre X_i	
$I_{X_i,T}$	indice de sensibilité global au paramètre X_i	
$\Im$	partie imaginaire d'un nombre complexe	
j	$\sqrt{-1}$	
J_0 et J_1	fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1	
k	nombre d'onde	(rad/m)
k_{air}	nombre d'onde dans l'air	(rad/m)
k'_0	perméabilité thermique	
K_{eq}	module d'incompressibilité équivalent	(Pa)
K_r	facteur de divergence géométrique	
ℓ	taille des pores, dimension caractéristique microscopique du milieu poreux	(m)
l	taille minimale des granulats d'un revêtement de chaussée	(mm)
L	taille maximale des granulats d'un revêtement de chaussée	(mm)
L_{sr}	distance source récepteur	(m)
m_{ech}	masse de l'échantillon	(m ³)
N	nombre d'éléments de l'échantillon	
N_{Pr}	nombre de Prandtl	

p	pression acoustique	(Pa)
P_0	pression de l'air à l'équilibre	(Pa)
$\bar{r}$	rayon hydraulique des pores	
$r_p(t)$	coefficient de réflexion temporel	
r_s	rayon de la surface active	(m)
$\Re$	partie réelle d'un nombre complexe	
R_1	distance source-récepteur	(m)
R_2	distance source image-récepteur	(m)
R	coefficient de réflexion	
R_c	rayon du cylindre ou de la cellule élémentaire	(m)
R_{ref}	coefficient de réflexion de la surface de référence	
R_t	rayon du tube d'impédance circulaire	(m)
Q	débit de l'écoulement d'air	(m ³ /s)
s	écartement des microphones	(m)
$\mathcal{S}$	facteur de forme	
S	section des pores	(m ²)
t	variable temporelle	(s)
T	rapport des fonctions de Bessel J1 et J0	
T_0	température de l'air	(K)
T_w	largeur de la fenêtre temporelle	(s)
v	vitesse particulaire	(m/s)
V	variance	
$\hat{V}$	estimation de la variance	
V_{ech}	volume de l'échantillon	(m ³)
V_f	volume du fluide	(m ³)
V_s	volume du squelette	(m ³)
V_v	volume des vides	(m ³)
X	variable aléatoire	
X_i	i^e paramètre d'entrée du modèle	
Y	sortie du modèle	
Z_0	impédance caractéristique de l'air	(Pa.s/m)
Z_c	impédance caractéristique du matériau	(Pa.s/m)

Z_s	impédance de surface du matériau	(Pa.s/m)
$Z_{s,EA}$	impédance de surface bruit ambiant	(Pa.s/m)

Symboles grecs

α	coefficient d'absorption	
$\alpha(\omega)$	coefficient d'absorption dynamique	
α_∞	tortuosité	
β	admittance de surface normalisée du matériau	
β_c	fraction solide des cellules élémentaires	
γ	rapport des chaleurs spécifiques de l'air	
δ_v	épaisseur de la couche limite visqueuse	(m)
δ_t	épaisseur de la couche limite thermique	(m)
η	viscosité dynamique du fluide	(Pa.s)
θ	angle d'orientation des pores par rapport à la surface	
$\Theta_{eq}(\omega)$	perméabilité thermique dynamique	(m ²)
κ	conductivité thermique de l'air	(W/mK)
λ	longueur d'onde	(m)
λ_{opt}	longueur d'onde optimale	(m)
Λ_v	longueur caractéristique des effets visqueux	(m)
Λ_t	longueur caractéristique des effets thermiques	(m)
$\mu(x)$	densité de probabilité	
$\Pi(0)$	perméabilité statique	(m ²)
$\Pi_{eq}(\omega)$	perméabilité statique dynamique	(m ²)
Π_{diss}^v	puissance dissipée par les effets visco-inertiels	(W)
Π_{diss}^t	puissance dissipée par les effets thermiques	(W)
ρ_0	densité de l'air	(kg/m ³)
ρ_{eq}	densité équivalente du matériau	(kg/m ³)
ρ_f	densité du fluide	(kg/m ³)
ρ_m	densité du matériau	(kg/m ³)
σ	résistivité	(Nm ⁻⁴ s)
τ	température acoustique du fluide	(K)
$\Delta\tau$	déphasage des trajets direct et réfléchi	(s)

Υ	potentiel des vitesses	
Φ	porosité	
ψ	angle de réflexion	(rad)
ω	pulsation	(rad/s)
ω_v	pulsation caractéristique des effets visco-inertiels	(rad/s)
ω_t	pulsation caractéristique des effets thermiques	(rad/s)
Ω	domaine poreux	(m ³)

Acronymes

BBDr	Béton Bitumineux Drainant
BBSG	Béton Bitumineux Semi-Grenu
BBTM	Béton Bitumineux Très Mince
CETE	Centre d'Études Techniques de l'Équipement
IFSTTAR	Institut Français des Sciences et Technologies des Transports, de l'Aménagement et des Réseaux
MLS	Maximum-Length Sequences (Séquences de Longueur Maximale)
VER	Volume Élémentaire Représentatif

Table des matières

Problématique	1
I Propagation du son dans un milieu poreux à squelette immobile	5
1 Phénomènes physiques au passage d'une onde acoustique dans un revêtement poreux	5
1.1 Caractéristiques des revêtements de chaussée poreux	5
1.2 Hypothèses liées au fonctionnement acoustique	8
1.3 Échelle microscopique	11
1.4 Passage à l'échelle macroscopique	15
2 Paramètres liés à la microstructure du matériau : signification physique et mesure	20
2.1 Mesure de la porosité	20
2.2 Résistivité statique au passage de l'air	22
2.3 Limite haute fréquence de la tortuosité	23
3 Modèles du milieu homogène équivalent	25
3.1 Modèles empiriques : Delany-Bazley, Miki	26
3.2 Modèles analytiques	27
3.3 Modèles semi-phénoménologiques	30
3.4 Comparaison de trois modèles sur deux carottes de revêtements poreux	31
4 Conclusion	34
II Mesures de l'impédance et du coefficient d'absorption acoustique in situ	35
1 Méthodes de mesures de l'impédance de surface <i>in situ</i>	36
1.1 Revue des types de méthodes existants	36
1.2 Méthode de la fonction de transfert	37
1.3 Méthode de séparation des signaux	44
1.4 Mesure directe de l'impédance à l'aide d'une sonde PU	50

1.5	Conclusion sur les méthodes présentées : bilan et choix des méthodes testées	53
2	Comparaison de trois méthodes de mesure <i>in situ</i> sur une mousse polymère	56
2.1	Mesures réalisées	56
2.2	Résultats	59
3	Comparaison de trois méthodes sur une chaussée poreuse	71
3.1	Mesures réalisées	71
3.2	Répétabilité et incertitudes	75
3.3	Résultats	89
4	Conclusion	94
III Caractérisation d'un matériau poreux à partir de l'impédance de surface		97
1	Cadre du problème de caractérisation	98
2	Étude de sensibilité du modèle de Zwikker & Kosten étendu	100
2.1	Méthodes d'analyse de sensibilité existantes	100
2.2	Indice de sensibilité utilisé et estimation	101
2.3	Application au modèle de Zwikker & Kosten étendu	107
2.4	Conclusions issues de l'étude de sensibilité pour une méthode de caractérisation des matériaux	118
3	Méthode d'identification basée sur les résultats de l'étude de sensibilité des modèles	120
3.1	Principe	120
3.2	Algorithme utilisé	121
3.3	Application à des carottes de revêtement poreux	126
3.4	Application à des mesures <i>in situ</i>	138
4	Conclusion	145
IV Application : évolution du colmatage d'un revêtement poreux		147
1	Le phénomène du colmatage	147
1.1	Filtration d'un fluide contenant des particules en suspension par un milieu poreux : généralités	148
1.2	Le colmatage des revêtements de chaussée poreux	149
2	Expérimentation mise en place	150
2.1	Matériau colmatant	151
2.2	Mode opératoire	151
2.3	Effet de l'élévation de température de l'échantillon sur les mesures .	152

3	Évolution de l'absorption et de l'impédance avec le colmatage	158
3.1	Effet du colmatage sur l'absorption	158
3.2	Effet du colmatage sur l'impédance	158
4	Évolution des paramètres avec le colmatage	162
4.1	Modes d'estimation utilisés	162
4.2	Évolution de la porosité	163
4.3	Évolution de la résistivité	165
4.4	Évolution de la tortuosité	171
4.5	Calcul des grandeurs acoustiques à partir des paramètres estimés .	173
4.6	Évolution de la fréquence caractéristique visco-inertielle	174
5	Conclusion	175
Conclusion et perspectives		179
Bibliographie		183
A Modèle de Johnson-Champoux-Allard		191
B Mesures complémentaires par méthode Fonction de transfert		193
C Études de sensibilité complémentaires		197
D Colmatage : comparaison entre grandeurs acoustiques mesurées et calculées		199

Problématique

Contexte

La lutte contre le bruit a fait l'objet de nombreuses réglementations depuis une trentaine d'années en France et en Europe. L'une des plus récentes est la directive 2002/49/CE qui demande aux États-Membres d'évaluer l'exposition au bruit de leurs populations et d'établir des plans d'action sous l'intitulé de Plans de Prévention du Bruit dans l'Environnement. Un rapport de l'Organisation Mondiale de la Santé [WHO 2011] a ainsi conclu, en s'appuyant notamment sur les données produites suite à la publication de cette directive, que plus d'un million d'années de vie en bonne santé par an sont perdues en Europe du fait de l'exposition au bruit routier.

Pour réduire les nuisances sonores liées à la circulation routière, les solutions à la source sont privilégiées, parmi lesquelles les revêtements de chaussée occupent une place intéressante. En effet, ils permettent de limiter le bruit généré au contact du pneu sur la chaussée, mais également d'absorber une partie du bruit émis qui se propage dans l'environnement.

Les performances acoustiques ne sont pourtant qu'un aspect des atouts de ces revêtements. En effet ils possèdent des propriétés intéressantes du point de vue de la sécurité routière : ils présentent une bonne adhérence et peuvent permettre l'infiltration des eaux pluviales, limitant ainsi les risques d'*aqua-planing* et les projections d'eau.

C'est pourquoi ces matériaux ont fait l'objet de nombreuses recherches depuis les années 1970 ; plus de 20 millions de m² de revêtements poreux ont d'ailleurs été répandus sur le réseau routier français entre 1984 et 1993 [Bar & Delanne 1993].

Cependant les propriétés des revêtements poreux qui en font une solution technique intéressante peuvent évoluer rapidement après leur mise en place. Les fortes chaleurs ainsi que les cycles de gel/dégel entraînent notamment une recomposition de la micro-structure du revêtement qui peut altérer ses performances. Par ailleurs le colmatage affecte très sérieusement ce type de matériaux, conduisant à une annulation des performances du

revêtement comparativement à des techniques de chaussées fermées en l'espace de 5 ans. Le colmatage supprime ainsi deux des principaux intérêts des revêtements de chaussée poreux : les performances acoustiques et l'infiltration des eaux pluviales. La problématique de la viabilité hivernale est un autre frein important au développement de ces techniques.

Il est néanmoins complexe de connaître l'état de la micro-structure du revêtement après sa mise en place, autrement qu'en prélevant des carottes du matériau dans le revêtement. Cette solution destructive n'est bien sûr pas envisageable dans le cadre du suivi régulier d'un réseau routier par son gestionnaire. La recherche d'une méthode non destructive de caractérisation de la chaussée en place est donc à privilégier.

Dans ce contexte, les méthodes acoustiques, qui permettent l'accès à des grandeurs mesurables sur site, comme l'impédance de surface ou le coefficient d'absorption acoustique, sans contact avec le matériau, se révèlent tout à fait appropriées. L'étude de la propagation des ondes dans les milieux poreux a d'ailleurs fait l'objet de nombreux travaux (ceux de Zwikker et Kosten [Zwikker & Kosten 1949] et Biot [Biot 1956] notamment) depuis le milieu du vingtième siècle, permettant de lier les paramètres intrinsèques du matériau aux grandeurs acoustiques macroscopiques mesurables.

La méthode visée doit permettre de déterminer l'évolution des paramètres à partir de celle des grandeurs acoustiques mesurées. Elle n'a cependant pas pour objectif une caractérisation fine du matériau, mais une caractérisation relative, qui permette grâce à des mesures régulières d'évaluer l'évolution de l'état du revêtement. Le problème est donc posé différemment des problématiques de caractérisation de matériaux en laboratoire.

Démarche de travail

La démarche de travail adoptée vise à mettre en place les outils permettant la caractérisation d'un revêtement de chaussée *in situ* par une méthode acoustique non destructive.

Physique du problème et choix d'un modèle Une description du matériau et de la propagation d'une onde dans ce milieu est faite dans le chapitre I. Elle permet de présenter les modèles qui relient les paramètres liés à la micro-structure du milieu aux grandeurs acoustiques mesurables *in situ*. Un modèle faisant appel à trois paramètres est choisi pour décrire le comportement des revêtements de chaussée poreux.

Méthode de mesure Le chapitre II s'intéresse aux méthodes de mesure acoustiques *in situ* adaptées à la problématique. Trois types de méthodes de mesures sont présentés en

détail. Parmi ces trois catégories, deux font l'objet d'investigations sous la forme de trois méthodes de mesure qui sont comparées sur une mousse polymère, matériau dont on peut prélever des échantillons pour la réalisation de mesures complémentaires en laboratoire, et sur un revêtement de chaussée poreux.

Démarche d'inversion guidée du modèle pour estimer les paramètres à partir des données de mesure Le chapitre III présente une démarche d'analyse de sensibilité qui permet d'évaluer l'influence des paramètres d'entrée du modèle sur les grandeurs de sortie lorsque ceux-ci varient simultanément au sein de grands intervalles. Les résultats de cette étude servent de base à une démarche d'inversion guidée du modèle, sur des gammes de fréquences ciblées. Cette démarche permet une inversion "intelligente" du modèle pour optimiser les chances d'aboutir à une estimation pertinente des paramètres physiques. Cette méthode est validée par le biais de mesures en laboratoire sur des carottes de revêtements poreux, puis appliquée à des données de mesure obtenues *in situ*.

Application à l'évaluation de l'évolution du colmatage d'un revêtement poreux Le colmatage est l'un des processus qui affectent la micro-structure du revêtement poreux ; c'est pourquoi les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse ont été appliqués à l'étude de ce phénomène. Les données de mesures progressives réelles sur un revêtement en cours de colmatage n'étant pas disponibles, un protocole expérimental a été mis en place pour colmater artificiellement un échantillon de revêtement poreux. Les effets de ce phénomène sur les grandeurs acoustiques mesurées ainsi que les paramètres liés à la micro-structure du matériau sont étudiés dans le chapitre IV.

Chapitre I

Propagation du son dans un milieu poreux à squelette immobile

L'un des objectifs de cette thèse est d'utiliser les propriétés acoustiques du revêtement poreux pour en déduire des informations quant à l'état interne du matériau. Il s'agit donc de relier les grandeurs acoustiques mesurables *in situ* aux paramètres liés à la microstructure du revêtement, par le biais de la connaissance des phénomènes de propagation d'une onde acoustique dans un milieu poreux.

Ce chapitre décrit donc les caractéristiques des milieux poreux particuliers que sont les revêtements de chaussée poreux et expose les modèles de propagation permettant de relier propriétés acoustiques du revêtement et paramètres intrinsèques de la microstructure.

1 Phénomènes physiques au passage d'une onde acoustique dans un revêtement de chaussée poreux

1.1 Caractéristiques des revêtements de chaussée poreux

1.1.1 Un milieu composé d'une matrice solide et d'un réseau de pores

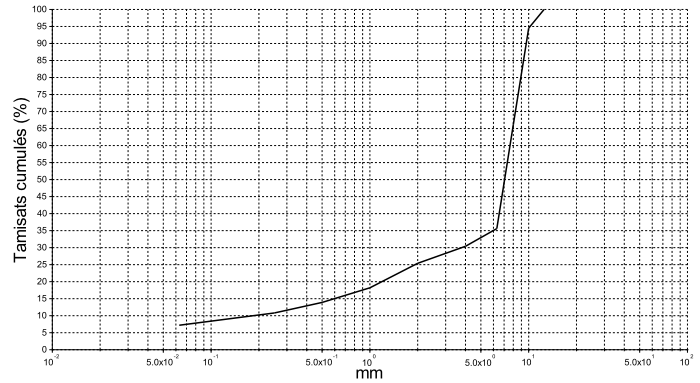
Les revêtements de chaussée sont constitués d'un ensemble de sables et de granulats agglomérés par un liant hydrocarboné ; en fonction de la taille des grains et de la courbe granulométrique, des vides peuvent apparaître dans le matériau.

Certains revêtements sont donc poreux, du fait de la teneur en vides du matériau. On peut notamment citer les Bétons Bitumineux Très Minces (BBTM) et les Bétons Bitumineux Drainants (BBD_r).

Les figures I.1 et I.2 présentent des exemples de texture et courbe granulométrique pour des revêtements BBTM et BBDr.



(a) Texture

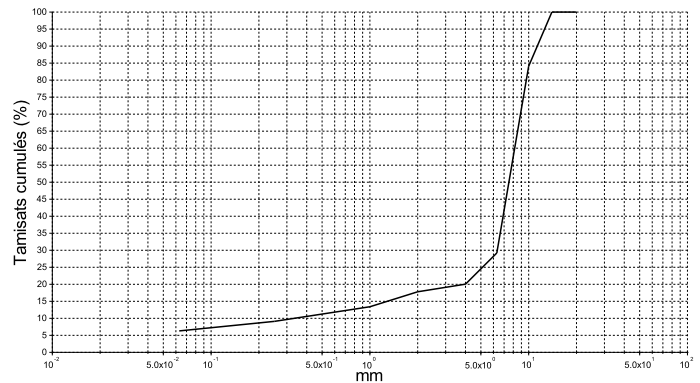


(b) Courbe granulométrique

Figure I.1 – Exemple de texture et granulométrie d'un revêtement BBTM (source CETE Normandie-Centre)



(a) Texture



(b) Courbe granulométrique

Figure I.2 – Exemple de texture et granulométrie d'un revêtement BBDr (source CETE Normandie-Centre et CETE de l'Ouest)

L'ensemble sables + granulats + liant compose le squelette du matériau; les vides présents entre les grains définissent le réseau de pores, généralement saturé par l'air. Les pores peuvent également être partiellement remplis d'eau, les BBDr étant notamment utilisés pour évacuer l'eau présente sur la chaussée par temps de pluie. On se limite dans le cadre de ce travail à l'étude du matériau saturé d'air.

Le squelette étant composé en partie de granulats, les revêtements de chaussée sont souvent rapprochés de la catégorie des matériaux granulaires, en particulier en mécanique. La phase solide peut alors être modélisée comme un agencement de particules qu'on assimile à des sphères. En acoustique, on s'intéresse généralement à la morphologie des pores. Le réseau de pores peut par exemple être modélisé comme un ensemble de pores cylindriques interconnectés.

Porosité La porosité du matériau est définie comme le ratio du volume des vides sur le volume total du matériau.

Si l'on considère le passage d'une onde acoustique dans le matériau, la propagation n'est possible que si les pores du matériau sont connectés entre eux et avec l'extérieur. Le réseau des pores répondant à ces caractéristiques correspond à la porosité ouverte (cf.figure I.3).

A l'opposé, les pores fermés, qui ne communiquent pas entre eux, ont un effet négligeable sur la propagation de l'onde, car le squelette est considéré comme imperméable. L'ensemble des volumes fermés et non accessibles à l'onde du matériau crée la porosité occluse.

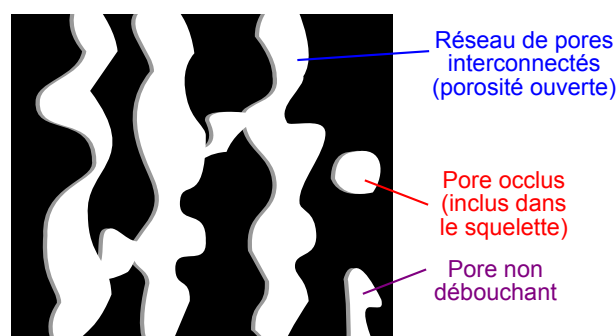


Figure I.3 – Porosité ouverte et occluse (extrait de [APMR])

Dans la suite, le terme de porosité renverra à la porosité ouverte Φ .

Il est à noter que certains travaux récents [Dupont *et al.* 2011, Dupont *et al.* 2013] considèrent une troisième porosité, la porosité non débouchante, qui correspond aux pores auxquels l'onde peut accéder mais qui ne lui permettent pas de traverser le matériau. Cette porosité est considérée comme appartenant à la porosité ouverte dans les travaux classiques.

Le paragraphe I.2.1 présente plusieurs méthodes de mesure de la porosité.

La porosité des revêtements de chaussée considérés est de l'ordre de 15 à 18 % pour un BBTM, 25% pour un BBDr, soit des porosités faibles comparées à celles des matériaux

poreux étudiés généralement en acoustique (85 à 99 % pour des laines de verre et laines de roche).

1.1.2 Dimensions des grains et des pores

La dénomination des enrobés bitumineux précise leur granulométrie sous la forme l/L , avec l et L la taille des grains respectivement les plus petits et les plus grands. Un Béton Bitumineux 0/10 par exemple est composé de grains allant des sables très fins à des granulats de taille inférieure ou égale à 10 mm.

Les granulométries les plus utilisées pour les revêtements poreux sont 0/10 et 0/6.

La dimension des granulats donne une indication quant à la taille des pores compris entre les granulats ; leur taille est ainsi inférieure à la taille maximale des grains ; les plus gros pores sont généralement d’une dimension de l’ordre de la moitié de celle des granulats les plus gros.

Il est également possible d’estimer la taille des pores grâce aux techniques de traitement d’images sur des photos de matériaux. Bécot *et al.* [Bécot *et al.* 2013] ont appliqué cette méthode au revêtement bitumineux drainant de la piste d’essais de l’IFSTTAR Nantes ayant fait l’objet de mesures présentées au chapitre II.3. Ces investigations ont conduit à des tailles de pores inférieures à 6 mm, la médiane étant évaluée à 3.95 mm.

1.1.3 Épaisseur et support

Les BBTM et BBDr sont utilisés pour la pose de la couche de roulement (couche supérieure de la chaussée). Elle est d’une épaisseur comprise entre 2 cm (1.5 cm au minimum) et 6 cm environ, en fonction du type de revêtement.

La couche de roulement est appliquée sur un support appelé couche de liaison, souvent composée d’un Béton Bitumineux Semi-Grenu (BBSG) ; ce type de revêtement est très peu poreux (porosité inférieure à 6-7%). Par ailleurs, les couches sont “assemblées”, de manière à ce que l’ensemble de la chaussée reprenne les efforts qui s’appliquent sur la couche de roulement. Une fine couche de bitume ou d’émulsion est ainsi utilisée pour solidariser les deux couches. On peut donc considérer que la couche de roulement est disposée sur un support imperméable.

1.2 Hypothèses liées au fonctionnement acoustique

On suppose que l’air subit des perturbations “acoustiques”, c’est-à-dire de petites perturbations autour de son état de référence : on se place dans le cadre de l’acoustique

linéaire. La pression étudiée dans le fluide (pression acoustique) correspond donc aux petites variations de pression autour de l'état d'équilibre.

Pour certains matériaux à la microstructure particulière, il est possible d'exprimer analytiquement le comportement macroscopique du matériau au passage d'une onde acoustique en fonction de sa microstructure [Perrot 2006]. Cependant, pour la majorité des matériaux, la microstructure du matériau étant complexe, il est difficile de modéliser les phénomènes physiques ayant lieu au passage d'une onde acoustique dans le matériau à l'échelle microscopique.

Néanmoins, s'il existe un Volume Élémentaire Représentatif (VER) dans le matériau et si l'hypothèse de séparation d'échelle est vérifiée, c'est-à-dire si la longueur d'onde est très grande devant le VER, on peut considérer le matériau poreux bi-phasique comme un matériau homogène fictif. Les modèles permettant de calculer les grandeurs acoustiques au niveau macroscopique grâce aux paramètres liés à la microstructure du matériau sont appelés modèles du matériau équivalent.

La théorie de l'homogénéisation [Sanchez-Palencia 1980, Boutin 1987, Auriault 1991, Olny 1999] permet ainsi de passer des équations à l'échelle microscopique, concernant la vitesse particulière v dans les pores, aux relations macroscopiques, décrivant l'évolution de la vitesse $\langle v \rangle$ à travers le matériau vu comme un milieu équivalent.

Les deux hypothèses majeures de cette approche sont donc l'existence d'un Volume Élémentaire Représentatif dans le matériau et la séparation d'échelle. Ces deux hypothèses, ainsi que celles qui en découlent, sont détaillées ci-dessous.

1.2.1 Volume Élémentaire Représentatif

On suppose l'existence d'un Volume Élémentaire Représentatif du matériau. De ce fait, les grandeurs considérées à l'échelle de ce volume correspondent à celles caractéristiques de l'ensemble du matériau ; et les grandeurs macroscopiques (à l'échelle du matériau) peuvent être calculées à partir des grandeurs microscopiques (à l'échelle des pores) sur ce même volume.

Grâce à la théorie de l'homogénéisation, le matériau est considéré comme un milieu homogène à l'échelle macroscopique. On supposera par ailleurs ici qu'il est isotrope et que ses pores sont saturés par la phase fluide.

1.2.2 Séparation d'échelle et diffraction

L'hypothèse de la séparation d'échelle est la suivante : on considère que les longueurs d'onde sont grandes par rapport au Volume Élémentaire Représentatif (donc grandes par

rapport à la taille des pores) :

$$\lambda = \frac{c_0}{f} \gg \ell \quad (\text{I.1})$$

avec λ la longueur d'onde, c_0 la vitesse du son dans l'air, $c_0 \approx 343$ m/s à 20° C, f la fréquence et ℓ la taille des pores.

Cette hypothèse permet de considérer la diffraction comme négligeable dans la gamme de fréquence qui vérifie l'équation (I.1).

Cette thèse s'intéressant plus particulièrement aux revêtements de chaussée poreux, la taille des pores des matériaux étudiés est de l'ordre du centimètre au maximum.

On se place dans la gamme de fréquence permettant de négliger la diffraction : d'après l'équation (I.1) la fréquence des ondes considérées doit être très inférieure à 34 kHz environ. Pour rappel, le domaine des ondes audibles est compris entre 20 Hz et 20 kHz ; il vérifie donc bien cette relation.

1.2.3 Fluide incompressible à l'échelle locale

L'air est un fluide newtonien compressible.

Cependant, suite à l'hypothèse de séparation d'échelle, les longueurs d'onde sont grandes par rapport au VER, donc grandes par rapport à la taille des pores. La pression acoustique fluctue donc à l'échelle macroscopique.

De ce fait, la sollicitation du fluide à l'échelle macroscopique (de l'ordre de la longueur d'onde λ) entraîne une variation de volume également macroscopique ; à l'échelle des pores, très petits devant λ , la variation de volume est négligeable.

L'hypothèse de séparation d'échelle permet ainsi de considérer l'air comme un fluide localement incompressible, c'est-à-dire incompressible au premier ordre à l'échelle de la taille des pores.

1.2.4 Squelette immobile

L'hypothèse de squelette immobile consiste à supposer l'immobilité de la phase solide au passage de l'onde. Elle est notamment valide dans le cas de matériaux à forte densité, ce qui est le cas des matériaux considérés dans le cadre de cette thèse.

Cette hypothèse revient à considérer le découplage des deux phases et permet de prendre en compte le déplacement d'une seule des trois ondes de Biot [Biot 1956] : l'onde

de compression dans la phase fluide.

Zwikker & Kosten [Zwikker & Kosten 1949] ont défini une fréquence limite basse à partir de laquelle cette hypothèse peut être considérée comme valide, appelée fréquence de découplage f_{dec} :

$$f_{dec} = \frac{\sigma \Phi^2}{2\pi \rho_m} \quad (\text{I.2})$$

avec σ la résistivité au passage de l'air (cf. définition de ce paramètre au paragraphe I.2.2), Φ la porosité, et ρ_m la densité¹ du matériau poreux.

Cette fréquence correspond à la fréquence à laquelle le déplacement de la phase solide est très faible comparé à celui de la phase fluide.

Pour des revêtements de chaussée poreux, les valeurs courantes issues de la littérature [Hamet & Bérengier 1993, Bérengier *et al.* 1997, Hübelt & Sarradj 2002, Hübelt *et al.* 2010] des grandeurs qui interviennent dans l'équation (I.2) sont les suivantes :

- résistivité : 1000 à 200000 Nm⁻⁴s
- porosité : 0.05 à 0.30
- densité : 1500 à 2500 kg.m⁻³

La fréquence basse de découplage f_{dec} est donc de l'ordre de 1 Hz au maximum. Le domaine d'application de nos travaux étant supérieur à 100 Hz, on peut considérer que l'hypothèse de squelette immobile est vérifiée.

De par cette hypothèse, il n'y a pas lieu de tenir compte de l'élasticité du squelette. C'est pourquoi les effets élastiques ne seront pas pris en compte dans la suite de ce travail.

1.3 Échelle microscopique

On étudie le milieu poreux sollicité par des ondes harmoniques, dont la dépendance temporelle est de la forme $e^{\pm j\omega t}$, où $\omega = 2\pi f$ représente la pulsation de l'onde. On choisit pour la suite de cette thèse une dépendance temporelle en $e^{j\omega t}$. On s'intéresse ici au cas où ces ondes se propagent sous incidence normale.

On définit les grandeurs physiques complexes liées à l'état du fluide dans les pores (grandeurs microscopiques) :

1. On notera que le terme de *masse volumique*, grandeur dont l'unité est le kg/m³, devrait être employé à la place de celui de *densité*, grandeur adimensionnelle. Il a néanmoins été choisi ici d'employer abusivement le terme de densité pour rester cohérent avec la littérature de l'acoustique des matériaux poreux, notamment pour exprimer la *densité équivalente* qui sera présentée plus loin.

- $\vec{v}$ la vitesse du fluide dans le matériau poreux ;
- p la variation de pression du fluide dans le matériau.

On considère un matériau poreux au squelette immobile, imperméable et à température constante, et dont le réseau de pores est saturé par l'air. La vitesse particulière est nulle sur les parois du squelette (condition d'adhérence du fluide au contact du squelette). On désigne par ℓ la taille caractéristique des pores.

1.3.1 Effets visco-inertiels : l'équation de Navier-Stokes linéarisée

Dans la phase fluide, l'équation de Navier-Stokes s'exprime à l'échelle microscopique à partir de la vitesse particulière $\vec{v}$ et la pression acoustique p . Suite à l'hypothèse de séparation d'échelle, l'air est considéré au premier ordre comme un fluide incompressible à l'échelle des pores.

On a donc l'équation de Navier-Stokes linéarisée qui régit le problème à l'échelle des pores au premier ordre :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \\ \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p + \eta \Delta \vec{v} \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(I.3)} \\ \text{(I.4)} \end{matrix}$$

avec η la viscosité dynamique du fluide et ρ_0 la densité du fluide à l'équilibre. ∇ est l'opérateur nabra, correspondant au gradient pour un scalaire et à la divergence pour un vecteur ; Δ représente l'opérateur laplacien.

La vitesse particulière v étant une grandeur complexe, l'équation (I.4) devient :

$$\eta \Delta \vec{v} - j\omega \rho_0 \vec{v} = \vec{\nabla} p \quad \text{(I.5)}$$

Dans cette équation :

- le terme $\vec{\nabla} p$ correspond à l'excitation extérieure appliquée sur le fluide (la pression étant une sollicitation macroscopique du matériau) ;
- le terme $\eta \Delta \vec{v}$ correspond aux effets visqueux qui s'exercent sur le fluide ;
- le terme $j\omega \rho_0 \vec{v}$ correspond aux effets inertiels.

Du fait de la condition d'adhérence (vitesse nulle sur les parois du squelette), v varie à l'échelle locale, dont la dimension caractéristique est ℓ . Le terme $\Delta \vec{v} = \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial x^2}$ est donc de l'ordre de $\frac{v}{\ell^2}$.

A basses fréquences, le terme $j\omega \rho_0 \vec{v}$ devient négligeable ; le comportement du fluide

dans le matériau tend vers le régime visqueux.

A partir de l'équation (I.5), on peut ainsi donner l'ordre de grandeur de v à basses fréquences :

$$|v| = \mathcal{O}\left(\frac{\ell^2}{\eta} \nabla p\right) \quad (\text{I.6})$$

A contrario, à hautes fréquences, c'est le terme $\eta \Delta \vec{v}$ qui devient négligeable ; l'écoulement tend vers le régime inertiel. De même l'ordre de grandeur de v à hautes fréquences est obtenu à partir de l'équation (I.5) :

$$|v| = \mathcal{O}\left(\frac{1}{\omega \rho_0} \nabla p\right) \quad (\text{I.7})$$

La pulsation à laquelle les effets visqueux et inertiels sont du même ordre de grandeur correspond à la pulsation caractéristique visco-inertielle ω_v du milieu :

$$\omega_v = \mathcal{O}\left(\frac{\eta}{\ell^2 \rho_0}\right) \quad (\text{I.8})$$

Pour une fréquence quelconque, la solution de l'équation (I.5) fait intervenir le paramètre adimensionnel ℓ/δ_v , avec δ_v l'épaisseur de la couche limite visqueuse. δ_v représente la longueur à laquelle les forces visqueuses et inertiels sont du même ordre de grandeur en fonction de la pulsation :

$$\delta_v = \sqrt{\frac{\eta}{\rho_0 \omega}} \quad (\text{I.9})$$

Ce paramètre, qui caractérise l'écoulement, donne l'ordre de grandeur de la zone des pores dans laquelle les effets visqueux ont lieu. A basses fréquences, δ_v est important, les phénomènes visqueux ont lieu dans tout le pore ; à hautes fréquences, quand δ_v est faible, les effets visqueux n'apparaissent que dans une zone restreinte proche des parois des pores, les effets inertiels prédominent.

Pour des pulsations inférieures à ω_v , l'écoulement est de type Poiseuille, défini par des profils de vitesse paraboliques (cf. figure I.4 dans le cas d'une géométrie de pores

cylindriques) ; au dessus de ω_v les profils de vitesse deviennent ceux d'un fluide parfait sur la majeure partie de la section, en dehors de la couche limite.

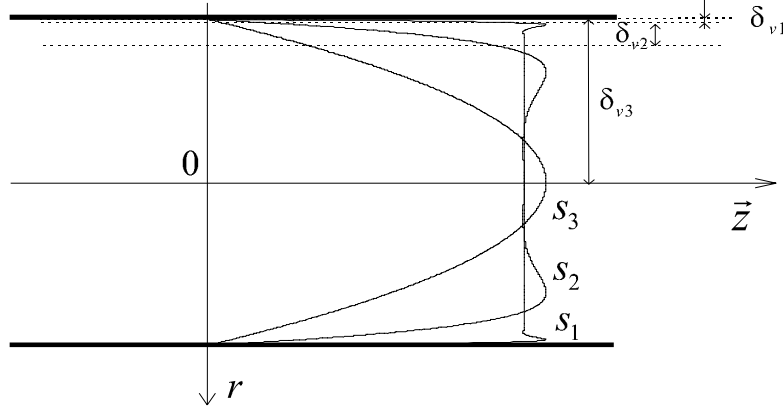


Figure I.4 – Profils des vitesses dans le cas de pores cylindriques en fonction du ratio $S = \frac{r}{\delta_v}$ [Olny 1999] ($S_1=100$, $S_2=10$, $S_3=1$)

1.3.2 Effets thermiques : équation de Fourier linéarisée

De manière similaire à la pression, on désigne par la température τ du fluide les petites variations de température autour d'une température d'équilibre.

On considère que le squelette du matériau est à température constante, car son inertie thermique est beaucoup plus importante que celle du fluide. L'équation de Fourier linéarisée, ou équation de la chaleur, s'écrit :

$$\rho_0 C_p \frac{\partial \tau}{\partial t} = \kappa \Delta \tau + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (\text{I.10})$$

avec κ la conductivité thermique de l'air et C_p la chaleur spécifique de l'air à pression constante.

De même que pour les effets visco-inertiels, τ étant une grandeur complexe, on a :

$$\kappa \Delta \tau - j\omega \rho_0 C_p \tau = -j\omega p \quad (\text{I.11})$$

De même que pour les effets visco-inertiels, la solution de cette équation fait intervenir l'épaisseur de la couche limite thermique δ_t par le biais du paramètre adimensionnel ℓ/δ_t :

$$\delta_t = \sqrt{\frac{\kappa}{\rho_0 C_p \omega}} \quad (\text{I.12})$$

Il existe un lien direct entre δ_t et δ_v :

$$\delta_v = \sqrt{N_{Pr}} \delta_t \quad (\text{I.13})$$

avec $N_{Pr} = \frac{\eta C_p}{\kappa}$ le nombre de Prandtl, $N_{Pr} \sim 0.71$ pour l'air.

La pulsation à laquelle les termes $\kappa \Delta \tau$ et $-j\omega \rho_0 C_p \tau$ sont du même ordre est la pulsation caractéristique thermique ω_t :

$$\omega_t = \mathcal{O}\left(\frac{\kappa}{\ell^2 \rho_0 C_p}\right) \quad (\text{I.14})$$

Si l'on considère des pores de géométrie cylindrique, les pulsations caractéristiques visqueuse et thermique sont également reliées par le nombre de Prandtl :

$$\omega_v = N_{Pr} \omega_t \quad (\text{I.15})$$

1.4 Passage à l'échelle macroscopique

Grâce aux hypothèses de l'existence d'un VER et de la séparation d'échelle, la théorie de l'homogénéisation s'applique et permet de traduire les équations de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique.

1.4.1 Écoulement d'un fluide dans un milieu poreux : la loi de Darcy

En régime permanent (la fréquence tend vers 0), la loi de Darcy découle de l'équation de Navier-Stokes associée aux conditions aux limites (vitesse nulle sur les parois du squelette) et à l'hypothèse de séparation d'échelle. Elle décrit l'écoulement d'un fluide incompressible à travers un milieu équivalent en régime statique :

$$\langle \vec{v} \rangle = -\frac{\Pi(0)}{\eta} \vec{\nabla} p \quad (\text{I.16})$$

avec $\Pi(0)$ la perméabilité statique du matériau. On note que le rapport $\frac{\eta}{\Pi(0)}$ est mieux connu en acoustique sous la dénomination de résistivité au passage de l'air σ .

Pour toute fréquence, la loi de Darcy est étendue au régime dynamique par l'introduction de la perméabilité dynamique :

$$\langle \vec{v} \rangle = -\frac{\Pi_{eq}(\omega)}{\eta} \vec{\nabla} p \quad (\text{I.17})$$

$\Pi(0)$ correspond donc à la limite basses fréquences de la perméabilité dynamique $\Pi_{eq}(\omega)$.

À l'échelle macroscopique, la pulsation caractéristique visco-inertielle introduite plus haut (équation I.8) s'exprime à partir de la résistivité σ , la porosité Φ et de la tortuosité α_∞ (aussi dénommée facteur de structure q^2 et définie au paragraphe I.2.3) :

$$\omega_v = \frac{\sigma \Phi}{\rho_0 \alpha_\infty} \quad (\text{I.18})$$

Pour les matériaux routiers considérés, la pulsation caractéristique visco-inertielle varie entre quelques Hz et quelques kHz, la tortuosité variant entre 1 et 5, soit des fréquences visco-inertielles variant entre 1 et 8000 Hz. Dans la gamme de fréquence étudiée (200-5000 Hz), les régimes visqueux et inertiels co-existent et entraînent une propagation dissipative dans le milieu considéré.

1.4.2 Échanges de chaleur dans le milieu poreux

Par analogie avec la loi de Darcy [Lafarge *et al.* 1997], on peut exprimer la loi de température à l'échelle macroscopique, qui répond à l'équation de Fourier à l'échelle microscopique :

$$\langle \tau \rangle = j\omega \frac{\Theta_{eq}(\omega)}{\kappa} p \quad (\text{I.19})$$

$\langle \tau \rangle$ représente la température macroscopique dans le milieu poreux et $\Theta_{eq}(\omega)$ la "perméabilité dynamique thermique" (par analogie avec la perméabilité dynamique visco-inertielle $\Pi_{eq}(\omega)$).

Pour les matériaux considérés, la fréquence caractéristique correspondant à ω_t varie entre 1 et 11000 Hz ; de même que pour les effets visco-inertiels, aucun des régimes isotherme et adiabatique ne prédomine a priori dans les matériaux considérés.

1.4.3 Équation de propagation dans le milieu homogène dissipatif équivalent

La combinaison de la loi de Darcy (I.17), de l'équation de la chaleur (I.19), de l'équation de conservation de la masse et de l'équation d'état des gaz parfaits permet d'obtenir

l'équation de propagation :

$$\Delta p + \frac{\rho_{eq}(\omega)}{K_{eq}(\omega)} \omega^2 p = 0 \quad (\text{I.20})$$

On retrouve donc une équation de propagation du même type que l'équation d'onde dans l'air :

$$\Delta p + k_{air}^2 p = 0 \quad (\text{I.21})$$

Cependant l'équation de propagation (I.20) fait intervenir la densité équivalente $\rho_{eq}(\omega)$ et le module d'incompressibilité équivalent $K_{eq}(\omega)$ du milieu :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{eq}(\omega) = \frac{\eta}{j\omega\Pi_{eq}(\omega)} \\ K_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0/\Phi}{\gamma - j(\gamma - 1) \frac{\Theta_{eq}(\omega)}{\delta_t^2}} \end{array} \right. \quad (\text{I.22})$$

$$(\text{I.23})$$

$\Pi_{eq}(\omega)$ et $\Theta_{eq}(\omega)$, et de ce fait $\rho_{eq}(\omega)$ et $K_{eq}(\omega)$, peuvent être exprimées à partir de paramètres liés à la microstructure du matériau poreux.

Le matériau poreux se comporte en fait comme un matériau homogène fictif, présentant une densité $\rho_{eq}(\omega)$ et un module d'incompressibilité $K_{eq}(\omega)$ calculés à partir des caractéristiques “géométriques” du matériau poreux et des caractéristiques de l'air (viscosité dynamique, rapport des chaleurs spécifiques, etc).

1.4.4 Comparaison des effets visco-inertiels et thermiques pour des revêtements de chaussée

Allard et Atalla [Allard & Atalla 2009] donnent les expressions des puissances dissipées par les effets visco-inertiels et thermiques à l'intérieur du milieu poreux ; ces expressions sont issues des développements de Sgard *et al.* [Sgard *et al.* 2000]. L'hypothèse de squelette immobile permet d'obtenir les expressions simplifiées suivantes :

$$\Pi_{diss}^v = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \Im \left(\frac{1}{\omega \rho_{eq}(\omega)} \right) |\vec{\nabla} p|^2 d\Omega \quad (\text{I.24})$$

$$\Pi_{diss}^t = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \Im \left(\frac{\omega}{K_{eq}(\omega)} \right) |p|^2 d\Omega \quad (I.25)$$

La figure I.5 présente le ratio des puissances dissipées par effets visco-inertiels et thermiques sur la puissance incidente dans le cas d'un matériau poreux d'épaisseur e de 4 cm, disposé sur un support rigide et sollicité par une onde plane sous incidence normale. Ces puissances, issues du logiciel MultiPoro développé par Xavier Olny, sont calculées avec le modèle de Zwikker & Kosten étendu [Zwikker & Kosten 1949] (voir paragraphe I.3.2.2) pour deux revêtements de chaussée, le premier très poreux (porosité de 0.28, résistivité au passage de l'air de $3200 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$ et tortuosité de 2.8), et le second en stade de colmatage avancé (porosité de 0.12, résistivité au passage de l'air de $90000 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$ et tortuosité de 8).

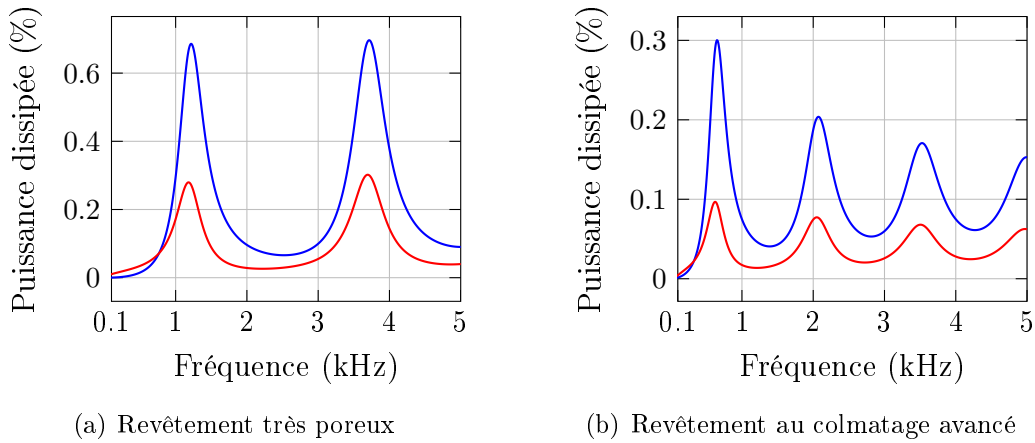


Figure I.5 – Ratios Puissances dissipées par les effets visco-inertiels — et thermiques — sur puissance incidente pour deux revêtements poreux d'épaisseur 4 cm (modèle de Zwikker & Kosten étendu)

On peut constater que dans les deux cas les effets de dissipation sont du même ordre à basses fréquences ; dès les moyennes fréquences les effets de dissipation thermiques sont très inférieurs aux effets de dissipations visco-inertiels , avec un rapport de 1 à 3 au niveau de l'amplitude des pics.

Cette observation est à rapprocher du fait que l'incompressibilité $K_{eq}(\omega)$ a pour limite P_0 à basses fréquences et γP_0 à hautes fréquences : les valeurs extrêmes de cette grandeur sont donc réelles, à la différence de $\rho_{eq}(\omega)$. Aux limites, les effets thermiques n'entraînent donc pas de dissipation, au contraire des effets visco-inertiels.

1.4.5 Impédance de surface, coefficients de réflexion et d'absorption d'une couche de matériau poreux

On considère un matériau poreux disposé contre un support rigide et imperméable.

Le matériau équivalent infini est caractérisé par son impédance caractéristique Z_c et son nombre d'onde k ; l'impédance de surface Z_s caractérise le matériau *in situ*, et ne dépend donc pas seulement du milieu poreux mais de son installation sur site (support, épaisseur).

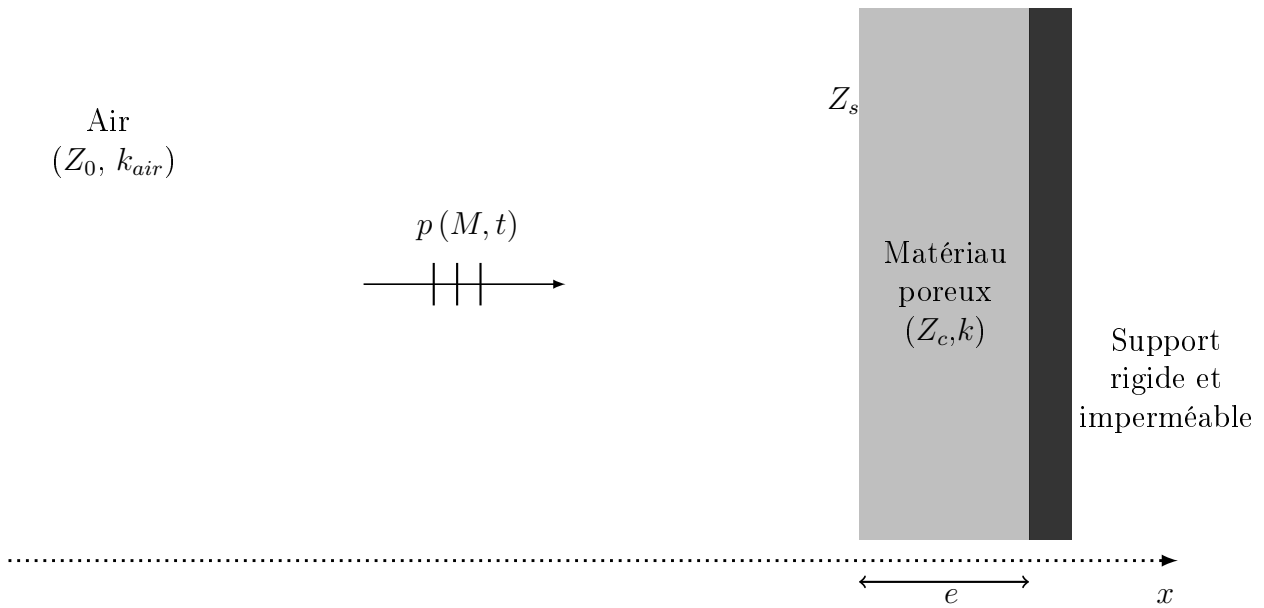


Figure I.6 – Matériau poreux sollicité par une onde incidente plane sous incidence normale

A partir de la densité et l'incompressibilité équivalentes du matériau, on peut exprimer les grandeurs caractéristiques du matériau équivalent que sont l'impédance caractéristique Z_c et le nombre d'onde k dans le matériau :

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_c = \sqrt{\rho_{eq} K_{eq}} \\ k = \omega \sqrt{\frac{\rho_{eq}}{K_{eq}}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(I.26)} \\ \text{(I.27)} \end{array}$$

Z_c et k , qui caractérisent le milieu poreux, permettent de déterminer deux grandeurs physiques mesurables *in situ*. Celles-ci dépendent du matériau mais également de la configuration du matériau sur site, à travers notamment l'épaisseur du matériau e : ce sont l'impédance de surface Z_s et le coefficient de réflexion R du matériau, soit, dans le cas

d'une couche de matériau infinie disposée sur une surface rigide et imperméable, sollicitée par une onde plane sous incidence normale :

$$Z_s = -jZ_c \cot(ke) \quad (\text{I.28})$$

$$R = \frac{Z_s - Z_0}{Z_s + Z_0} \quad (\text{I.29})$$

avec $Z_0 = \rho_0 c_0$ l'impédance de l'air.

L'impédance de surface représente notamment la résistance qu'oppose le matériau au passage de l'onde ; le coefficient de réflexion définit la part de l'onde qui est réfléchi par le matériau.

On définit enfin le coefficient d'absorption acoustique α , largement utilisé dans les milieux industriel et académique pour faire référence aux performances acoustiques du matériau :

$$\alpha = 1 - |R|^2 \quad (\text{I.30})$$

α est la somme des rapports puissances dissipées visco-inertielles et thermiques sur puissance incidente.

Comme nous l'avons évoqué plus haut, plusieurs modèles ont été développés pour exprimer ρ_{eq} et K_{eq} à partir des paramètres liés à la microstructure du matériau, permettant ainsi d'estimer les autres grandeurs caractérisant la propagation dans le matériau ; l'ensemble de ces modèles est désigné sous le nom de modèles du milieu homogène équivalent.

Le paragraphe 1.2 décrit certains de ces paramètres et les méthodes de mesure existant pour y accéder. Le paragraphe 1.3 décrit ensuite certains des modèles permettant d'exprimer les grandeurs caractérisant la propagation dans le milieu poreux homogène équivalent à partir de ces paramètres.

2 Paramètres liés à la microstructure du matériau : signification physique et mesure

2.1 Mesure de la porosité

La définition de la porosité considérée dans le cadre de cette thèse a été donnée au paragraphe 1.1.1.1. On rappelle qu'il s'agit du ratio du volume des vides accessibles à

l'onde acoustique incidente sur le volume total du matériau.

Ce paramètre varie entre 0 et 1 ; la plupart des matériaux considérés dans le cadre de l'acoustique des milieux poreux présentent des porosités relativement élevées, voire très élevées. Ce n'est pas le cas des matériaux faisant l'objet des applications de cette thèse : les revêtements de chaussée sont considérés comme très poreux lorsque leur porosité atteint 0.30 ou 0.35 [Bérenghier *et al.* 1997, Hübelt *et al.* 2010].

La porosité fait l'objet d'une méthode de mesure proposée par Beranek [Beranek 1942]. Le principe est le suivant : on place l'échantillon à tester dans une cavité à volume variable. On modifie le volume de la cavité, et on mesure le différentiel de pression. Si on considère la transformation comme isotherme, et l'air comme un gaz parfait, on peut déduire la variation de volume de fluide dans la cavité de la loi des gaz parfaits, ce qui permet d'estimer le volume du squelette.

Leclaire *et al.* [Leclaire *et al.* 2003] ont mis au point une méthode de mesure par comparaison directe des volumes de deux porte-échantillons. Un dispositif de mesure a été produit par l'université de Bradford, mais il nécessite des échantillons de petite taille, ce qui entraîne des problèmes de maniabilité et de représentativité de l'échantillon, en particulier pour des matériaux du type des revêtements de chaussée.

Il est également possible de mesurer la porosité par immersion de l'échantillon considéré dans un liquide saturant : on mesure d'abord le volume V_{ech} et la masse m_{ech} de l'échantillon sec. On immerge ensuite l'échantillon dans un liquide saturant dont on connaît la densité ρ_f . On mesure le volume total V_{tot} formé par le fluide saturant et l'échantillon, ainsi que la masse m_{tot} de cet ensemble. Lorsque l'échantillon est complètement saturé, ce volume total est donc la somme du volume du squelette V_s de l'échantillon et du volume du fluide V_f . Pour accéder au volume du squelette, on passe donc par la relation suivante :

$$V_s = V_{tot} - V_f = V_{tot} - \frac{m_f}{\rho_f} = V_{tot} - \frac{m_{tot} - m_{ech}}{\rho_f} \quad (\text{I.31})$$

La connaissance du volume de l'échantillon V_{ech} et du volume du squelette permet d'accéder à la porosité Φ :

$$\Phi = \frac{V_{vide}}{V_{ech}} = \frac{V_{ech} - V_s}{V_{ech}} \quad (\text{I.32})$$

Cette méthode est bien adaptée aux matériaux du type revêtements de chaussée, qui sont très rigides et dont le squelette peut être considéré comme imperméable. Cependant, en raison de la tension capillaire à la surface des granulats, cette méthode entraîne la

formation de ménisques qui peuvent avoir pour effet l'estimation d'une porosité inférieure à la porosité réelle.

La norme NF P98-254-2 propose une méthode assez proche pour la mesure de la porosité des matériaux des mélanges hydrocarbonés : il s'agit de mesurer la porosité à partir du volume d'eau saturant un échantillon dont les parois latérales et la base ont été étanchéifiées.

Ces méthodes ont en commun le besoin de disposer d'un échantillon du matériau considéré ; ce sont donc des méthodes destructives et elles ne peuvent pas être appliquées *in situ*. Enfin, elles permettent de mesurer la porosité ouverte ; la porosité occluse n'est pas atteinte par ces méthodes. En revanche la porosité non débouchante est intégrée dans la porosité ouverte.

2.2 Résistivité statique au passage de l'air

Le ratio $\frac{\eta}{\Pi(0)}$ est mieux connu en acoustique sous le terme de résistivité statique au passage de l'air σ et correspond physiquement à la résistance exercée par le squelette sur l'onde sous forme de frottement visqueux. Elle s'exprime en Nm^{-4}s . Par la suite on fera référence à ce paramètre sous le terme de résistivité.

La résistivité représente la difficulté rencontrée par l'onde pour franchir le matériau. Elle caractérise le matériau, à la différence de la résistance statique à l'écoulement qui caractérise l'échantillon de matériau.

La résistivité varie entre 1000 et 500000 Nm^{-4}s pour les revêtements de chaussée ; la résistivité d'un revêtement de chaussée de type poreux est généralement comprise entre 1000 et 50000 Nm^{-4}s [Hamet & Bérengier 1993, Bérengier *et al.* 1997, Hübel & Sarraj 2002]. Cependant il est difficile de trouver des estimations de ce paramètre pour ce type de matériaux dans la littérature.

La mesure de la résistivité fait l'objet d'une norme internationale, la norme ISO 9053. Elle consiste à mesurer le gradient de pression ∇p existant entre l'entrée et la sortie de la cavité de section S où est inséré l'échantillon d'épaisseur e soumis à un écoulement d'air de débit Q . La résistivité σ s'exprime alors par la relation suivante :

$$\sigma = \frac{\nabla p S}{Q e} \quad (\text{I.33})$$

L'équipe de la société AkustikForschung, fondée par des membres de l'université de Dresde, a mis au point un appareil de mesure de la résistivité basée sur le principe de

la norme ISO 9053, qui est applicable en laboratoire mais également *in situ*. Scellé sur le matériau considéré, il permet la mesure de la résistivité sur des surfaces relativement restreintes (surface plane de diamètre supérieur à 24cm).

Il est également possible d'accéder à la valeur de la résistivité par la mesure de la perméabilité statique $\Pi(0)$, à laquelle elle est directement reliée par l'équation $\sigma = \frac{\eta}{\Pi(0)}$. La norme NF P98-254-3 précise les modalités de mesure de la perméabilité à l'aide d'un drainomètre. Il s'agit de mesurer le temps d'écoulement d'une quantité d'eau donnée dans le matériau. Cette norme a été remplacée par la norme NF EN 12697-40 qui traite de la mesure de la drainabilité de mélanges bitumineux *in situ*.

2.3 Limite haute fréquence de la tortuosité

La tortuosité peut être considérée comme la longueur de la trajectoire réelle du fluide par rapport à la trajectoire rectiligne théorique. Physiquement, la tortuosité représente le fait que la vitesse macroscopique du fluide est la moyenne des vitesses microscopiques du fluide inhomogène à l'intérieur des pores. Elle peut également être interprétée comme une augmentation de la densité du matériau équivalent.

Dans le cas de pores cylindriques dont l'axe est orienté d'un angle θ par rapport à la normale à la surface du matériau (cf. figure I.7), la tortuosité est égale à $\frac{1}{\cos^2 \theta}$.

Dans le cas de géométries plus compliquées, la limite hautes fréquences de la tortuosité est définie par l'expression suivante [Johnson *et al.* 1987], avec $c_{\text{matériau}}$ la célérité de l'onde dans le matériau :

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \alpha(\omega) = \left(\frac{c_0}{c_{\text{matériau}}(\omega)} \right)^2 \quad (\text{I.34})$$

Dans les modèles définis au paragraphe 3, et dans la suite de cette thèse, le terme de tortuosité fera référence à la limite hautes fréquences α_∞ de la tortuosité dynamique $\alpha(\omega)$ définie par l'équation (I.34).

Par définition, ce paramètre est toujours supérieur à 1 ; pour des matériaux acoustiques classiques, on considère qu'il dépasse rarement la valeur de 3, bien que la littérature propose des valeurs de 5 pour des revêtements de chaussée poreux [Hamet & Bérenghier 1993, Bérenghier *et al.* 1997, Hübelt & Sarradj 2002]. Pour des valeurs obtenues supérieures, il est possible qu'une différence entre la porosité mesurée, participant à la compressibilité, et la porosité "acoustique", participant à l'écoulement et qui peut être inférieure à la po-

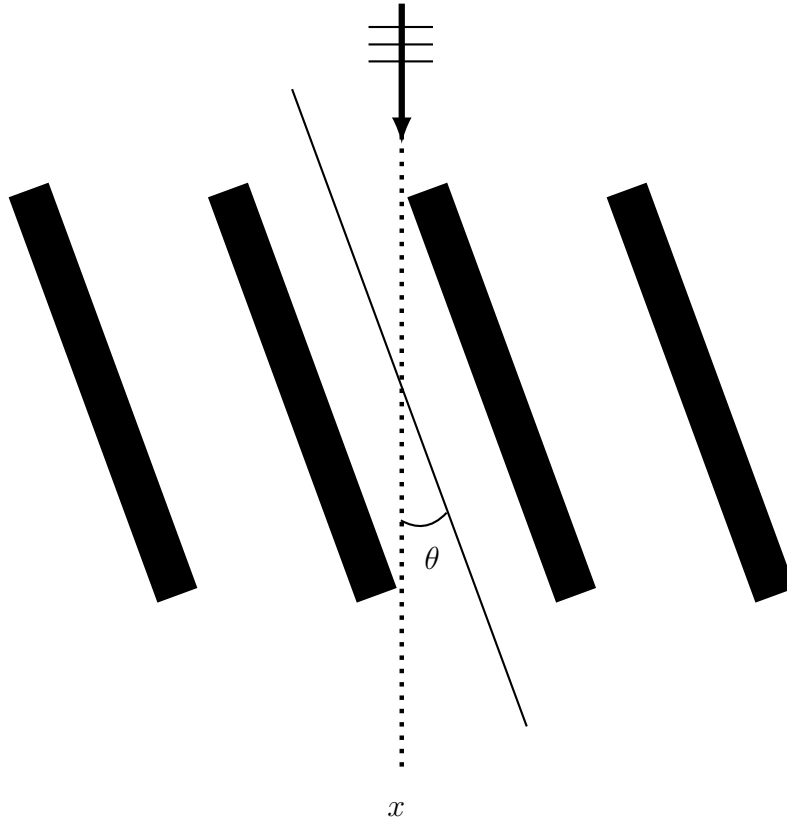


Figure I.7 – Matériau poreux à pores cylindriques inclinés

rosité mesurée, fausse l'estimation de ce paramètre. En effet c'est généralement le rapport $\frac{\alpha_\infty}{\Phi}$ qui intervient dans les modèles ; une sur-estimation de Φ entraîne celle de α_∞ . Cependant, des matériaux à la géométrie particulière peuvent aboutir à des valeurs de tortuosité élevées par rapport à des matériaux classiques.

Ce paramètre peut être mesuré directement en laboratoire, notamment par le passage d'un courant électrique dans le matériau saturé par un fluide conducteur [Brown 1980], si le squelette n'est lui-même pas conducteur. Dans le cas d'un revêtement de chaussée, la constante di-électrique du fluide conducteur utilisé doit être très différente de celle du liant bitumineux du matériau pour que la mesure donne un résultat fiable.

En acoustique, la tortuosité est souvent mesurée à l'aide de techniques ultra-sonores, par la comparaison de la vitesse de l'onde dans l'air puis dans le matériau à hautes fréquences, comme proposé par exemple par Allard [Allard *et al.* 1994] et Umnova *et al.* [Umnova *et al.* 2005].

Ces méthodes nécessitent un appareillage complexe et ne sont pas applicables *in situ*.

La mesure du coefficient d'absorption permet d'approcher la valeur de la tortuosité à

travers la fréquence du pic d'absorption, qui correspond à la fréquence de la résonance quart d'onde $f_{\lambda/4}$ de la couche de matériau. En effet, si le pic d'absorption se situe dans la gamme de fréquence tendant vers le régime inertiel, l'ordre de grandeur de la fréquence quart d'onde est le suivant :

$$f_{\lambda/4} \sim \frac{c_{\text{matériau}}}{4e} \sim \frac{c_0}{4e\sqrt{\alpha_\infty}} \quad (\text{I.35})$$

Dans cette équation, $c_{\text{matériau}}$ représente la vitesse du son dans le matériau, c_0 la vitesse du son dans l'air, et e l'épaisseur du matériau.

La tortuosité peut aussi être estimée, tout comme d'autres paramètres, par inversion à partir de mesures acoustiques ($\rho_{eq}(\omega)$ et $K_{eq}(\omega)$), notamment par la méthode analytique proposée par Olny & Panneton [Panneton & Olny 2006, Olny & Panneton 2008]. Cette méthode nécessite cependant de disposer des valeurs de porosité et résistivité.

3 Modèles du milieu homogène équivalent

Le principe sur lequel les modèles du matériau équivalent sont basés est le suivant : malgré ses hétérogénéités, si la longueur d'onde est grande devant la taille des pores et s'il existe un VER au sein du matériau, le milieu poreux peut être considéré comme un milieu homogène équivalent fictif, dont les caractéristiques peuvent être exprimées à partir de paramètres liés à la microstructure du matériau. Pour décrire la propagation du son dans le matériau, deux couples de grandeurs physiques peuvent être utilisés : le couple impédance caractéristique / nombre d'onde (Z_c, k) ou le couple densité / incompressibilité équivalentes (ρ_{eq}, K_{eq}).

La plupart des modèles proposent des relations permettant de définir le couple (ρ_{eq}, K_{eq}), dont on connaît les limites à basse fréquence et à haute fréquence [Allard & Atalla 2009]. Elles sont rappelées dans le tableau 1.1, où $\bar{r} = 2S/\ell$ est le rayon hydraulique des pores, exprimé à partir de l'aire de la section S et du périmètre ℓ des pores.

On peut classer les modèles du matériau équivalent en trois catégories :

- les modèles empiriques, comme le modèle de Delany-Bazley [Delany & Bazley 1970], qui définissent des relations permettant d'ajuster les mesures réalisées sur un grand nombre de matériaux ;
- les modèles qui se basent sur une microstructure particulière (matériaux granulaires, fibreux, etc) pour calculer analytiquement les grandeurs considérées à partir de paramètres géométriques (tel le rayon des sphères ou des cylindres) ;

	Limite en 0	$\omega_v,$ ω_t	Limite en $+\infty$
ρ_{eq}	$\frac{\sigma}{j\omega} + cte$		$\frac{\alpha_\infty \rho_0}{\Phi} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{j}} \frac{\delta_v}{\bar{r}} \right)$
K_{eq}	$\frac{\gamma P_0 / \Phi}{\gamma - j(\gamma - 1) \frac{\omega N_{Pr}}{\omega_v}}$		$\frac{\gamma P_0}{\Phi} \left(1 + (\gamma - 1) \frac{2}{\sqrt{j} N_{Pr}} \frac{\delta_v}{\bar{r}} \right)$

Tableau I.1 – Limites hautes et basses fréquences de la densité et l’incompressibilité équivalentes [Allard & Atalla 2009]

- les modèles semi-phénoménologiques, ne faisant pas d’hypothèses sur la microstructure mais cherchant à proposer des fonctions qui vérifient une ou plusieurs des limites hautes et basses fréquences de ρ_{eq} et K_{eq} .

Cette thèse s’intéressant plus particulièrement aux applications *in situ*, nous avons choisi de nous limiter aux modèles utilisant moins de 5 paramètres. En effet, si on augmente le nombre de paramètres d’un modèle, on approche les données acoustiques mesurées avec une précision grandissante ; en revanche, l’incertitude associée à la détermination d’un plus grand nombre de paramètres augmente proportionnellement. Attenborough *et al* [Attenborough *et al.* 2011] choisissent de se limiter aux modèles à 2 paramètres. Cependant le comportement de certains des matériaux considérés par la suite n’était pas bien représenté avec un modèle à 2 paramètres, des modèles plus précis ont donc été utilisés.

Attenborough *et al* [Attenborough *et al.* 2011] proposent également une revue des modèles d’impédance utilisés pour les surfaces au sol dans les modèles de propagation.

Les différents modèles font intervenir la pulsation caractéristique des effets visco-inertiels ω_v sous des formes variables, voire la pulsation caractéristique des effets thermiques ω_t , par le biais des ratios ω/ω_v et ω/ω_t .

3.1 Modèles empiriques : Delany-Bazley, Miki

Le modèle de Delany-Bazley [Delany & Bazley 1970], à la différence de la majorité des modèles du matériau équivalent, définit des relations pour le couple impédance caractéristique - nombre d’onde du milieu poreux (Z_c, k) et fait intervenir la résistance au passage de l’air σ :

$$\begin{cases} Z_c = Z_0 (1 + 9.08X^{-0.75} - j 11.9X^{-0.73}) \\ k = \frac{\omega}{c_0} (1 + 10.8X^{-0.70} - j 10.3X^{-0.59}) \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{(I.36)} \\ \text{(I.37)} \end{matrix}$$

avec $X = \frac{10^3 f}{\sigma}$, ρ_0 la densité de l'air, c_0 la vitesse du son dans l'air et $Z_0 = \rho_0 c_0$ l'impédance de l'air.

Ces relations ont été définies de manière empirique pour les matériaux fibreux à porosité proche de 1, grâce à de multiples mesures. Elles sont valides si le couple fréquence - résistivité au passage de l'air vérifie la relation suivante :

$$0.01 < \frac{f}{\sigma} < 1 \quad \text{(I.38)}$$

Ce modèle ne sera pas utilisé dans la suite de cette thèse, car les matériaux et la gamme de fréquence considérés ne correspondent pas aux limites dans lesquelles il a été développé (matériaux granulaires à porosité inférieure à 0.30 au lieu de matériaux fibreux à porosité proche de 1, ratio $\frac{f}{\sigma}$ supérieur à 1).

Cependant, en raison de la simplicité de sa formulation et du faible nombre de paramètres requis, ce modèle est utilisé assez largement et bien au-delà du domaine pour lequel il a été conçu à l'origine (type de matériaux, gamme de fréquence). C'est pourquoi nous avons tenu à l'évoquer ici.

Plusieurs variantes ont été apportées à ce modèle, notamment celle de Miki [Miki 1990] qui a réévalué les données de Delany et Bazley et a défini une variante multi-couches.

3.2 Modèles analytiques

3.2.1 Squelette granulaire

Plusieurs modèles se basant sur une microstructure granulaire ont été proposés ; on peut notamment citer ceux de Umnova *et al.* [Umnova *et al.* 2000] et Boutin et Geindreau [Boutin & Geindreau 2008].

Le modèle de ces derniers considère un matériau théorique (les sphères du squelette n'étant pas reliées entre elles). Il permet d'exprimer les paramètres liés à la microstructure du matériau (porosité, résistivité, tortuosité, etc), et de ce fait les grandeurs acoustiques qui en découlent, à partir de deux paramètres géométriques : le rayon R_c des cellules

élémentaires et la fraction solide β_c de ces cellules (le rayon des sphères solides emplissant les cellules étant donc $R_c\beta_c$). β_c est compris entre 0 et 1 et est directement relié à la porosité.

Les matériaux de chaussée sont composés de granulats, on peut donc penser que des modèles développés pour les matériaux granulaires sont adaptés à leur description physique. Cependant, ces granulats sont agrégés par un liant qui appartient à la phase solide, ce qui entraîne une structure interne aléatoire. De plus, ces modèles ne sont pas adaptés aux matériaux à faible porosité.

3.2.2 Pores cylindriques

Pores cylindriques de section circulaire constante Pour un matériau à pores cylindriques obliques de section circulaire constante, Zwikker & Kosten [Zwikker & Kosten 1949] proposent une formulation de la densité et l'incompressibilité équivalentes du fluide basées sur la séparation des effets visqueux et thermiques issue de la théorie de Kirchhoff, $\rho_{eq}(\omega)$ prenant en compte les effets visco-inertiels et $K_{eq}(\omega)$ les effets thermiques.

Le modèle se présente sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\Phi} \left[1 - j \frac{\omega_v}{\omega} F_c \left(\frac{\omega}{\omega_v} \right) \right] \end{array} \right. \quad (I.39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \Phi}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{\omega_v}{N_{Pr} \omega} F_c \left(\frac{N_{Pr} \omega}{\omega_v} \right) \right]^{-1}} \end{array} \right. \quad (I.40)$$

avec ρ_0 la densité du fluide, et N_{Pr} son nombre de Prandtl.

Cette formulation fait intervenir les pulsations caractéristiques des effets visco-inertiels ω_v et thermiques ω_t :

$$\omega_v = \frac{\sigma \Phi}{\rho_0 \alpha_\infty} \quad (I.41)$$

$$\omega_t = \frac{\omega_v}{N_{Pr}} \quad (I.42)$$

La fonction F_c , dénommée fonction de correction des effets visco-inertiels [Biot 1956], s'exprime à partir du ratio $T = \frac{J_1}{J_0}$ des fonctions de Bessel de type J d'ordre 1 et 0 :

$$F_c(u) = ju \left(\frac{\frac{2}{\sqrt{-j8u}} T(\sqrt{-j8u})}{1 - \frac{2}{\sqrt{-j8u}} T(\sqrt{-j8u})} \right) \quad (\text{I.43})$$

Pour ce type de matériau, $\alpha_\infty = 1/\cos^2 \theta$ (cf. figure I.7) et $\sigma = \frac{8\eta\alpha_\infty}{\Phi R_t^2}$, avec R_t le rayon des pores.

La formulation proposée par ce modèle peut cependant être utilisée pour d'autres types de matériaux, avec des valeurs quelconques de σ et α_∞ . On appellera par la suite ce modèle “Zwikker & Kosten étendu”.

Dans ce modèle, le terme de dissipation à hautes fréquences est figé, alors qu'il est adaptable dans des modèles comportant plus de paramètres (voir notamment la longueur caractéristique des effets visco-inertiels Λ_v dans le modèle de Johnson *et al.* [Johnson *et al.* 1987] au paragraphe I.3.3.2).

D'autres formulations ont été produites pour prendre en compte d'autres formes de section des pores cylindriques : fentes, rectangles ou triangles [Stinson 1991, Roh *et al.* 1991, Stinson & Champoux 1992] .

Pores cylindriques de section quelconque Pour prendre en compte des pores cylindriques de section quelconque, un facteur de forme $\mathcal{S}$ est introduit [Allard & Atalla 2009] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\Phi} \left[1 - j \frac{\omega_v}{\omega} F_c \left(\mathcal{S}^2 \frac{\omega}{\omega_v} \right) \right] \\ K_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \Phi}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{\omega_v}{N_{Pr} \omega} F_c \left(\frac{\mathcal{S}^2 N_{Pr} \omega}{\omega_v} \right) \right]^{-1}} \end{array} \right. \quad (\text{I.44})$$

$$(\text{I.45})$$

Le facteur de forme n'est pas mesuré mais ajusté aux mesures acoustiques.

Attenborough [Attenborough 1987] introduit également un facteur de forme mais propose une formulation différente pour $\rho_{eq}(\omega)$:

$$\rho_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\Phi} \left[1 - j \frac{\omega_v}{\mathcal{S}^2 \omega} F_c \left(\mathcal{S}^2 \frac{\omega}{\omega_v} \right) \right] \quad (\text{I.46})$$

$$(\text{I.47})$$

Cependant, Champoux et Stinson [Champoux 1991, Stinson & Champoux 1991] ont montré que dans ce cas le facteur de forme dépendait de la fréquence.

3.3 Modèles semi-phénoménologiques

Les modèles présentés dans ce paragraphe produisent des fonctions génériques permettant de respecter une ou plusieurs des limites hautes et basses fréquences de $\rho_{eq}(\omega)$ et $K_{eq}(\omega)$.

3.3.1 Modèle de Hamet

Hamet *et al.* [Hamet & Bérangier 1993, Bérangier *et al.* 1997] ont proposé une modification du modèle de Zwikker et Kosten qu'ils appliquent aux revêtements de chaussée poreux. Les effets visqueux et thermiques sont exprimés à partir de la porosité Φ , la résistivité σ et la tortuosité α_∞ ².

Les fonctions f_μ et f_θ expriment respectivement les effets visco-inertiels et thermiques et s'écrivent de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_\mu = \frac{\sigma \Phi}{2\pi \rho_0 \alpha_\infty} = \frac{\omega_v}{2\pi} \end{array} \right. \quad (I.48)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_\theta = \frac{\sigma}{2\pi \rho_0 N_{Pr}} = \frac{\alpha_\infty}{\Phi} \frac{\omega_v}{2\pi N_{Pr}} = \frac{\alpha_\infty}{\Phi} \frac{\omega_t}{2\pi} \end{array} \right. \quad (I.49)$$

On peut donc écrire le modèle sous une forme usuelle par rapport aux autres modèles :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\Phi} \left(1 + j \frac{\omega_v}{\omega} \right) \end{array} \right. \quad (I.50)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \Phi}{1 + \frac{\gamma - 1}{1 - j \frac{\Phi N_{Pr}}{\alpha_\infty} \frac{\omega}{\omega_v}}} \end{array} \right. \quad (I.51)$$

Cependant, il ne respecte pas la dépendance fréquentielle de $\rho_{eq}(\omega)$ (dissipation à hautes fréquences et inertie à basses fréquences) ; l'expression de $K_{eq}(\omega)$ présente le même problème.

C'est pourquoi par la suite nous avons retenu le modèle de Zwikker et Kosten étendu, qui fait intervenir les mêmes paramètres et appartient à une famille de modèles basés sur

2. Dans leurs travaux Hamet *et al.* font référence au facteur de structure q^2 pour désigner la tortuosité α_∞ .

les mêmes équations. Cela permet d'agrandir si nécessaire le nombre de paramètres tout en conservant la même base physique.

3.3.2 Modèles de Johnson-Champoux-Allard-Lafarge-Pride

Johnson *et al.* [Johnson *et al.* 1987] ont introduit la longueur caractéristique des effets visco-inertiels Λ_v pour mieux approcher le comportement asymptotique à hautes fréquences de la densité équivalente.

Par analogie avec l'expression de la densité équivalente proposée par Johnson *et al.* pour exprimer les effets visco-inertiels, Champoux et Allard [Champoux & Allard 1991] ont introduit la longueur caractéristique des effets thermiques Λ_t et modifié l'expression de l'incompressibilité équivalente, prenant en compte les effets thermiques dans le cas de pores présentant des rétrécissements.

L'expression de la densité et de l'incompressibilité équivalentes proposée par ces modèles est donnée en annexe A.

Lafarge [Lafarge *et al.* 1997], pour rendre l'expression de $K_{eq}(\omega)$ indépendante des effets visco-inertiels, fait intervenir la perméabilité thermique k'_0 , pendant de la perméabilité statique $\Pi(0)$, et calque l'expression de $K_{eq}(\omega)$ sur celle de $\rho_{eq}(\omega)$ proposée par Johnson *et al.*.

Deux nouveaux paramètres P et P' , paramètres géométriques relatifs respectivement aux effets visco-inertiels et thermiques, sont introduits par Pride [Pride *et al.* 1993], ce qui amène le nombre de paramètres du modèle à 8.

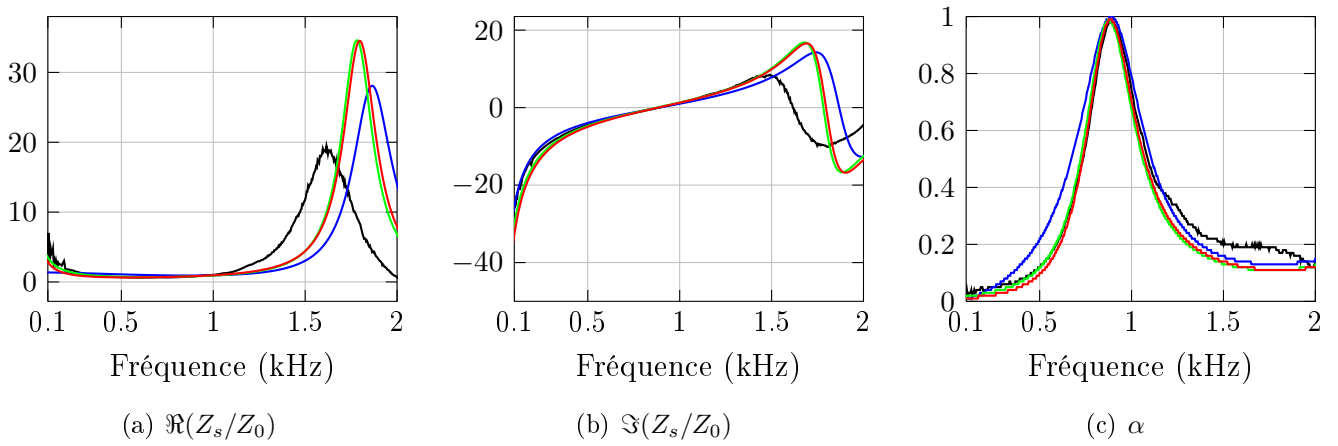
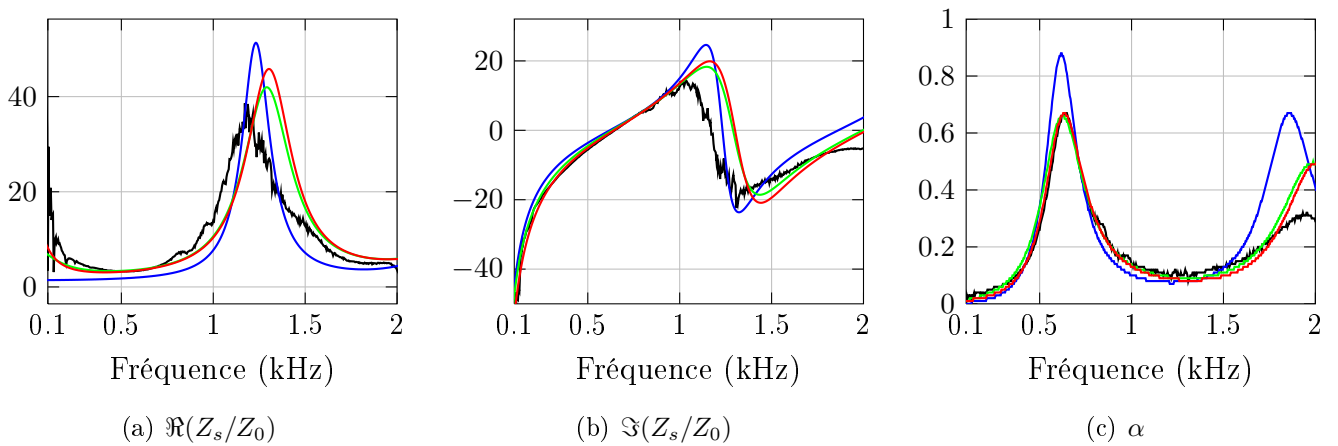
3.4 Comparaison de trois modèles sur deux carottes de revêtements poreux

Les modèles de Zwikker & Kosten étendu, Hamet et Johnson-Champoux-Allard sont comparés aux données mesurées au tube d'impédance pour deux carottes de revêtements poreux. Les paramètres utilisés comme entrée des modèles sont présentés dans le tableau I.2 ; ils ont été obtenus par mesure directe pour la porosité et la résistivité et par inversion analytique [Panneton & Olny 2006, Olny & Panneton 2008] pour les autres paramètres (ces éléments seront détaillés au paragraphe III.3).

Les figures I.8 et I.9 présentent l'impédance de surface et le coefficient d'absorption mesuré et calculé avec ces trois modèles.

On constate que le modèle de Hamet donne des résultats légèrement différents des données de mesure et des autres modèles, en particulier au niveau de la pente à l'origine

Paramètres	Φ	σ (Nm ⁻⁴ s)	α_∞	Λ_v (m)	Λ_t (m)
Revêtement 1	0.28	3200	2.80	0.0005	0.001
Revêtement 2	0.21	39000	8.5	0.0003	0.0006

Tableau I.2 – Paramètres d'entrée des modèles pour les revêtements 1 et 2**Figure I.8** – Revêtement 1 - Comparaison mesures — et modèles de Zwikker & Kosten étendu —, Hamet —, et Johnson-Champoux-Allard —**Figure I.9** – Revêtement 2 - Comparaison mesures — et modèles de Zwikker & Kosten étendu —, Hamet —, et Johnson-Champoux-Allard —

du coefficient d'absorption du revêtement 1 et de l'amplitude du pic d'absorption du revêtement 2.

Par ailleurs, les résultats obtenus avec les modèles de Zwikker & Kosten étendu et de Johnson-Champoux-Allard sont très proches des données de mesure, et très proches l'un de l'autre.

La figure I.10 présente les résultats de deux mesures au tube d'impédance sur le premier échantillon, réalisées à quelques semaines d'intervalle. On constate que l'incertitude de mesure se manifeste par un écart au niveau des pics de l'impédance (amplitude et position fréquentielle), ainsi qu'après le pic du coefficient d'absorption, mais plus faiblement.

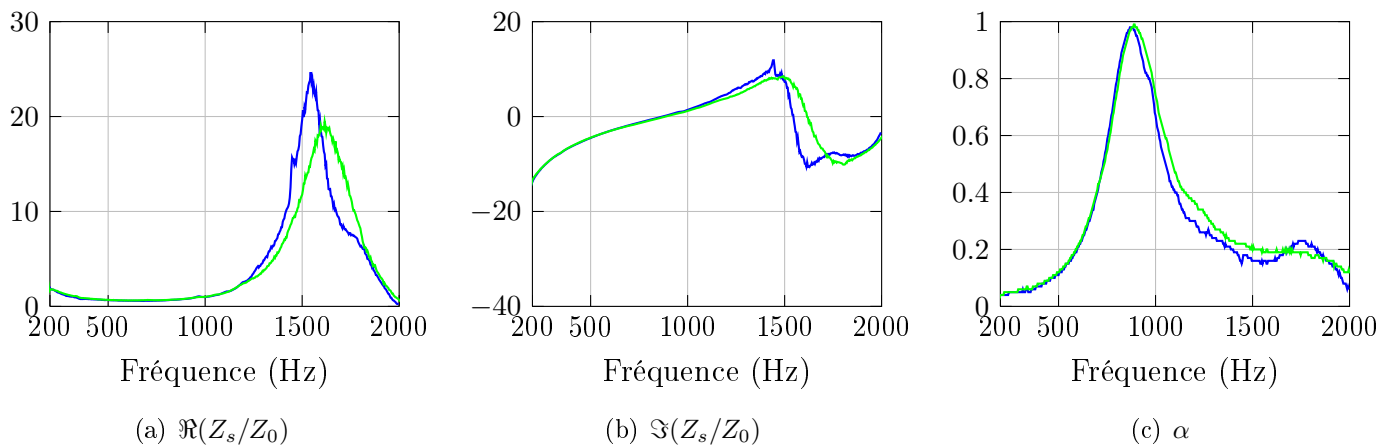


Figure I.10 – Revêtement 1 - Impédance de surface et coefficient d'absorption, mesure 1 — et mesure 2 —

L'écart entre le modèle de Hamet et les deux autres modèles est donc de l'ordre de l'incertitude de mesure au niveau des pics d'impédance ; mais ce n'est pas le cas au niveau de la pente à l'origine et de l'amplitude du pic du coefficient d'absorption. En revanche, l'écart entre le modèle de Zwikker & Kosten étendu et le modèle de Johnson-Champoux-Allard se situe tout à fait dans l'incertitude de mesure.

De ce fait, nous avons choisi de nous limiter au modèle de Zwikker & Kosten étendu dans la suite de ce travail, car il respecte la physique du problème, nécessite un nombre restreint de paramètres et semble donner des résultats aussi performants que le modèle de Johnson-Champoux-Allard pour les matériaux considérés.

4 Conclusion

Les matériaux poreux sont des milieux complexes dans lesquels plusieurs phénomènes interviennent lors de la propagation d'une onde incidente. De par l'hypothèse de squelette immobile, valide pour les matériaux considérés dans le cadre de cette thèse, on se limitera aux phénomènes visco-inertiels et thermiques.

Sous les hypothèses de la séparation d'échelle et de l'existence d'un Volume Élémentaire Représentatif dans le matériau, l'équation de propagation établie grâce à la théorie de l'homogénéisation et aux équations constitutives de l'acoustique des milieux poreux montre qu'il est possible de considérer le matériau poreux comme un milieu homogène fictif équivalent, dont la densité et le module d'incompressibilité peuvent être calculés à partir des paramètres liés à la microstructure du matériau.

Les modèles permettant de faire cette relation sont dénommés modèles du matériau équivalent. Beaucoup de modèles différents existent outre ceux présentés dans le cadre de cette thèse. Il a été choisi ici de se limiter au modèle de Zwikker & Kosten étendu, faisant appel à 3 paramètres, de manière à limiter l'incertitude sur leur estimation à partir de grandeurs mesurées *in situ*. En effet, ce modèle semble produire des résultats aussi fiables qu'un modèle à 5 paramètres pour les matériaux considérés.

La caractérisation d'un matériau *in situ* correspond à l'accès à ces paramètres. Ceux décrits dans le cadre de cette thèse ne sont pas mesurables directement *in situ*, hormis la résistivité à laquelle on peut accéder par le biais de la perméabilité statique. La densité et l'incompressibilité équivalentes du matériau ne sont pas non plus accessibles *in situ* dans le cas de revêtements de chaussée, une mesure en transmission étant nécessaire.

Les grandeurs mesurables *in situ* sont l'impédance de surface, le coefficient de réflexion acoustique et le coefficient d'absorption (grandeurs interdépendantes). Le chapitre II présente et compare deux méthodes de mesure de ces grandeurs acoustiques.

Chapitre II

Mesures de l'impédance et du coefficient d'absorption acoustique *in situ*

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les méthodes de mesures acoustiques disponibles sur les revêtements de chaussée. La méthode retenue devra répondre aux contraintes imposées par des mesures *in situ*, en ce qui concerne la mise en œuvre, et fournir des données fiables et suffisamment précises pour des matériaux à faible porosité.

Les mesures acoustiques *in situ*, sur une surface au sol, ne permettent que l'accès à la face supérieure du matériau. De ce fait, les grandeurs accessibles grâce à une mesure en transmission (densité et incompressibilité équivalentes, impédance caractéristique et nombre d'onde) ne sont pas directement disponibles dans ce type de configuration. Seule une mesure en réflexion est réalisable, ce qui donne accès à l'impédance de surface Z_s , au coefficient de réflexion R et au coefficient d'absorption α , ces grandeurs étant reliées.

Ce chapitre évoque les principales méthodes de mesure *in situ* existantes qui permettent d'accéder à ces grandeurs et de répondre à la problématique évoquée ci-dessus.

Trois de ces méthodes de mesure sont ensuite testées sur une mousse polymère, ce qui permet une comparaison avec une méthode de mesure en laboratoire éprouvée, puis sur un revêtement de chaussée, dont les caractéristiques diffèrent sensiblement de celles des milieux acoustiques absorbants usuels.

1 Méthodes de mesures de l'impédance de surface *in situ*

1.1 Revue des types de méthodes existants

Un état de l'art complet des méthodes existantes peut être trouvé dans la thèse de De Geetere [De Geetere 2004]. En ce qui concerne les méthodes en champ libre, De Geetere distingue deux catégories, les méthodes de séparation de l'onde incidente et réfléchie, et les méthodes considérant le champ résultant dans son ensemble. Parmi ces dernières, il évoque les méthodes directes, permettant de calculer les grandeurs acoustiques étudiées à partir des mesures réalisées, et les méthodes inverses qui accèdent à d'autres grandeurs (par exemple l'atténuation, la différence de phase) et nécessitent ensuite la minimisation de l'écart modèle-mesures pour accéder à l'impédance de surface ou aux coefficients de réflexion et d'absorption.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons privilégié les méthodes directes. En effet, les résultats des mesures seront utilisés dans le chapitre III pour la détermination de paramètres liés à la microstructure du matériau par l'inversion d'un modèle de propagation dans le milieu poreux. De ce fait, il nous a paru préférable de ne pas faire intervenir l'inversion d'un premier modèle dans la détermination des grandeurs mesurées.

Dans sa thèse [Dutilleux 1999], Dutilleux quant à lui classe les méthodes de mesure de l'absorption acoustique *in situ* existantes en 2 catégories : les méthodes en régime transitoire et celles en régime stationnaire.

Parmi les méthodes directes existantes, on peut évoquer deux grands types de méthodes :

- **les méthodes de fonction de transfert**, qui se basent sur des mesures de la pression acoustique au-dessus du matériau considéré et sur une hypothèse relative à la nature du champ d'onde au-dessus du matériau pour déterminer l'impédance de surface ou le coefficient de réflexion ; elles appartiennent aux méthodes en régime stationnaire et traitent le champ résultant dans son ensemble ;
- **les méthodes de séparation**, qui remontent au coefficient de réflexion en comparant onde directe et onde réfléchie ; elles constituent un exemple de méthode en régime transitoire.

Une dernière catégorie de méthode a fait son apparition plus récemment : **la méthode de mesure directe de l'impédance** par une mesure simultanée de la pression et de la

vitesse particulière au-dessus du matériau à l'aide d'une sonde dénommée PU (pression P vitesse U). Cette méthode est à rapprocher des méthodes de fonction de transfert, car elle permet de déterminer PU au lieu de PP mais fait intervenir les mêmes équations pour le calcul. Elle permet cependant l'application à des gammes de fréquence différentes.

1.2 Méthode de la fonction de transfert

Allard et Sieben [Allard & Sieben 1985] proposent l'une des premières publications sur ce sujet. De nombreux auteurs ont ensuite travaillé sur cette méthode, qui est souvent utilisée comme référence pour le test de méthodes nouvelles [Barnard & Rao 2004, Bin Che Din *et al.* 2012].

1.2.1 Configuration de mesure

L'impédance de surface d'un matériau est définie comme le ratio en un point de la pression et de la vitesse particulière. La pression étant mesurable plus facilement, deux mesures de pression sont réalisées en 2 points ; l'hypothèse faite sur le type d'ondes qui se propagent en fonction de la configuration (distance source-microphone notamment), et donc du champ de pression, permet de remonter au coefficient de réflexion complexe ou à l'impédance de surface par le calcul de la fonction de transfert, ratio des deux pressions mesurées. Cette méthode est également communément appelée méthode du doublet microphonique.

La figure II.1 présente la configuration de mesure de cette méthode lorsque la source est placée sous incidence normale.

Cette méthode permet d'obtenir des résultats de mesures fiables, mais elle est sensible aux incertitudes de mesure des distances microphones-matériau.

Les microphones devant être calibrés entre eux pour extraire la fonction de transfert sans le biais des réponses différentes des microphones, il est possible pour ce faire d'utiliser la méthode de Seybert et Ross [Seybert & Ross 1977] en faisant une mesure préliminaire au même point, les deux micros face à face, avec du bruit blanc, ou de contourner ce problème en n'utilisant qu'un microphone positionné successivement aux deux emplacements de mesure.

Dans le travail de Allard et Sieben [Allard & Sieben 1985], les microphones sont placés sur une normale au matériau, très proches de celui-ci ($d_1 = 5$ mm et $d_2 = 15$ mm) ; la source est placée à $h = 4$ m de hauteur sur la même normale au matériau.

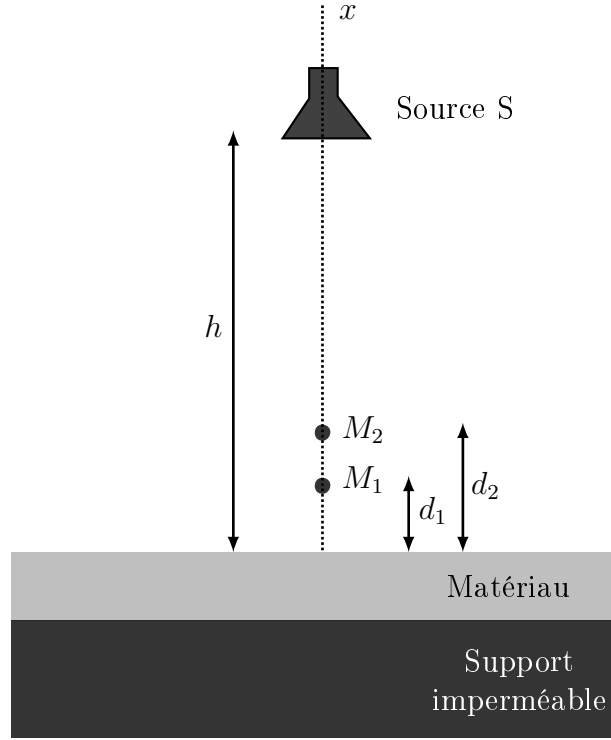


Figure II.1 – Schéma de la configuration de mesure avec la méthode de la fonction de transfert sous incidence normale

1.2.2 Hypothèses

Régime La mesure est réalisée en régime stationnaire. Le traitement des données de mesure est réalisé dans le domaine fréquentiel.

Propagation des ondes au-dessus d'un plan La méthode classique considère la propagation d'ondes planes entre la source et le matériau. La variante basses fréquences considère la propagation d'ondes sphériques, notamment par le biais du modèle de Nobile et Hayek [Nobile & Hayek 1985].

Domaine de validité La fréquence optimale de mesure f_{opt} est particulière à chaque configuration de mesure. En effet, elle dépend de l'écartement des microphones $s = d_2 - d_1$, qui doit correspondre à un maximum de pression. Le premier se produit au quart de la longueur d'onde. On a donc :

$$s = \frac{\lambda_{opt}}{4} = \frac{c_0}{4f_{opt}} \quad (\text{II.1})$$

Soit

$$f_{opt} = \frac{c_0}{4s} \quad (\text{II.2})$$

En revanche, la moitié de la longueur d'onde correspond à un minimum de pression ; la fréquence correspondante est donc une zone d'indétermination de la mesure.

La gamme de validité de la mesure est donc centrée sur f_{opt} et est limitée à hautes fréquences par la fréquence d'indétermination.

En ce qui concerne la limite basses fréquences, elle dépend également de la distance source-microphone, en raison de la limite de validité du modèle ondes planes. Ce point est détaillé au paragraphe [II.1.2.3](#).

Avec un modèle de propagation ondes planes, Allard et Sieben [[Allard & Sieben 1985](#)] observent que leurs mesures ne sont valides qu'à partir de 500 Hz, ce que l'on retrouve dans d'autres travaux.

Il est ainsi possible de déterminer la configuration de mesure en fonction de la gamme de fréquence ciblée.

Surface nécessaire Dans les travaux de Allard et Sieben [[Allard & Sieben 1985](#)] les distances microphones-matériau restreintes permettent une faible surface de matériau nécessaire (1 m²).

1.2.3 Calcul de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption à partir des mesures réalisées

On peut considérer que des ondes planes se propagent lorsque la distance source-microphone $h - d_{1,2}$ est grande relativement à la longueur d'onde λ , c'est-à-dire si la relation suivante est respectée :

$$k_{air} h - d_{1,2} \gg 1 \quad (\text{II.3})$$

ou

$$h - d_{1,2} \gg \lambda = \frac{c_0}{f} \quad (\text{II.4})$$

Si l'hypothèse d'ondes planes peut être considérée comme valide, la pression peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$p(x, t) = C e^{j\omega t} (e^{jk_{air} x} + R e^{-jk_{air} x}) = e^{j\omega t} P(x) \quad (\text{II.5})$$

avec ω la pulsation, $k_{air} = \frac{\omega}{c_0}$ le nombre d'onde de l'air, R le coefficient de réflexion et C une constante.

La dépendance temporelle étant identique en chaque point, on considère uniquement $P(x)$.

On a donc les pressions aux points M_1 et M_2 :

$$\begin{cases} P(M_1) = C(e^{jk_{air} d_1} + R e^{-jk_{air} d_1}) \\ P(M_2) = C(e^{jk_{air} d_2} + R e^{-jk_{air} d_2}) \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

$$(\text{II.7})$$

Ces équations permettent de calculer la fonction de transfert H_{12} des deux pressions :

$$H_{12} = \frac{P(M_1)}{P(M_2)} = \frac{e^{jk_{air} d_1} + R e^{-jk_{air} d_1}}{e^{jk_{air} d_2} + R e^{-jk_{air} d_2}} \quad (\text{II.8})$$

Le coefficient de réflexion R peut ainsi être exprimé à partir de la fonction de transfert :

$$R = \frac{e^{jk_{air} d_1} - H_{12} e^{jk_{air} d_2}}{H_{12} e^{-jk_{air} d_2} - e^{-jk_{air} d_1}} \quad (\text{II.9})$$

R peut également s'exprimer sous la forme suivante :

$$R = \frac{1 - H_{12} e^{jk_{air} (d_2 - d_1)}}{H_{12} e^{-jk_{air} (d_2 - d_1)} - 1} e^{2jk_{air} d_1} \quad (\text{II.10})$$

soit, si l'on introduit l'écartement des microphones $s = d_2 - d_1$:

$$R = \frac{1 - H_{12} e^{jk_{air} s}}{H_{12} e^{-jk_{air} s} - 1} e^{2jk_{air} d_1} \quad (\text{II.11})$$

On observe que l'amplitude de R dépend seulement de l'écartement des microphones s alors que sa phase dépend également de la distance sol-microphone bas d_1 .

L'impédance de surface Z_s ainsi que le coefficient d'absorption α sont ensuite obtenus à partir des équations (I.29) et (I.30) du paragraphe I.1.4.5.

L'absorption étant liée à la seule amplitude de R , elle ne dépend que de l'écartement des microphones. L'impédance quant à elle dépend de l'écartement des microphones ainsi que de leur position par rapport au matériau, ce qui introduit donc une incertitude

supplémentaire.

La mesure de $P(M_1)$ et $P(M_2)$ et la connaissance des distances d_1 et d_2 permet donc de calculer le coefficient de réflexion, d'où l'impédance de surface et le coefficient d'absorption.

Si la mesure est réalisée sous incidence θ , l'équation (II.9) devient :

$$R = \frac{e^{jk_{air} d_1 \cos \theta} - H_{12} e^{jk_{air} d_2 \cos \theta}}{H_{12} e^{-jk_{air} d_2 \cos \theta} - e^{-jk_{air} d_1 \cos \theta}} \quad (\text{II.12})$$

1.2.4 Variantes

Tube scellé au sol Ce principe est appliqué par la méthode du tube d'impédance, dans lequel se propagent des ondes planes dans une gamme de fréquence définie.

Ainsi, une méthode applicable *in situ* consiste à sceller un tube d'impédance vertical au sol dont on veut mesurer l'impédance de surface [Berendt & Schmidt 1963, Syed 1985]. Cette méthode est notamment décrite par la norme ISO 13472-2, intitulée *Mesurage in situ des propriétés d'absorption acoustique des revêtements de chaussée - Partie 2 Méthode ponctuelle pour surfaces réfléchissantes*. Elle présente l'avantage de s'assurer de la propagation d'ondes planes en s'affranchissant de la distance source-microphone. Cependant le scellé pose généralement des problèmes de fuite, qui ne permettent pas une mesure précise.

Propagation d'ondes sphériques La condition définie par l'équation (II.4) pouvant se révéler problématique *in situ* pour des mesures à basses fréquences, la propagation d'ondes sphériques peut être considérée, via notamment le modèle de Nobile et Hayek [Nobile & Hayek 1985].

La figure II.2 présente la configuration géométrique du modèle.

Le potentiel des vitesses $\Upsilon(r, z)$ permet d'exprimer la pression p et la vitesse particulière v :

$$p(r, z) = -j\omega\rho_0\Upsilon(r, z) \quad (\text{II.13})$$

$$v(r, z) = -\nabla\Upsilon(r, z) \quad (\text{II.14})$$

$\Upsilon(r, z)$ s'écrit comme la somme des contributions de l'onde directe, de la réflexion spéculaire parfaite et d'un terme qui décrit l'écart à cette réflexion spéculaire :

$$\Upsilon(r, z) = \frac{e^{jk_{air} R_1}}{R_1} + \frac{e^{jk_{air} R_2}}{R_2} + \frac{4jk_{air} \beta B e^{jk_{air} R_2}}{\beta + \sin \psi} \int_0^\infty \frac{e^{jk_{air} R_2(t^2+2Bt)}}{\sqrt{1 - \frac{t^2+2Bt}{H}}} dt \quad (\text{II.15})$$

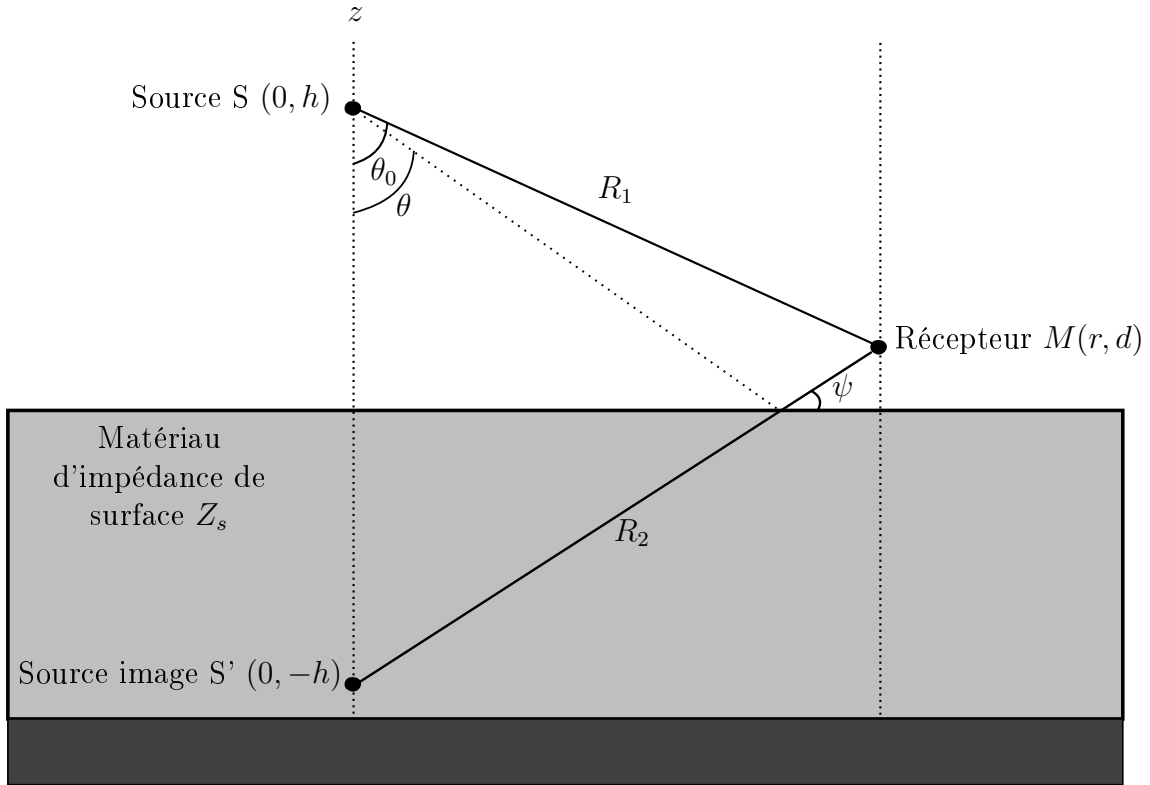


Figure II.2 – Géométrie du modèle de propagation d'ondes sphériques

avec

R_1 la distance source - récepteur ;

R_2 la distance source image - récepteur ;

β l'admittance du sol normalisée (soit $\frac{Z_0}{Z_s}$) ;

ψ l'angle de réflexion ;

B et H des fonctions de β et ψ .

Le fait de considérer la propagation d'ondes sphériques permet de réaliser des mesures à plus basses fréquences, sans contrainte sur la distance source-récepteur. Néanmoins l'intégrale de l'équation (II.15) doit être approchée par une méthode numérique.

A incidence normale, et si kR_2 est très supérieur à 1 (on retrouve ainsi une contrainte similaire à l'hypothèse ondes planes), on peut simplifier cette expression de la manière suivante :

$$\Upsilon(z) = \frac{e^{jk_{air} R_1}}{R_1} + \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \frac{e^{jk_{air} R_2}}{R_2} \quad (\text{II.16})$$

La fonction de transfert correspond au ratio des potentiels des vitesses en 2 points,

qui permettent d'accéder à l'impédance de surface.

Incidence rasante La norme américaine ANSI S1.18 [Standard 1999] propose trois configurations de mesure en incidence rasante (cf. figure II.3) ; elles sont présentées dans le tableau II.1.

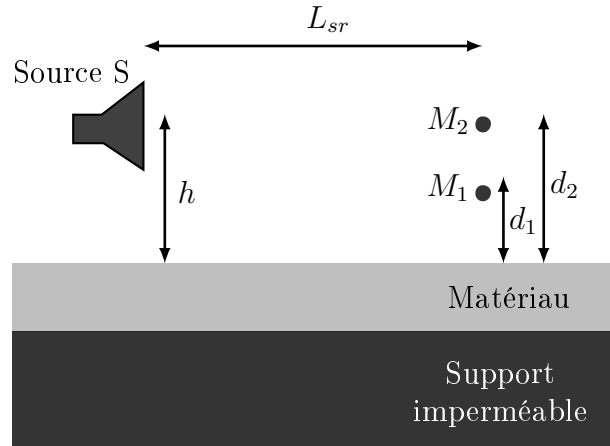


Figure II.3 – Schéma de la configuration de mesure avec la méthode de la fonction de transfert sous incidence rasante (norme ANSI S1.18)

Configuration	d_1	d_2	h	L_{sr}
A	23 cm	46 cm	32.5 cm	1.75 m
B	5 cm	20 cm	20 cm	1 m
C	5 cm	40 cm	40 cm	1 m

Tableau II.1 – Configurations de mesures sous incidence rasante proposées par la norme ANSI S1.18

Le modèle de propagation utilisé est le modèle de Nobile et Hayek [Nobile & Hayek 1985].

Kruse [Kruse 2008] a appliqué les configurations proposées à plusieurs types de sol. Il en conclut que la configuration B est particulièrement bien adaptée aux mesures sur sols peu résistifs. Cependant les résultats à basses fréquences (en dessous de 400 Hz) sont peu satisfaisants, ainsi que sur les sols plus résistifs.

Kruse et Mellert [Kruse 2007] mettent en évidence la sensibilité de cette méthode à l'incertitude de mesure de la fonction de transfert, ainsi que des distances microphone-matériau et source-matériau, en particulier sur des sols résistifs (notamment les revêtements de chaussée).

Bruit ambiant Takahashi *et al.* [Takahashi *et al.* 2005] proposent l'utilisation de la méthode de la fonction de transfert en utilisant le bruit ambiant comme source. Ils considèrent la propagation d'ondes planes, mais dans le cadre d'un champ sonore incident diffus.

Ils se basent sur l'expression de l'impédance de surface pour un angle d'incidence θ à partir de la fonction de transfert $H_{12}(\theta, \omega)$:

$$Z_s(\theta, \omega) = \frac{Z_0}{\cos \theta} \frac{H_{12}(\theta, \omega)(1 - e^{2jk_{air} d_2 \cos \theta}) - e^{jk_{air} (d_2 - d_1) \cos \theta} (1 - e^{2jk_{air} d_1 \cos \theta})}{H_{12}(\theta, \omega)(1 + e^{2jk_{air} d_2 \cos \theta}) - e^{jk_{air} (d_2 - d_1) \cos \theta} (1 + e^{2jk_{air} d_1 \cos \theta})} \quad (\text{II.17})$$

Takahashi *et al.* compensent l'utilisation du bruit ambiant au lieu d'une source incidente directe, contrôlée et répétable, par la moyenne de la pression sur l'angle d'incidence et le temps. Pour simplifier la mise en œuvre de la méthode, la moyenne sur l'angle d'incidence est remplacée par l'incidence normale, ce qui permet d'exprimer l'impédance de surface "bruit ambiant" de la manière suivante, à partir de la fonction de transfert sous bruit ambiant $H_{12,EA}(\omega)$:

$$Z_{s,EA}(\omega) = Z_0 \frac{H_{12,EA}(\omega)(1 - e^{2jk_{air} d_2}) - e^{jk_{air} (d_2 - d_1)} (1 - e^{2jk_{air} d_1})}{H_{12,EA}(\omega)(1 + e^{2jk_{air} d_2}) - e^{jk_{air} (d_2 - d_1)} (1 + e^{2jk_{air} d_1})} \quad (\text{II.18})$$

La moyenne temporelle est réalisée sur plusieurs mesures.

L'utilisation de deux microphones lors d'une mesure simultanée est ici indispensable ; deux microphones demi-pouce sont placés très près du sol et très près l'un de l'autre, avec des distances $d_1 = 10$ mm et $d_2 = 23$ mm.

Takahashi *et al.* testent cette méthode en utilisant des champs sonores très divers, bruyants ou non, composés de bruits impulsionnels ou d'un bruit de fond plus continu. Les résultats obtenus concordent. La comparaison des résultats avec le modèle de Miki [Miki 1990] semble indiquer que la méthode permet de mesurer une impédance de surface dont la partie réelle est surestimée par rapport au modèle ; c'est également le cas du coefficient d'absorption.

1.3 Méthode de séparation des signaux

Cette méthode, proposée par Spandöck [Spandöck 1934] puis reprise par Mommertz [Mommertz 1995] et développée par Garai *et al.* [Garai *et al.* 1998], a fait l'objet de la norme internationale ISO 13472-1 [13472-1 2002], intitulée *Mesurage in situ des propriétés d'absorption acoustique des revêtements de chaussée - Partie 1 Méthode de la surface étendue*.

1.3.1 Configuration de mesure

Le coefficient de réflexion est défini comme le ratio de la pression acoustique réfléchie sur la pression acoustique incidente. De ce fait, la méthode de séparation des signaux consiste à mesurer les réponses impulsionnelles du microphone, correspondant respectivement :

- à la somme du trajet direct et du trajet réfléchi (système source-microphone orienté vers le matériau dont on veut mesurer le coefficient de réflexion) ;
- au trajet direct seul (système source-microphone orienté en champ libre sans obstacle).

Il s'agit ensuite de séparer, dans le champ de pression complet, le trajet direct du trajet réfléchi, ce qui est fait par une soustraction temporelle.

La figure II.4 présente la configuration de mesure de cette méthode lorsque la source est placée sous incidence normale.

La norme ISO 13472-1 [13472-1 2002] fixe les distances de mesure : $d = 25$ cm et $h = 1.25$ m, ce qui entraîne la distance source-microphone fixée à $h - d = 1$ m.

Elle préconise, par ailleurs, une mesure préliminaire sur une surface de référence parfaitement réfléchissante pour recalibrer la méthode, et corriger les résultats obtenus sur d'autres surfaces.

Le signal source doit permettre la mesure d'une réponse impulsionnelle (bruit impulsionnel ou signal de type séquence de longueur maximale (*Maximum-Length Sequences* ou MLS) [Schroeder 1979]). Les séquences MLS (caractérisées par un ordre et un nombre de répétitions) sont des signaux composés d'impulsions d'amplitude égale réparties aléatoirement dans le temps (signaux pseudo-aléatoires). Le spectre d'un signal MLS est un bruit blanc. La réponse impulsionnelle d'un système à ce type de signal se calcule facilement à l'aide de la transformée de Hadamard (calcul facilité de l'inter-corrélation entre le signal d'entrée et le signal de sortie), d'où son utilisation courante.

1.3.2 Hypothèses

Régime La mesure est réalisée en régime transitoire. Le traitement des données de mesure est d'abord réalisé dans le domaine temporel pour la séparation du trajet direct et du trajet réfléchi, avant le passage au domaine fréquentiel pour le calcul du coefficient de réflexion et des grandeurs acoustiques en découlant (impédance de surface Z_s , coefficient d'absorption α).

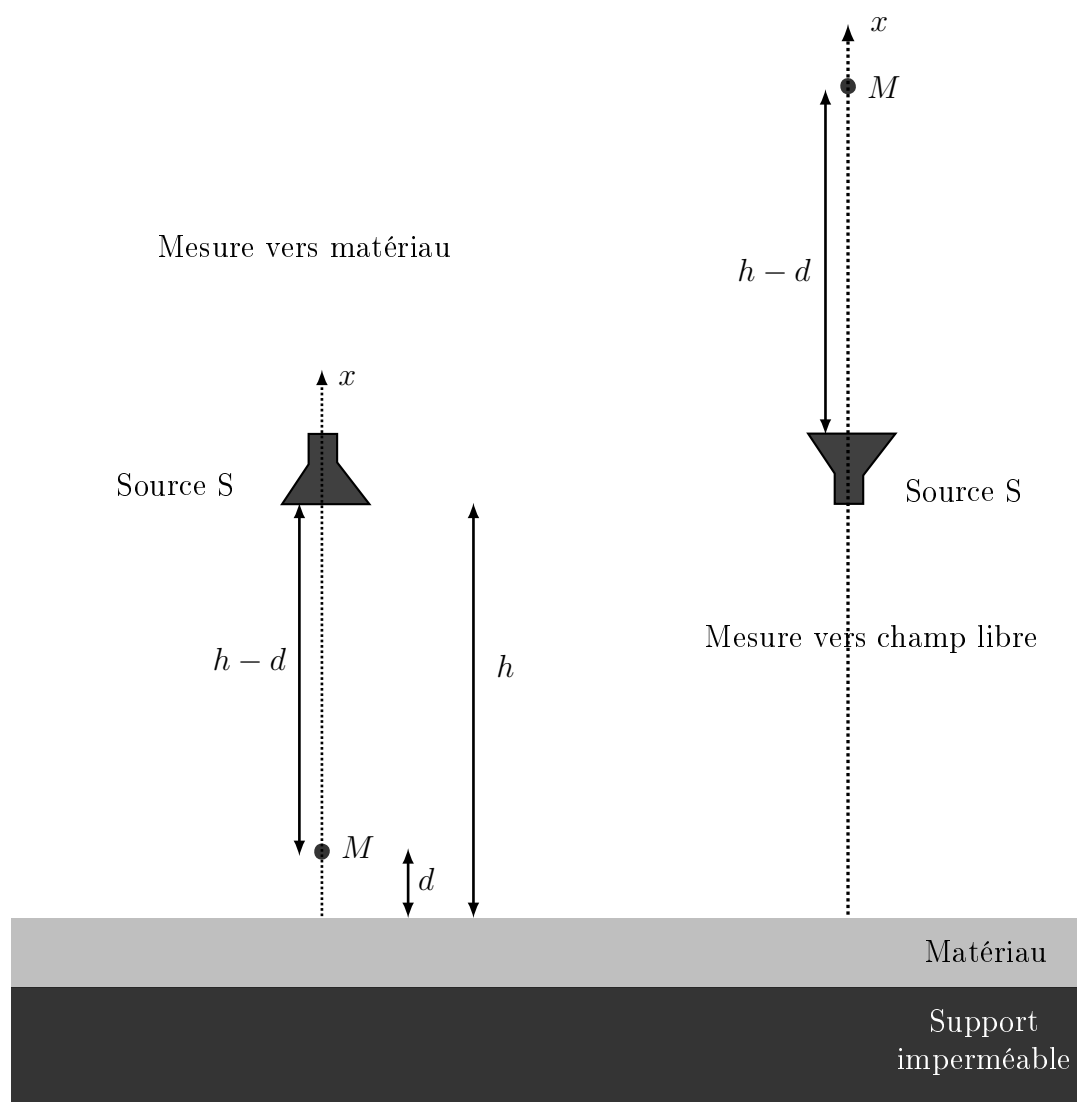


Figure II.4 – Schéma de la configuration de mesure avec la méthode impulsionnelle sous incidence normale

Propagation des ondes au-dessus d'un plan Le modèle de propagation des ondes au-dessus d'un plan n'est pas spécifié, car il n'intervient pas.

Domaine de validité La norme ISO 13472-1 est définie pour la gamme de fréquence allant de 250 à 4000 Hz. La limite basses fréquences est inversement proportionnelle à la largeur de la fenêtre temporelle utilisée pour isoler les réponses impulsionnelles des trajets direct et réfléchi. Une fréquence limite basse de 220 Hz implique une largeur minimale de fenêtre de 5 ms.

Surface nécessaire La surface qui participe à la réponse impulsionnelle du système est appelée surface active dans la norme ISO 13472-1. A incidence normale, il s'agit d'un cercle dont le centre est situé à la normale de la source et dont le rayon r_s s'exprime en fonction de la configuration de mesure et de la largeur de la fenêtre temporelle T_w permettant d'isoler la réponse impulsionnelle du trajet réfléchi :

$$r_s = \frac{1}{h + d + c_0 T_w} \sqrt{\left(h + d + \frac{c_0 T_w}{2}\right) \left(h + \frac{c_0 T_w}{2}\right) (2d + c_0 T_w) c_0 T_w} \quad (\text{II.19})$$

Pour une hauteur de source h de 1.25 m, une hauteur de microphone d de 25 cm, et une largeur de fenêtre temporelle T_w de 6 ms, si $c_0 = 343$ m/s, le rayon de la surface active est d'environ 1.35 m.

1.3.3 Calcul de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption à partir des mesures réalisées

Lorsque le système source-microphone est orienté vers le champ libre, la réponse impulsionnelle du microphone est composée de la réponse impulsionnelle $h_i(t)$ du trajet direct (onde incidente) et de la réponse du bruit de fond $h_n(t)$.

Lorsque le système source-microphone est orienté vers le matériau dont on veut mesurer les propriétés d'absorption, la réponse impulsionnelle globale $h_m(t)$ du microphone (trajet direct et trajet réfléchi) s'exprime de la manière suivante dans le domaine temporel :

$$h_m(t) = h_i(t) + h_r(t) + h_p(t) + h_n(t) \quad (\text{II.20})$$

Dans l'équation (II.20),

$h_m(t)$ est la réponse impulsionnelle globale avec le système tourné vers le matériau,
 $h_i(t)$ est la réponse impulsionnelle du trajet direct,
 $h_r(t)$ est la réponse impulsionnelle du trajet réfléchi,
 $h_p(t)$ est la réponse impulsionnelle des réflexions parasites,
 $h_n(t)$ est la réponse du bruit de fond.

La réponse impulsionnelle du trajet réfléchi peut s'exprimer à partir de celle du trajet direct, et du coefficient de réflexion du matériau considéré :

$$h_r(t) = K_r h_i(t) r_p(t - \Delta\tau) \quad (\text{II.21})$$

K_r le facteur de divergence géométrique,
 avec r_p le coefficient de réflexion du matériau dans le domaine temporel,
 $\Delta\tau = \frac{2d}{c_0}$ le déphasage entre trajets direct et réfléchi.

Le facteur de divergence géométrique K_r correspond à la différence de longueur des trajets direct et réfléchi, et est donc défini par la relation :

$$K_r = \frac{h - d}{h + d} \quad (\text{II.22})$$

La réponse impulsionnelle h_p des réflexions parasites s'exprime sous la forme d'une somme de termes similaires à h_r prenant en compte des déphasages $\Delta\tau_j$ supérieurs à $\Delta\tau$.

Si $h_i(t)$ et $h_r(t)$ sont séparées temporellement, c'est-à-dire si le déphasage $\Delta\tau$ est suffisant, $h_i(t)$ et $h_r(t)$ peuvent être isolées directement par l'application d'une fenêtre temporelle.

En revanche, si les intervalles de temps, où $h_i(t)$ et $h_r(t)$ sont d'amplitude non nulle, se superposent, la mesure de la réponse impulsionnelle du trajet direct est nécessaire. Elle permet d'isoler $h_i(t)$ qui peut ensuite être soustraite de $h_m(t)$ pour obtenir $h_r(t)$ (cf. figure II.5).

Le passage au domaine fréquentiel permet de calculer le coefficient de réflexion complexe R à partir des transformées de Fourier $H_i(f)$ et $H_r(f)$ des réponses impulsionnelles temporelles $h_i(t)$ et $h_r(t)$:

$$R = \frac{1}{K_r} \frac{H_r(f)}{H_i(f)} e^{j2\pi\Delta\tau} \quad (\text{II.23})$$

d'où l'impédance de surface Z_s et le coefficient d'absorption α à partir des équations

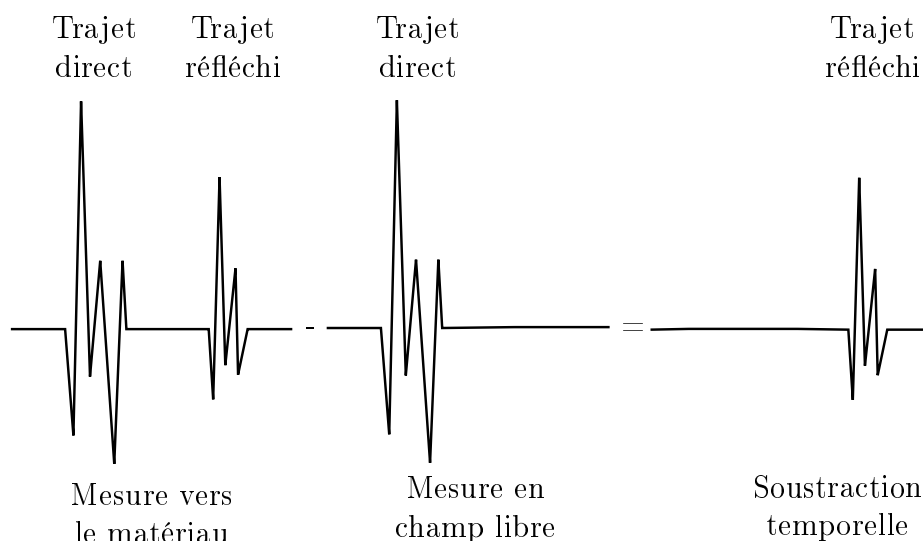


Figure II.5 – Isolement du trajet réfléchi par soustraction temporelle

(I.29) et (I.30) du paragraphe I.1.4.5.

Si une mesure sur une surface de référence parfaitement réfléchissante est réalisée préalablement, le coefficient de réflexion R est corrigé par la relation suivante :

$$R_{final} = \frac{R}{R_{ref}} \quad (\text{II.24})$$

1.3.4 Variantes

Séparation par fenêtrage temporel En fonction du type de source utilisée, et de la configuration de mesure, l'onde directe et l'onde réfléchie peuvent être séparées dans le domaine temporel. Dans ce cas, une seule mesure suffit et le fenêtrage temporel permet de séparer ondes directe et réfléchie pour le calcul du coefficient d'absorption. C'est notamment le cas avec l'utilisation de pistolets [Legeay & Seznec 1983]. Cette technique est néanmoins moins robuste, car le signal, très court, est plus facilement perturbé par des bruits parasites.

Mesures dynamiques du coefficient d'absorption Morgan et Watts dans leurs travaux [Morgan *et al.* 2001, Morgan & Watts 2002] ont adapté la méthode de la norme ISO 13472-1 en positionnant le matériel de mesure sur une remorque reliée à un véhicule tracteur, de manière à tester la méthode en dynamique. Les résultats obtenus paraissent cohérents à partir de 800 Hz. En revanche, les mesures réalisées à des vitesses supérieures à 30 km/h ne sont plus comparables à celles réalisées en statique, l'absorption mesurée augmentant avec la vitesse de parcours.

La société concessionnaire d'autoroute italienne *Autostrade* dispose d'un équipement du type de celui de Watts *et al.*, qu'elle utilise pour réaliser des mesures d'absorption acoustique sur son réseau à des vitesses comprises entre 8 et 25 km/h.

1.4 Mesure directe de l'impédance à l'aide d'une sonde PU

De Bree *et al.* [Bree *et al.* 1996] présentent un capteur permettant de mesurer la vitesse particulière d'une onde acoustique par le biais de la différence de température entre 2 électrodes miniatures parallèles chauffées par un courant électrique.

Lanoye *et al.* [Lanoye *et al.* 2004] testent une sonde, dénommée sonde PU (pression P vitesse U), combinant un capteur de vitesse particulière de ce type et un microphone, permettant ainsi de réaliser les mesures de pression et de vitesse simultanément au même point.

Ils détaillent le mode de calibrage de cette sonde et la testent pour la mesure de l'impédance de surface de matériaux, au tube d'impédance et en chambre anéchoïque. Ils comparent les résultats avec ceux obtenus par les méthodes classiques faisant appel à deux mesures de pression. Les résultats paraissent satisfaisants.

1.4.1 Configuration de mesure

L'impédance est définie comme le ratio de la pression et de la vitesse particulière en un point. La sonde PU, qui fournit la mesure de l'un et l'autre simultanément au même point, permet ainsi la détermination directe de l'impédance en ce point. Si la sonde est placée très près du matériau, on peut considérer qu'elle mesure l'impédance de surface. Sinon, un modèle de propagation au-dessus d'un plan est nécessaire pour y accéder.

La figure II.6 présente la configuration de mesure de cette méthode lorsque la source est placée sous incidence normale.

Lanoye *et al.* [Lanoye *et al.* 2006] poursuivent les investigations présentées dans leur article [Lanoye *et al.* 2004] en testant la sonde PU pour des mesures de l'impédance de surface *in situ*. La distance d est comprise entre 15 et 30 mm.

1.4.2 Hypothèses

Régime La mesure est réalisée en régime stationnaire. Le traitement des données de mesure est réalisé dans le domaine fréquentiel.

Propagation des ondes au-dessus d'un plan Pour passer de la mesure directe de l'impédance avec la sonde PU au coefficient de réflexion, Lanoye *et al.* font intervenir un

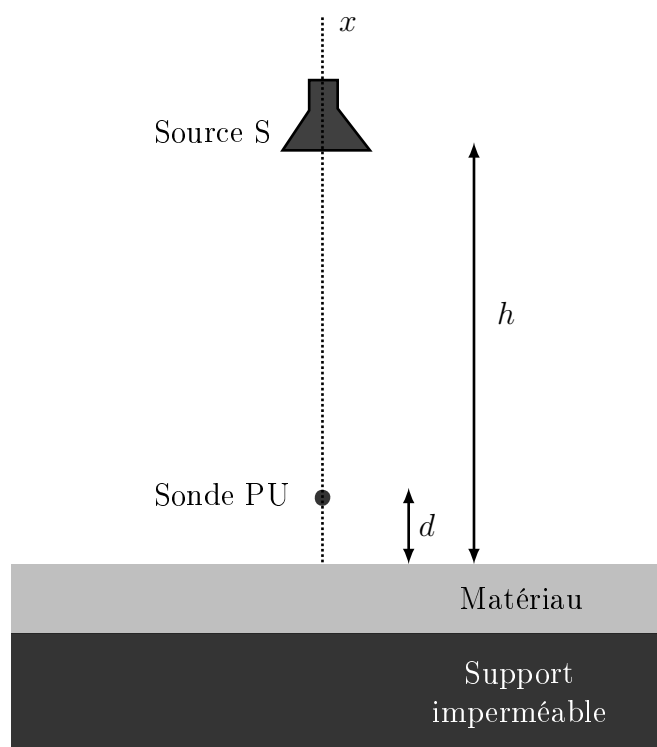


Figure II.6 – Schéma de la configuration de mesure avec la méthode impulsionnelle sous incidence normale

modèle de propagation au-dessus d'un plan. Deux modèles de propagation sont testés par Lanoye *et al.* [Lanoye *et al.* 2006], le modèle source-image avec ondes planes et le modèle de Nobile et Hayek [Nobile & Hayek 1985] pour les ondes sphériques, ce dernier fournissant les meilleurs résultats.

Domaine de validité La gamme de validité de la mesure dépend de la méthode utilisée pour calibrer la sonde. S'il s'agit d'un calibrage au tube d'impédance, le domaine de validité va de 100 à 4000 Hz ; si le calibrage est effectué en champ libre, le domaine de validité de la mesure n'est limité que par celui des fréquences audibles (20 Hz - 20 kHz).

Surface nécessaire Cette méthode présente l'avantage de requérir des surfaces de matériau relativement faibles : sous incidence normale, une surface carrée de 30 cm de côté suffit pour obtenir des résultats corrects si la sonde est située près du matériau.

1.4.3 Calcul de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption à partir des mesures réalisées

A partir de la mesure de l'impédance $Z_{s,m}$ Lanoye *et al.* [Lanoye *et al.* 2006] testent deux modèles de propagation au-dessus d'un plan.

Le premier modèle considère la réflexion de type ondes planes, avec prise en compte d'une source-image fictive derrière le matériau pour la réflexion. Le coefficient de réflexion s'exprime alors, avec les notations de la figure II.2 :

$$R = e^{jk_{air}(R_1-R_2)} \frac{R_2}{R_1} \frac{Z_{s,m} \frac{1 - jk_{air}R_1}{-jk_{air}R_1} \cos \theta_0 - Z_0}{Z_{s,m} \frac{1 - jk_{air}R_2}{-jk_{air}R_2} \cos \theta + Z_0} \quad (\text{II.25})$$

Le second modèle est celui de Nobile et Hayek [Nobile & Hayek 1985], sous une autre formulation. A incidence quelconque, le potentiel des vitesses $\Upsilon(d)$ s'écrit :

$$\Upsilon(d) = \frac{e^{jk_{air}R_1}}{R_1} + Q \frac{e^{jk_{air}R_2}}{R_2} \quad (\text{II.26})$$

avec Q le coefficient de réflexion ondes sphériques.

Q est donné par la relation suivante, faisant intervenir le coefficient de réflexion ondes planes R :

$$Q = R + (1 - R)F \quad (\text{II.27})$$

avec F le facteur d'atténuation de la solution "au terme F" de Nobile et Hayek ; F s'exprime à partir d'une somme de suites polynômiales.

La pression et la vitesse particulaire sont exprimées à partir de Υ grâce aux équations (II.13) et (II.14).

$\nabla \Upsilon(d)$ est calculé par le biais d'une approche éléments finis. L'impédance de surface est ensuite estimée par la minimisation, par méthodes numériques, de la différence impédance champ libre mesurée - impédance champ libre calculée (méthode indirecte).

Ces deux modèles fournissent des résultats équivalents si la distance source-matériau et la gamme de fréquence sont assez grandes.

1.4.4 Variante

Bin Che Din *et al.* [Bin Che Din *et al.* 2012] combinent l'utilisation d'une sonde PU et la méthode proposée par Takahashi *et al.* [Takahashi *et al.* 2005] consistant à utiliser

le bruit ambiant comme source. Ils utilisent plusieurs sources réparties dans une salle réverbérante de la forme d'un pentagone, l'échantillon se trouvant au centre de la pièce.

Ils comparent leur méthode avec la méthode de la fonction de transfert avec bruit ambiant ("PP"), ainsi qu'avec la méthode du tube d'impédance. Une analyse de la sensibilité de la méthode de mesure à la configuration géométrique utilisée est également menée. La comparaison des deux méthodes *in situ*, PP ou PU, montre que les différences entre les résultats obtenus sont faibles. Des écarts plus importants existent lors de la comparaison avec le tube d'impédance ; les auteurs attribuent ces écarts à la réaction différente du matériau en ce qui concerne l'absorption en fonction de l'angle d'incidence.

1.5 Conclusion sur les méthodes présentées : bilan et choix des méthodes testées

Le tableau [II.2](#) présente une synthèse des éléments relatifs aux méthodes de mesure présentées.

Au vu de ces éléments, trois méthodes de mesure ont été choisies pour être testées :

1. la méthode de fonction de transfert classique ;
2. la méthode de fonction de transfert avec bruit ambiant ;
3. la méthode de séparation de signaux de type ISO 13472-1.

La méthode de la fonction de transfert classique a été choisie car elle est très largement utilisée et sert souvent de méthode de référence pour le test de méthodes nouvelles. Les mesures sont faites sous incidence normale et en supposant la propagation d'ondes planes. En effet, Allard et Sieben [[Allard & Sieben 1985](#)] évoquent le fait que l'hypothèse de la propagation d'ondes sphériques permet de produire des résultats de mesures à plus basses fréquences. Cependant, dans les travaux de Kruse [[Kruse 2008](#)], qui utilise le modèle de Nobile et Hayek pour les ondes sphériques, les mesures en dessous de 400 Hz sont peu fiables. Les résultats obtenus par Allard et Sieben avec l'hypothèse d'ondes planes sont valides à partir de 500 Hz. Le gain apporté par l'hypothèse d'ondes sphériques est donc limité.

De plus, l'hypothèse de la propagation d'ondes sphériques nécessite de décomposer le front d'ondes en ondes planes pour prendre en compte la part qui se propage dans le matériau. L'hypothèse des ondes planes permet de s'en affranchir ; il a donc été choisi de se limiter ici à la propagation d'ondes planes, en favorisant autant que possible les configurations pour lesquelles la gamme de fréquence, où cette hypothèse est valide, soit la plus large possible, et corresponde aux fréquences étudiées.

Méthode	Hypothèses	Variantes	Intérêts	Limites
Fonction	- Régime stationnaire	Classique (ondes planes)	méthode traitement simple	sensible aux incertitudes de mesure (distances notamment) - configurations particulières pour mesures basses fréquences
de	- Domaine de validité centré sur $f_{opt} = \frac{c_0}{4s}$ et tel que $h - d_{1,2} \gg \frac{c_0}{f}$	Basses fréquences (ondes sphériques) Incidence rasante (ANSI S1.18)	Mesures BF sans contrainte sur distance source-microphone et surface matériau	traitement des données complexe et décomposition en ondes planes nécessaire pour propagation dans le poreux
transfert	- Surface nécessaire 1 m ² si micros proches du matériau ; fonction de la configuration	Bruit ambiant	adaptée aux voies circulées	conditions de champ résultant particulières, d'où grandeurs mesurées différentes
Séparation	- Régime transitoire	ISO 13472-1	traitement du signal simple	incertitude liée au traitement temporel des données
de	- Domaine de validité 250-4000 Hz	Sans soustraction temporelle (signal source impulsif)	traitement du signal simplifié	méthode moins robuste qu'avec signal MLS
signaux	- Surface nécessaire cercle de rayon 1.35m à incidence normale (config. ISO 13472-1)	Mesure en dynamique	adaptée aux mesures sous circulation	vitesse très faibles ou résultats moins bons, donc quasi-statique
Sonde	- Régime stationnaire - Domaine de validité 100-4000 Hz ou 20 Hz-20 kHz selon calibrage	Classique (avec source)	appareillage limité, gamme de fréquence large	calibrage complexe, même incertitude que fonction de transfert
PU	- Surface nécessaire 30 cm par 30 cm à incidence normale	Bruit ambiant	adaptée aux voies circulées	conditions de champ résultant particulières, d'où grandeurs mesurées différentes

Tableau II.2 – Caractéristiques des méthodes de mesure de l'impédance de surface ou l'absorption acoustique *in situ* présentées

La variante de la méthode de la fonction de transfert utilisant le bruit ambiant comme source a été sélectionnée en raison de sa simplicité de mise en œuvre. De plus, les mesures sur revêtement de chaussée devant à terme être réalisées sur une route dont une voie au moins est en circulation, le bruit ambiant sur site y est important. Cette méthode semble donc particulièrement adaptée à ce type de mesures puisqu'elle permet de transformer le handicap du bruit ambiant élevé en atout pour la réalisation de mesures. Cela pose cependant la question de savoir si les conditions de champ résultant diffus sont respectées.

Enfin, la méthode impulsionnelle de type ISO 13472-1 semble appropriée en termes de matériaux testés et de gamme de fréquence étudiée. Il est donc intéressant de la comparer à la méthode de la fonction de transfert. Cependant, les mesures sur une surface de référence parfaitement réfléchissante ne se révélant pas particulièrement fiables, les mesures réalisées sur les matériaux-tests n'ont pas été corrigées par une mesure sur surface de référence.

La méthode de la sonde PU est jugée prometteuse en raison, elle aussi, de sa simple mise en œuvre ; cependant, elle fonctionne sur le même principe que la méthode de la fonction de transfert (mesures de PU au lieu de mesures de PP) et fait intervenir les mêmes modèles de propagation. Enfin, Brandão *et al.* [Brandão *et al.* 2011] ont montré que l'incertitude de mesure liée à cette méthode était du même ordre que celle de la méthode de la fonction de transfert, en particulier sur les matériaux présentant une faible absorption.

La méthode de la fonction de transfert est plus répandue ; de plus elle requière un matériel plus courant et moins coûteux que la sonde PU. C'est pourquoi la méthode de la sonde PU n'a pas été testée ici.

Les méthodes choisies ont donc été testées, dans un premier temps, sur une mousse polymère (paragraphe II.2), matériau facile à manier et se prêtant bien au prélèvement d'échantillons. Des mesures au tube d'impédance à trois microphones [Iwase *et al.* 1998] ont également été menées. Les trois méthodes ont ainsi été comparées entre elles, et avec la méthode du tube d'impédance.

Les trois méthodes ont ensuite été testées *in situ* sur un revêtement poreux de type Béton Bitumineux Drainant (BBD_r) (paragraphe II.3).

2 Comparaison de trois méthodes de mesure *in situ* sur une mousse polymère

Les mesures faisant intervenir une source de bruit contrôlée (méthode de Fonction de transfert classique et méthode de séparation par soustraction) ont été réalisées sous incidence normale.

Le matériau considéré est une mousse polymère dénommée U150 par le fabricant (en raison de sa densité de 150 kg/m³). Sa porosité est de 0.87; le matériau est présenté sur la figure II.7.



Figure II.7 – Mousse polymère U150 ayant fait l'objet des mesures

Les mesures *in situ* ont été réalisées sur un ensemble de plaques carrées de 1 m de côté et d'épaisseur 45 mm. Des échantillons de diamètre 46 mm ont été prélevés dans le matériau pour les mesures au tube d'impédance.

2.1 Mesures réalisées

2.1.1 Tube d'impédance

La méthode des trois microphones [Iwase *et al.* 1998] a été utilisée.

La limite hautes fréquences f_c du domaine de validité de la mesure correspond à la fréquence au delà de laquelle l'hypothèse d'ondes planes dans le tube n'est plus respectée (premier mode du tube). Pour un tube d'impédance circulaire, elle s'exprime par la

relation suivante, avec R_t le rayon du tube d'impédance :

$$f_c \sim 0.29 \frac{c_0}{R_t} \quad (\text{II.28})$$

Pour un tube de diamètre 46 mm, la limite est d'environ 4200 Hz ; la limite basses fréquences est d'environ 300 Hz.

Les mesures ont été réalisées sur les deux faces de 4 échantillons, et produisent des résultats similaires.

2.1.2 Fonction de transfert

Des mesures ont été réalisées en chambre semi-anéchoïque et en extérieur, sur une surface de 3 m par 3 m environ composée de plusieurs dalles de matériau.

La figure II.8 présente les sites de mesure en intérieur et en extérieur.



(a) Intérieur



(b) Extérieur

Figure II.8 – Installation des mesures par Fonction de transfert sur mousse polymère

Un seul microphone quart de pouce a été utilisé et déplacé aux deux positions de mesure, de manière à éviter le calibrage de deux micros l'un par rapport à l'autre. Le signal source est un signal sinusoïdal pseudo-aléatoire (signal possédant les mêmes propriétés que les signaux MLS).

La fréquence d'échantillonnage de l'acquisition était de 16000 Hz.

Les premières mesures ont été réalisées avec les deux positions de microphone proches du matériau, ce qui correspond à une configuration classique du type de celle de Allard et Sieben [Allard & Sieben 1985], en chambre semi-anéchoïque et en extérieur. La hauteur de la source était de 1.805 m à l'intérieur et de 1.595 m en extérieur. Pour une hauteur de microphone de 22 mm, l'hypothèse ondes planes est donc vérifiée à partir de fréquences très supérieures à 200 Hz environ (cf. équation (II.4)).

Plusieurs configurations (hauteur micro bas d_1 - écartement des micros s) ont ensuite été testées en chambre semi-anéchoïque. Elles sont récapitulées dans le tableau II.3. La hauteur de la source était de 1.805 m. La première configuration (5 mm, 17 mm) est celle qui a été utilisée pour les premiers essais.

$d_1 \backslash s$	17 mm	42.5 mm	68 mm	85 mm	113 mm
5 mm	X	X	X	X	X
20 mm	X	X	X	X	X
50 mm		X	X	X	X
100 mm		X	X	X	

Tableau II.3 – Méthode Fonction de transfert - Configurations de mesures testées

Le tableau II.4 présente les fréquences optimales f_{opt} obtenues pour les écartements testés (cf. équation (II.2)), ainsi que les fréquences d'indétermination f_{ind} .

s	f_{opt}	f_{ind}
17 mm	5000 Hz	10 000 Hz
42.5 mm	2000 Hz	4000 Hz
68 mm	1250 Hz	2500 Hz
85 mm	1000 Hz	2000 Hz
113 mm	750 Hz	1500 Hz

Tableau II.4 – Fréquences optimales et fréquences d'indétermination pour les écartements testés par la méthode Fonction de transfert

2.1.3 Bruit ambiant

La méthode utilisant le bruit ambiant comme source nécessite l'utilisation de 2 microphones, car les conditions de champ résultant ne peuvent pas être reproduites à l'identique. Deux microphones quart de pouce ont été calibrés l'un par rapport à l'autre par la méthode de Syed [Syed 1985].

Les mesures ont été réalisées à l'extérieur ; le bruit ambiant était composé de voix, du vent, et du bruit de moteurs et de circulation.

La fréquence d'échantillonnage de l'acquisition était de 16000 Hz.

Plusieurs configurations (hauteur du microphone bas d_1 , écartement s) ont été testées. Cependant, seule la configuration correspondant à celle proposée par les auteurs (microphones très proches du matériau et l'un de l'autre) ont donné des résultats satisfaisants. Les autres configurations (hauteur du microphone bas plus grande, ou écartement plus grand) n'améliorent pas les résultats à basses fréquences par rapport à la configuration initiale et ne sont plus valides à partir de 1000 Hz, présentant donc peu d'intérêt.

Il a, par ailleurs, été noté que les mesures réalisées avec un bruit de fond faible généraient des résultats non valides.

Suite à ces premiers résultats, 30 mesures ont été réalisées avec la configuration (8 mm, 7 mm), cette fois à l'intérieur et avec une source de bruit rose, disposée loin du matériau dans un coin de la pièce, pour assurer des conditions de champ diffus et un niveau sonore minimal pendant les mesures.

2.1.4 Séparation

Les mesures ont été réalisées sur le même matériau, d'abord en intérieur dans un hangar dont les dimensions permettaient l'élimination des réflexions parasites, puis en extérieur.

La configuration utilisée est celle préconisée par la norme ISO 13472-1 (hauteur de source de 1.25 m et hauteur de microphone de 25 cm). La source et le microphone sont fixés ensemble par quatre baguettes fines en fibre de carbone, permettant de conserver la distance source-microphone.

Un signal MLS (d'ordre 15, 16 répétitions) a été utilisé pour l'onde incidente.

La fréquence d'échantillonnage de l'acquisition était de 25599 Hz.

La figure II.9 présente les sites de mesures en intérieur et en extérieur.

2.2 Résultats

Les mesures au tube d'impédance présentées sont la moyenne des mesures réalisées sur les échantillons. Cette méthode est utilisée comme référence dans l'analyse des résultats des méthodes testées et la comparaison de celles-ci entre elles.

Les grandeurs considérées sont le coefficient d'absorption α et l'impédance de surface normalisée Z_s/Z_0 . Dans la suite de ce chapitre le terme d'impédance fait référence à cette



(a) Intérieur



(b) Extérieur

Figure II.9 – Installation des mesures par méthode de séparation sur mousse polymère

grandeur.

2.2.1 Fonction de transfert

Les configurations sont décrites par le couple (d_1, s) , avec d_1 la distance matériau-microphone bas et s l'écartement des positions de microphones.

Configuration de base (5 mm, 17 mm) Les figures II.10 et II.11 présentent les résultats des mesures Fonction de transfert en intérieur et en extérieur avec la configuration (5 mm, 17 mm) et les résultats des mesures au tube d'impédance.

Si l'on s'intéresse aux mesures en intérieur, on constate que les résultats sont bruités jusqu'à environ 600 Hz. Cet état de fait peut provenir d'une part de la fréquence limite de validité de l'hypothèse ondes planes (les mesures peuvent être considérées comme valides sur des fréquences très supérieures à 200 Hz) et d'autre part de la fréquence optimale de la configuration (5000 Hz), très supérieure aux basses fréquences.

A partir de 600 Hz, les mesures Fonction de transfert correspondent bien aux mesures au tube en tendance, et très bien en valeurs après 2000 Hz. Entre 600 et 2000 Hz, la partie imaginaire de l'impédance ainsi que le coefficient d'absorption sont légèrement supérieurs à ceux mesurés au tube.

Concernant les mesures en extérieur, elles présentent à certaines fréquences, sur la partie réelle de l'impédance et le coefficient d'absorption en particulier, des discontinuités qui peuvent être liées aux bruits parasites issus de l'environnement lors de la mesure. Cependant, la tendance aussi bien que l'amplitude des grandeurs mesurées correspondent très bien à celles mesurées au tube.

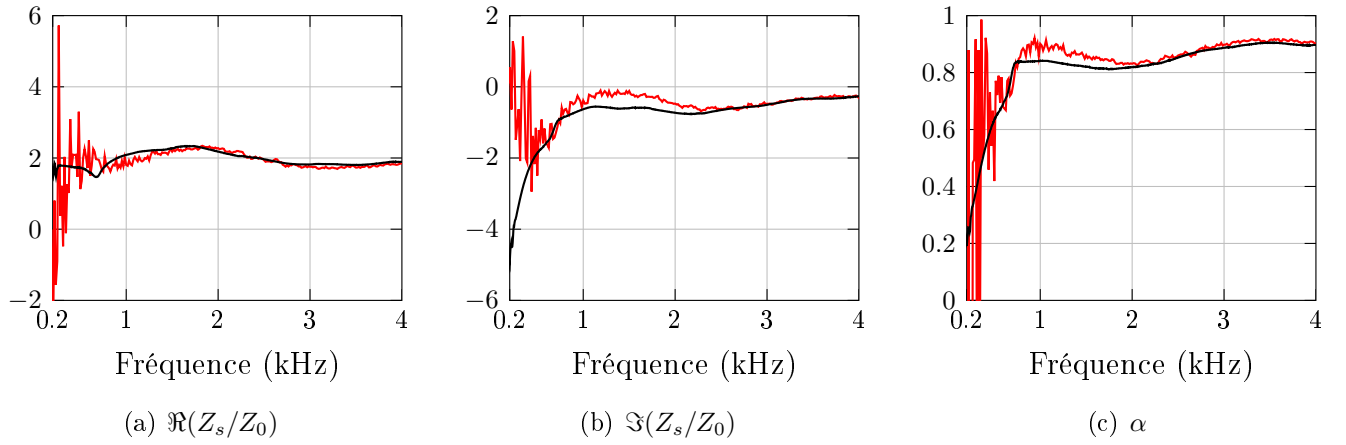


Figure II.10 – Mesures sur mousse U150 : Tube d'impédance — et Fonction de transfert (5 mm,17 mm) intérieur —

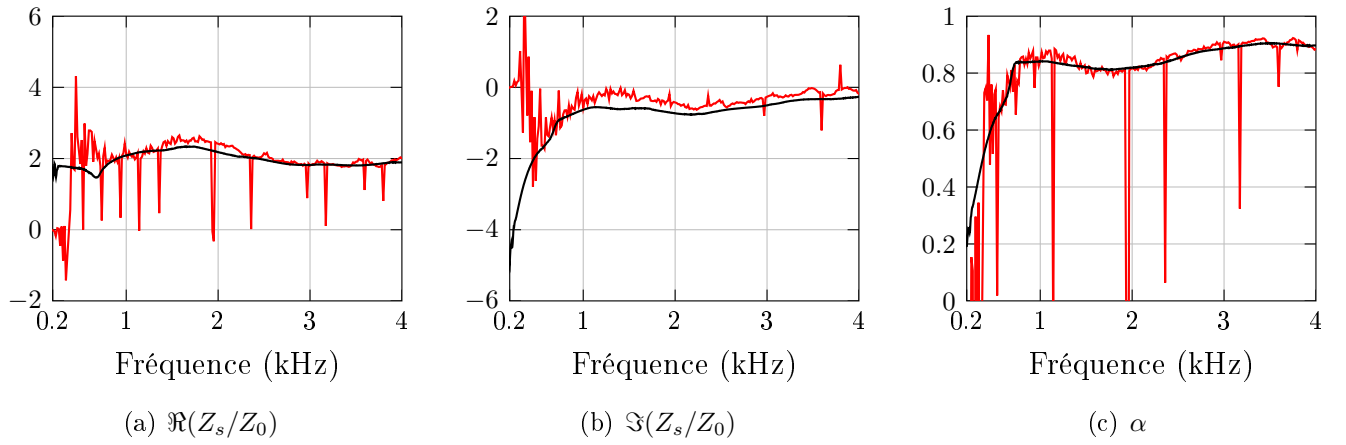


Figure II.11 – Mesures sur mousse U150 : Tube d'impédance — et Fonction de transfert (5 mm,17 mm) extérieur —

La figure II.12 présente l'amplitude et la phase de l'impédance des mesures Fonction de transfert réalisées en intérieur.

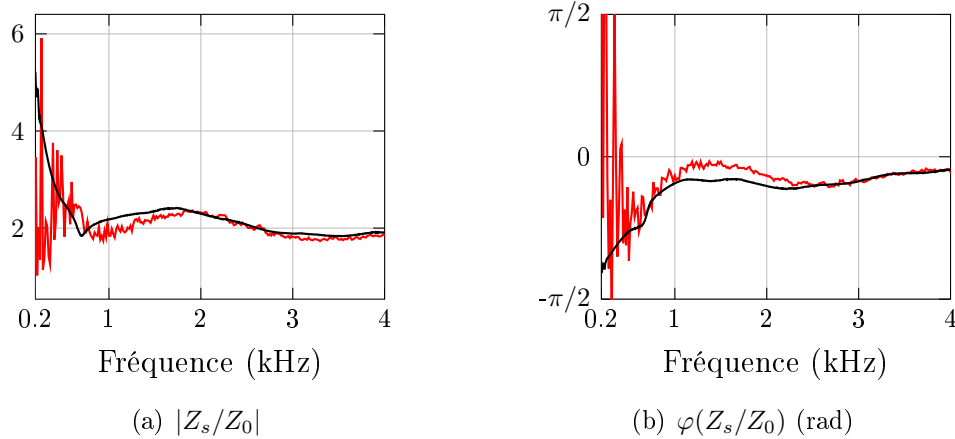


Figure II.12 – Amplitude et phase de l'impédance sur mousse U150 : mesures Tube d'impédance — et Fonction de transfert (5 mm, 17 mm) intérieur —

On observe que la correspondance entre les deux méthodes est très bonne également en amplitude et en phase, en tendance dès les basses fréquences, et en valeurs dès 600 Hz.

Autres configurations Les mesures avec la configuration (5 mm, 17 mm) n'ayant pas produit de résultats très précis à basses fréquences, d'autres configurations ont été testées. En effet, l'écartement des positions de microphones est lié à la fréquence optimale ciblée par les mesures (voir l'équation (II.2) et le tableau II.4). Des configurations présentant des écartements plus grands ont donc été testées. De plus des essais ont été réalisés avec des distances matériau-microphone bas plus importantes.

Cependant, en raison de l'augmentation de l'écartement des microphones, la fréquence limite de validité de l'hypothèse ondes planes augmente, ainsi que la surface de matériau nécessaire pour les mesures.

Les mesures du coefficient d'absorption ayant été réalisées avec les configurations présentées dans le tableau II.3 sont disponibles à l'annexe B. Les configurations ayant produit les meilleurs résultats sont présentées ci-après. On notera néanmoins que ces configurations optimales le sont pour des matériaux proches de celui étudié ; ces résultats ne sont pas applicables *a priori* à d'autres types de matériaux.

La figure II.13 présente les résultats des configurations (5 mm, 17 mm), (5 mm, 85 mm) et (5 mm, 113 mm) sur le coefficient d'absorption.

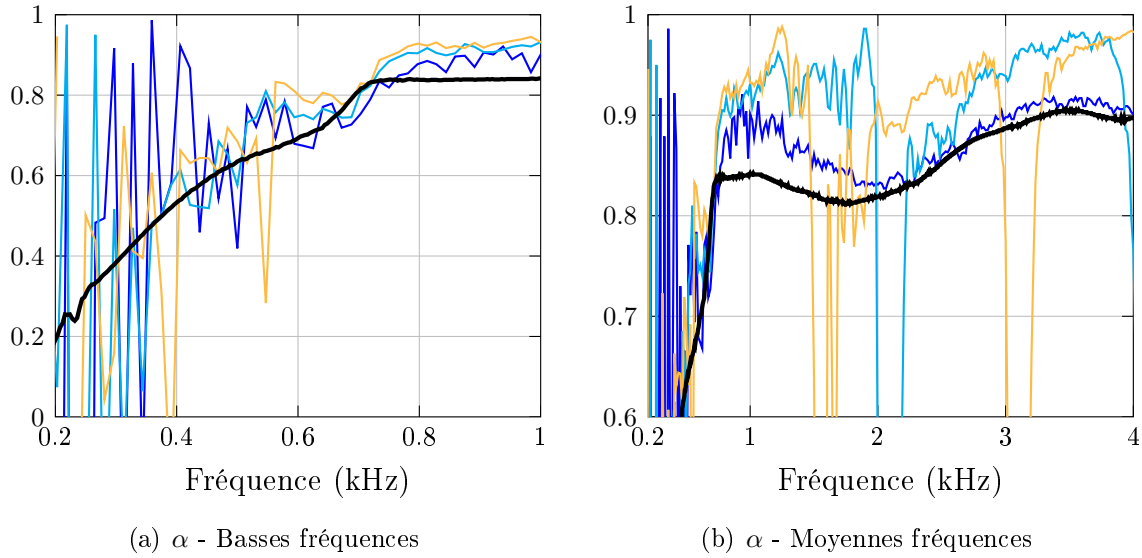


Figure II.13 – Mesures sur mousse U150 : Tube d'impédance —, et Fonction de transfert configurations (5 mm,17 mm) —, (5 mm,85 mm) — et (5 mm,113 mm) —

On observe sur la figure II.13(a) que les mesures avec les écartements de 85 mm et 113 mm, ciblant respectivement des fréquences de 750 et 1000 Hz, présentent des résultats moins bruités et plus proches de la mesure au tube entre 400 et 600 Hz que la configuration (5 mm,17 mm). Elles surestiment cependant la mesure au tube, en particulier après 1000 Hz.

Par ailleurs, on retrouve bien sur la figure II.13(b) la position des fréquences d'indétermination de ces configurations (1500 et 3000 Hz pour l'écartement de 113 mm, et 2000 et 4000 Hz pour l'écartement de 85 mm).

On conclut des restrictions mentionnées plus haut (validité de l'hypothèse ondes planes et surface de matériau nécessaire), que le gain apporté à basses fréquences par un écartement plus important est peu marqué. La configuration (5mm, 17mm) paraît fiable à partir de 500 Hz et est plus proche de la mesure au tube sur la gamme 1000-4000 Hz. Elle paraît donc plus intéressante sur l'ensemble de la gamme de fréquence.

La figure II.14 présente les résultats des configurations (50 mm,42.5 mm), (50 mm,68 mm) et (50 mm,85 mm).

On constate que ces configurations produisent des résultats proches de ceux obtenus avec les configurations (5 mm, s); le coefficient d'absorption est notamment plus proche de celui mesuré au tube sur la gamme 1000-4000 Hz. On retrouve à nouveau clairement les fréquences d'indétermination liées aux écartements de microphones (4000 Hz pour $s=42.5$ mm, 2500 Hz pour $s=6$ mm et 2000 Hz et 4000 Hz pour $s=85$ mm).

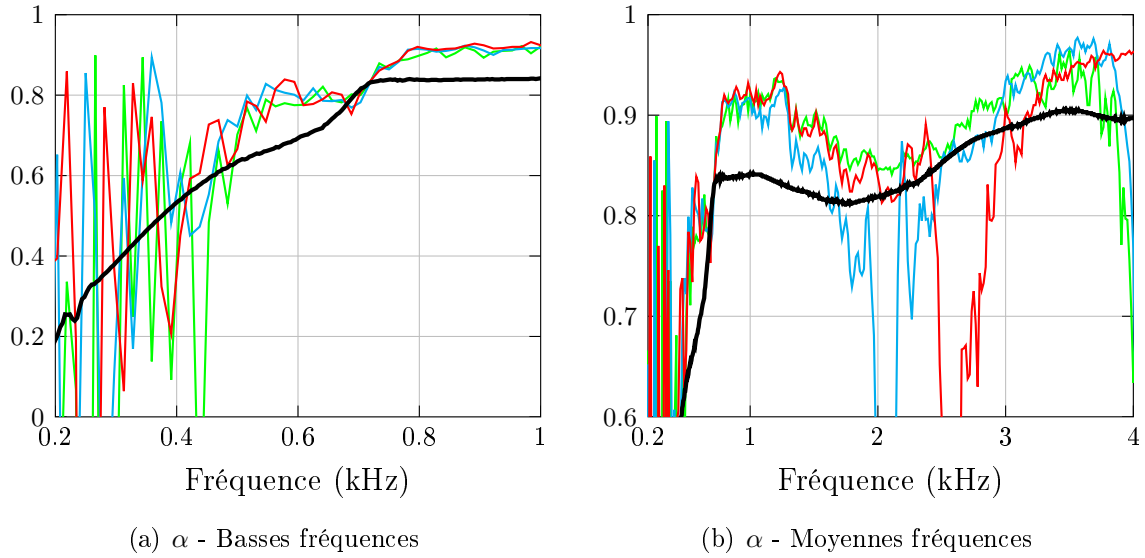


Figure II.14 – Mesures sur mousse U150 : Tube d'impédance —, et Fonction de transfert configurations (50 mm,42.5 mm) —, (50 mm,68 mm) — et (50 mm,85 mm) —

Cependant, la configuration optimale sur ce matériau reste la configuration initiale (5 mm,17 mm).

2.2.2 Bruit ambiant

Mesures en extérieur La figure II.15 présente les résultats des mesures Bruit ambiant avec la configuration (8 mm,7 mm) (correspondant à celle proposée par les auteurs pour des microphones quart de pouce) et celles au tube d'impédance. On signale que les données de mesures ont été traitées avec le même code de dépouillement Scilab que les mesures Fonction de transfert.

On observe que la mesure du coefficient d'absorption obtenue par la méthode Bruit ambiant est relativement propre, notamment à basses fréquences, malgré le caractère aléatoire du champ sonore. Le coefficient d'absorption est proche de celui mesuré au tube, en tendance comme en valeurs, bien qu'il le surestime légèrement après 1000 Hz.

En revanche, les grandeurs obtenues en impédance ne correspondent pas en tendance à celles mesurées au tube. La partie imaginaire mesurée est de plus positive, alors que celle mesurée au tube est négative.

Pour éclaircir ce problème, la figure II.16 présente les résultats des mesures Bruit ambiant et au tube d'impédance en amplitude et phase de Z_s/Z_0 .

On constate que l'amplitude de l'impédance correspond relativement en tendance à celle mesurée au tube, bien qu'elle la sous-estime après 800 Hz. En revanche la phase

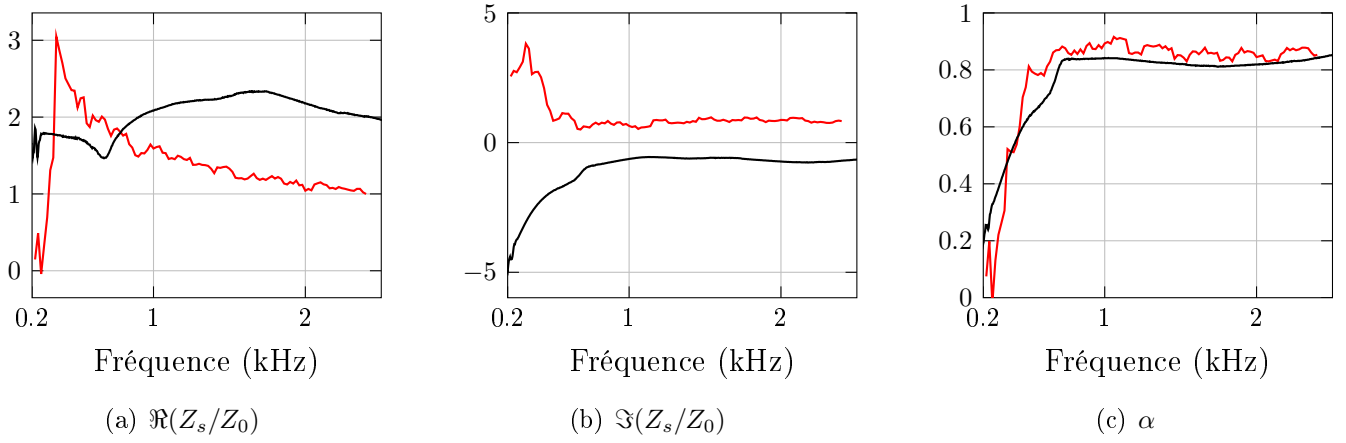


Figure II.15 – Mesures sur mousse U150 : Tube d'impédance — et Bruit ambiant (8 mm,7 mm)

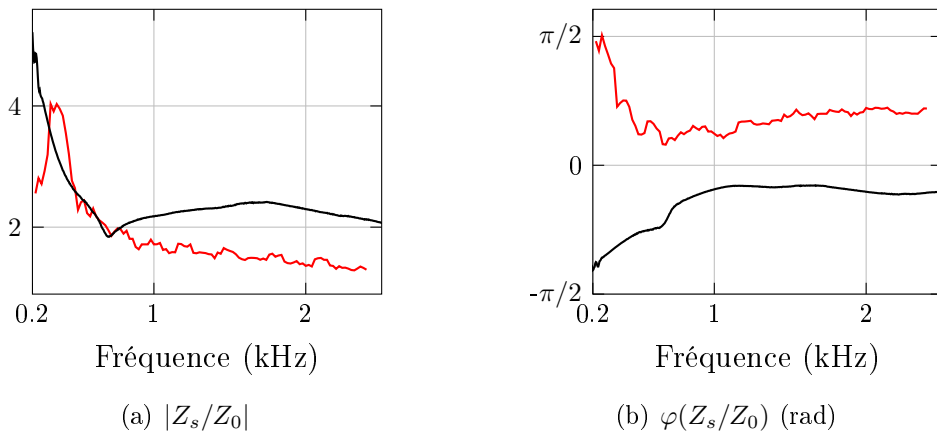


Figure II.16 – Amplitude et phase de l'impédance sur mousse U150 : mesures Tube d'impédance — et Bruit ambiant (8,7) —

semble être l'opposée de celle mesurée au tube.

Enfin, la figure II.17 présente l'amplitude et la phase du coefficient de réflexion mesurés au tube d'impédance et par la méthode bruit ambiant.

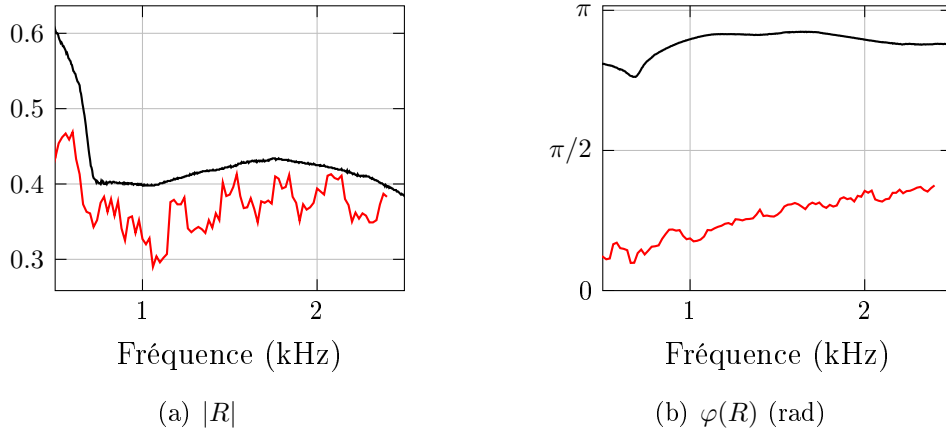


Figure II.17 – Amplitude et phase du coefficient de réflexion sur mousse U150 : mesures au tube d'impédance — et Bruit ambiant —

Concernant l'amplitude de R , on constate qu'elle est sous-estimée par rapport au tube avec la méthode Bruit ambiant. Quant à la phase elle est décalée d'environ $\pi/2$ par rapport à celle mesurée au tube.

Ce décalage sur la phase peut provenir d'une mauvaise estimation de la distance matériau-microphone bas. Cependant, le dépouillement a été testé en faisant varier de quelques mm cette distance ; les résultats évoluent, mais cette modification ne donne pas lieu à une inversion de phase. Par ailleurs, le doublet microphonique étant situé très près du matériau, le champ sonore peut ne pas être établi et fausser la mesure de la phase. Enfin, le décalage de phase peut être lié à la nature aléatoire du champ d'onde (incohérence temporelle et incidences multiples).

Répétabilité sur 30 mesures De par le caractère aléatoire du champ résultant utilisé comme source de bruit par cette méthode de mesure, la notion de répétabilité est d'autant plus intéressante à étudier. C'est pourquoi 30 mesures ont été réalisées sur la mousse U150 disposée sur un support rigide dans une grande pièce. Le bruit ambiant y était composé de voix, ordinateurs en fonctionnement, et d'une source de bruit rose disposée dans la pièce à distance du matériau, les mesures préliminaires ayant indiqué qu'un niveau sonore incident minimal était nécessaire à la réussite des mesures.

La figure II.18 présente à chaque fréquence la moyenne de 3 jeux de 10 mesures, ainsi que l'écart-type des 30 mesures pour l'impédance et du coefficient d'absorption.

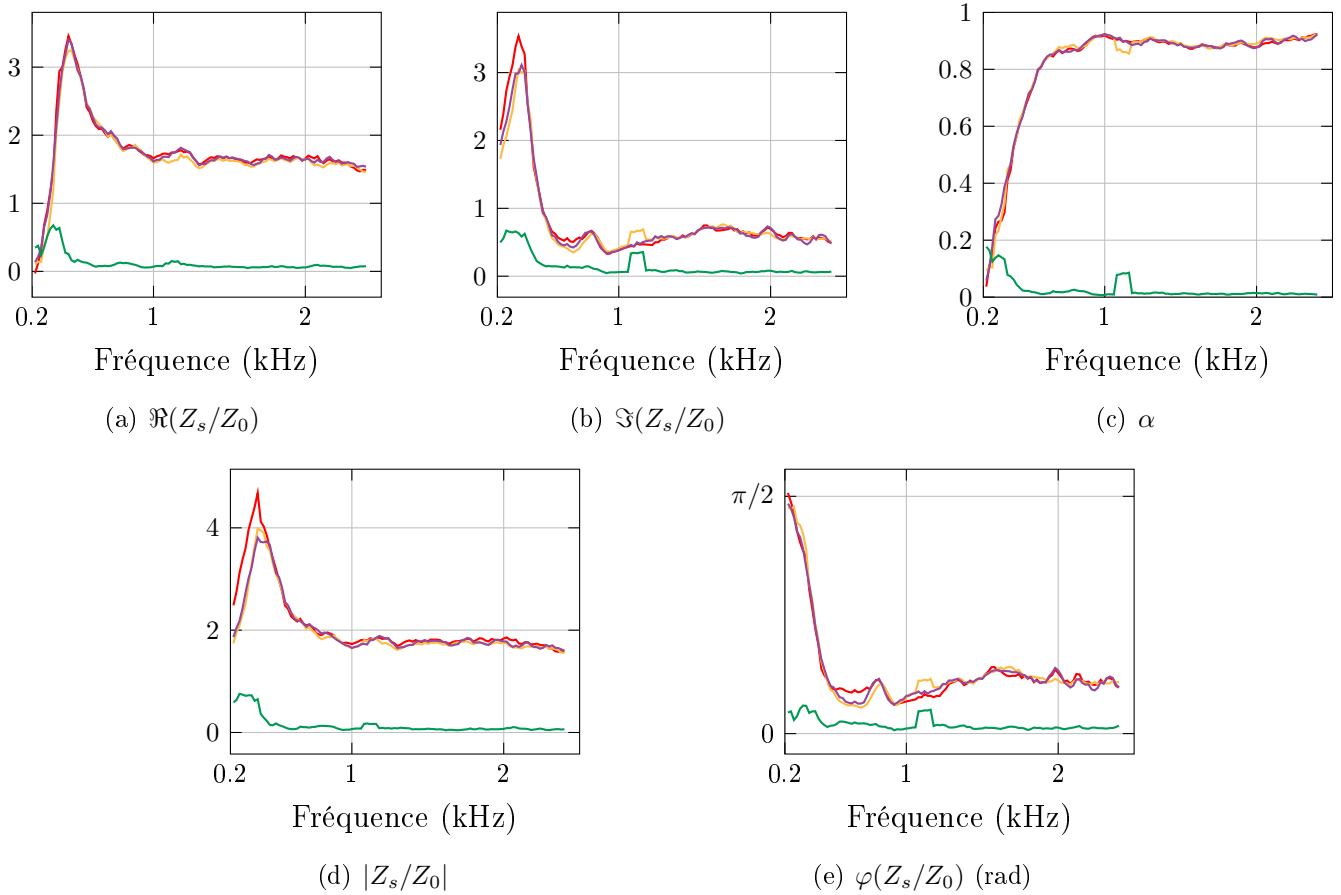


Figure II.18 – Absorption et impédance sur mousse U150 : moyenne —, —, — de 3 jeux de 10 mesures Bruit ambiant (8 mm, 7 mm), et écart-type des 30 mesures —

On peut constater que, hormis à basses fréquences sur la partie imaginaire et sur le module de l'impédance, les trois moyennes fournissent des résultats quasiment identiques. L'écart-type est très faible après 500 Hz environ ; sur le coefficient d'absorption il est notamment très proche de 0 dès 500 Hz.

Ces mesures montrent donc qu'en dépit du caractère aléatoire du champ résultant, cette méthode est répétable et permet de mesurer un coefficient d'absorption proche de celui mesuré au tube, dans des conditions de mise en œuvre et de dépouillement des données très simples.

Cependant, les mesures donnent accès à une phase du coefficient de réflexion et de l'impédance décalée par rapport à celle mesurée au tube, ce qui ne permet pas d'exploiter les données de l'impédance en parties réelle et imaginaire. On note à ce propos que les

auteurs [Takahashi *et al.* 2005] mesurent des impédances de surface qui présentent des tendances correctes.

2.2.3 Séparation des signaux

Les mesures ont été traitées par le biais d'un code Scilab développé par le CETE de l'Est - Laboratoire Régional de Strasbourg [Dutilleux & Ecotière 2006].

La figure II.19 présente le coefficient d'absorption mesuré par séparation de signaux en intérieur et en extérieur et au tube d'impédance.

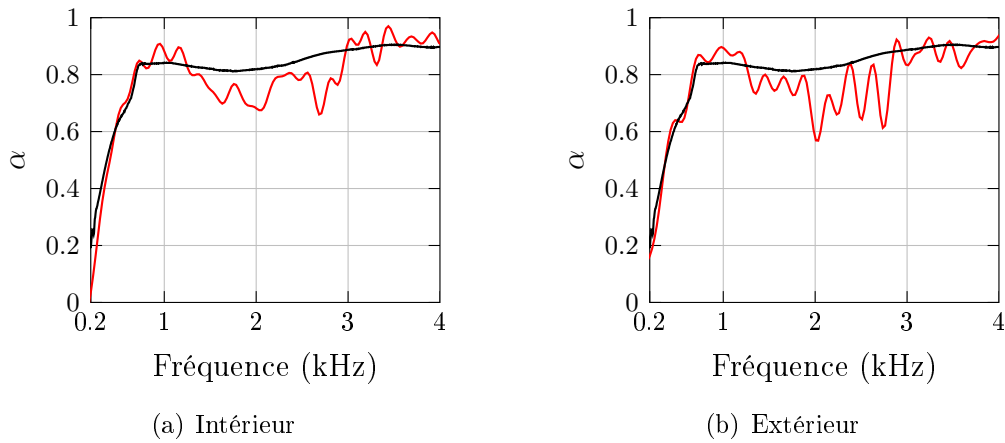


Figure II.19 – Mesures sur mousse U150 : Tube d'impédance — et Séparation de signaux —

On constate que le coefficient d'absorption mesuré en intérieur aussi bien qu'en extérieur est propre, et proche de celui mesuré au tube entre 200 et 1000 Hz environ. Cependant aux fréquences supérieures, bien que la tendance générale de l'absorption corresponde à celle du tube, elle présente des oscillations régulières et n'ayant a priori pas d'origine physique associée au matériau.

Les mesures en impédance produisent des résultats non valides (oscillations non physiques sur toute la gamme de fréquence). Cette observation s'explique par l'étude du coefficient de réflexion, dont l'amplitude et la phase sont présentées sur la figure II.20.

On observe que l'amplitude de R correspond très bien à celle mesurée au tube jusqu'à 1000 Hz environ ; cette conclusion était prévue, puisque le coefficient d'absorption α est directement lié à $|R|$ par la relation $\alpha = 1 - |R|^2$. Les mêmes oscillations que sur le coefficient d'absorption se retrouvent après 1000 Hz. Ces oscillations se produisent tous les 200 à 250 Hz, ce qui correspond à une période de 3 à 5 ms.

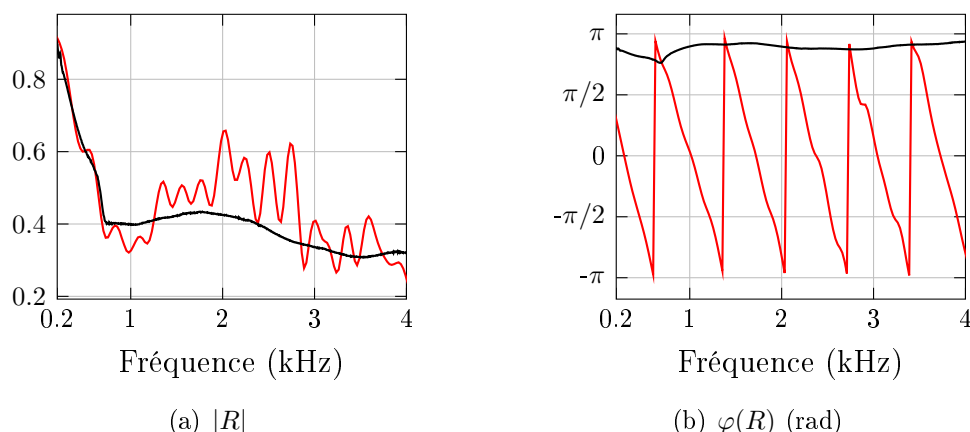


Figure II.20 – Amplitude et phase du coefficient de réflexion, mesures Tube d'impédance — et Séparation de signaux intérieur — sur U150

En revanche, on observe des rotations de phase ne correspondant ni en tendance ni en valeurs à celles de la phase de R mesurée par le biais du tube d'impédance. Si l'on la déplie, on observe une dérive de la phase. Ces rotations de phase ont lieu, à 2 exceptions près, tous les 677 Hz, ce qui correspond à une période de 1.45 ms. Cette période donne la pente de la dérive de la phase, très supérieure à la période d'échantillonnage (de l'ordre de 0.04 ms).

Il semble donc que deux problèmes se superposent :

- le problème du décalage de phase : au vu de la régularité quasi-parfaite des rotations de phase, ce problème est peut-être dû à une erreur dans le code de traitement des données qui n'a pas encore été corrigée (à l'étude) ;
- le problème des oscillations sur l'amplitude : il est possible que ce dernier provienne de la source utilisée, dont la réponse impulsionnelle est longue et présente des oscillations.

2.2.4 Comparaison des méthodes

Les résultats des méthodes Bruit ambiant et Séparation de signaux n'étant pas valides en impédance, la comparaison des trois méthodes n'est faite que sur le coefficient d'absorption.

La figure II.21 présente donc les résultats des mesures réalisées avec les 4 méthodes (tube d'impédance, mesures en intérieur pour les méthodes Fonction de transfert (configuration (5 mm, 17 mm)) et Séparation de signaux, mesures en extérieur pour la méthode Bruit ambiant). Sur la figure II.21(a) où les résultats sont présentés entre 200 et 1000 Hz, les résultats des mesures Fonction de transfert ont été présentés sous la forme de mar-

queurs pour une plus grande lisibilité à basses fréquences.

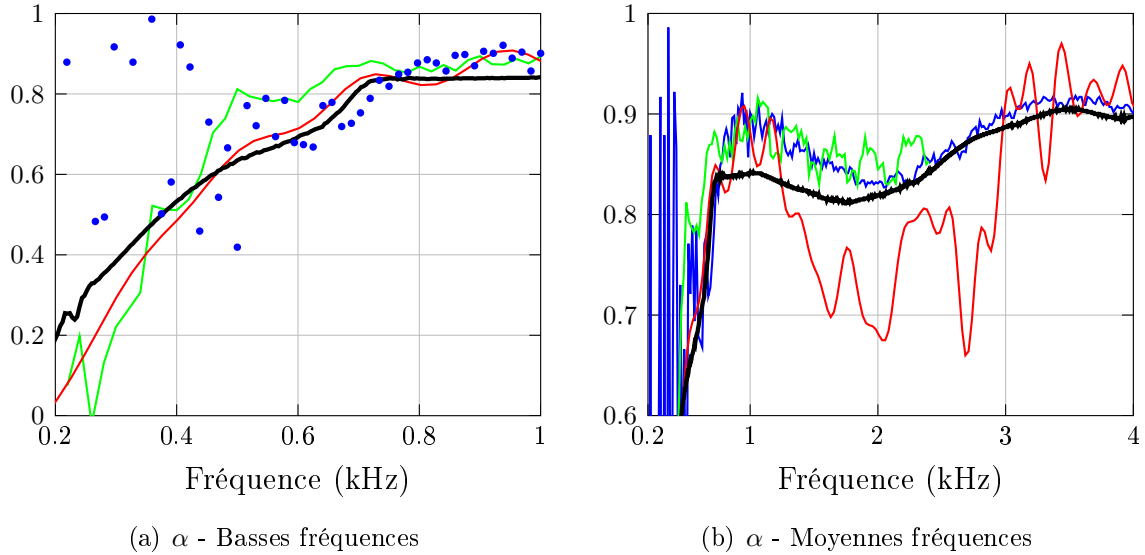


Figure II.21 – Mesures sur mousse U150 : Tube d'impédance —, Fonction de transfert —•—, Bruit ambiant —•— et Séparation de signaux —

On peut observer qu'à basses fréquences, les méthodes de mesure Bruit ambiant et Séparation de signaux produisent des résultats plus propres et plus proches de la mesure au tube que la méthode Fonction de transfert. Entre 600 et 1000 Hz, les résultats obtenus par les trois méthodes sont cependant très proches.

La méthode par séparation produit des résultats moins bons après cette fréquence, sous-estimant le coefficient d'absorption par rapport à celui mesuré au tube, et présentant des oscillations. Les résultats des méthodes Fonction de transfert et Bruit ambiant sont très comparables entre 800 et 2000 Hz.

Si l'on se limite à l'étude du coefficient d'absorption, les méthodes Fonction de transfert et Séparation de signaux paraissent donc complémentaires, l'une produisant de bons résultats à basses fréquences (avant 1000 Hz) et l'autre à moyennes fréquences (après 600 à 800 Hz). Quant à la méthode Bruit ambiant, au vu de sa simplicité de mise en œuvre, elle produit des résultats relativement satisfaisants.

Cependant, les problèmes ayant été observés sur le traitement des mesures de l'impédance par les méthodes Bruit ambiant et Séparation de signaux en limitent l'usage pour la suite des travaux présentés dans le cadre de cette thèse.

Suite à ces conclusions, des mesures ont été réalisées avec les configurations présentant les meilleurs résultats sur une chaussée poreuse *in situ*.

3 Comparaison de trois méthodes sur une chaussée poreuse

Les mesures ont été réalisées en 5 points, espacés de 2 m, de la piste de référence Béton Bitumineux Drainant (BBDr) de granulométrie 0/6 de l'IFSTTAR Nantes ; celle-ci est de largeur 3 m (cf. figure II.22(a)). Le revêtement est présenté sur la figure II.22(b). La température de l'air était de 10 ° C.

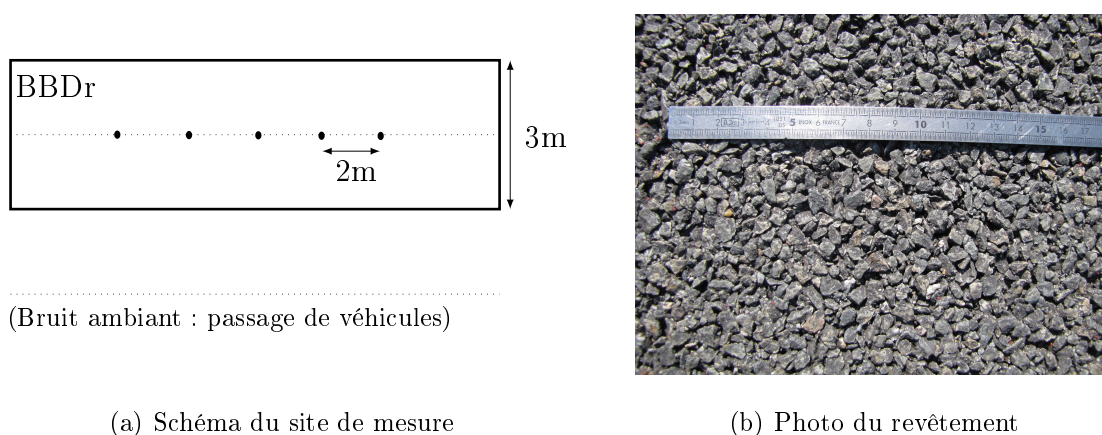


Figure II.22 – Site de mesures acoustiques sur revêtement poreux (BBDr)

3.1 Mesures réalisées

Il n'a pas été possible de prélever des échantillons de la chaussée, la comparaison des résultats de mesures avec le tube d'impédance n'a donc pas pu être effectuée.

3.1.1 Fonction de transfert

Les éléments relatifs à la configuration de mesure sont présentés dans le tableau II.5.

Champ incident	Incidence	normale
	Signal source	MLS (ordre 16, 32 répétitions)
	Hauteur	1.53 m
Microphones	Nombre	2 microphones demi-pouce
	Hauteurs	$d_1 = 15$ mm et $d_2 = 35$ mm
Acquisition	Fréquence d'échantillonnage	$f_{ech} = 51200$ Hz
	Durée des mesures	30 s

Tableau II.5 – Configuration de mesure sur BBDr avec la méthode Fonction de transfert

La figure II.23 présente le site de mesure.



Figure II.23 – Installation des mesures Fonction de transfert sur BBDr

La distance source-microphone la plus faible est $h - d_2 = 1.18$ m. D'après l'équation (II.4), le modèle ondes planes peut être considéré comme valide dans une gamme de fréquence très supérieure à 285 Hz.

La fréquence optimale, exprimée par l'équation (II.2), de par l'écart s de 20 mm, est de 4220 Hz environ.

3.1.2 Bruit ambiant

Les éléments relatifs à la configuration de mesure sont présentés dans le tableau II.6.

Champ incident	Incidence	aléatoire
	Signal source	bruit ambiant (passages de véhicule)
	Hauteur	-
Microphones	Nombre	2 microphones demi-pouce
	Hauteurs	$d_1 = 8$ mm et $d_2 = 21$ mm
Acquisition	Fréquence d'échantillonnage	$f_{ech} = 51200$ Hz
	Durée des mesures	30 s

Tableau II.6 – Configuration de mesure sur BBDr avec la méthode Bruit ambiant

La figure II.24 présente le site de mesures.

Un véhicule a effectué des passages sur la voie adjacente à celle faisant l'objet des mesures, de manière à tester une source de type "bruit routier" comme champ résultant.



Figure II.24 – Installation des mesures Bruit ambiant sur BBDr

La figure II.25 présente les spectres correspondant aux mesures aux deux microphones lors d'une mesure sur le point 1. On constate que les basses fréquences représentent une importante partie du spectre, les niveaux restant supérieurs à 50 dB environ jusqu'à 1200 Hz. Les fréquences supérieures à 2500 Hz sont moins bien représentées, avec des niveaux inférieurs à 40 dB.

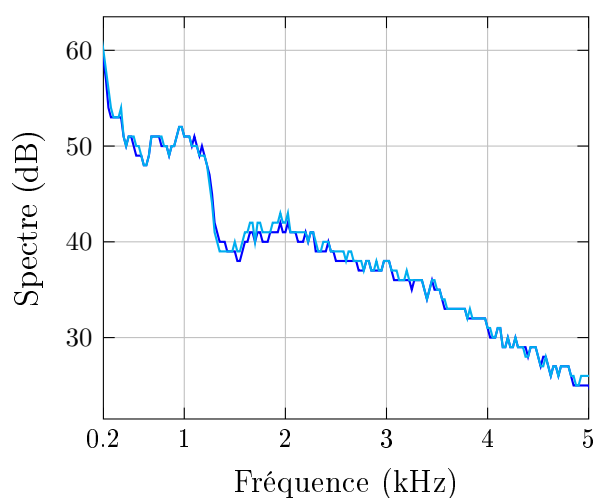


Figure II.25 – Mesures Bruit ambiant sur BBDr - exemple de spectre correspondant à des passages de véhicules (micro 1 —, micro 2 —)

3.1.3 Séparation des signaux

Les éléments relatifs à la configuration de mesure sont présentés dans le tableau II.7.

La figure II.26 présente le site de mesures (mesure en champ libre et mesure en réflexion).

Champ incident	Incidence	normale
	Signal source	MLS (ordre 16, 32 répétitions)
	Hauteur	1.25 m
Microphones	Nombre	1 microphone demi-pouce
	Hauteur	$d = 250$ mm
Acquisition	Fréquence d'échantillonnage	$f_{ech} = 51200$ Hz
	Durée des mesures	30 s

Tableau II.7 – Configuration de mesure sur BBDr avec la méthode Séparation de signaux



(a) Champ libre



(b) Réflexion

Figure II.26 – Installation des mesures par Séparation de signaux sur BBDr

3.2 Répétabilité et incertitudes

Quatre mesures ont été réalisées en cinq points du revêtement avec la méthode Fonction de transfert et la méthode Bruit ambiant. Pour la méthode de séparation de signaux, trois mesures ont été réalisées en champ libre ainsi que trois mesures en réflexion à chaque point ; les signaux ainsi mesurés ont été combinés pour le calcul de l'absorption et l'impédance.

Ces mesures permettent donc de comparer les mesures au même point et celles en des points différents du même revêtement ; ces mesures étant réalisées le même jour avec le même matériel et les mêmes conditions de mesure, cela permet de tester la répétabilité des méthodes de mesure.

3.2.1 Fonction de transfert

La cohérence Coh de deux signaux permet d'étudier le degré de linéarité entre deux signaux fréquentiels x et y . Elle est définie à partir des auto-spectres S_{xx} et S_{yy} , qui représentent la répartition fréquentielle de la puissance des signaux, et de l'inter-spectre S_{xy} , qui présente la puissance commune à chaque fréquence entre les signaux :

$$Coh = \frac{|S_{xy}|^2}{S_{xx} S_{yy}} = \frac{|\sum_f x^* y|^2}{\sum_f x^* x \sum_f y^* y} \quad (\text{II.29})$$

avec x^* le conjugué de x .

Si la cohérence des deux pressions mesurées est proche de 1, cela signifie que les deux microphones font l'acquisition du même signal, sans bruit parasite à l'un des deux micros.

La figure II.27 présente la cohérence des deux mesures de pression réalisées au droit de chacun des 5 points du revêtement.

On constate que la cohérence de la mesure est excellente (très proche de 1) entre 200 et 2000 Hz ; une chute de cohérence a lieu aux alentours de 2500 Hz, ce qui peut correspondre à la fréquence à laquelle l'épaisseur est égale au quart de la longueur d'onde (c'est le cas avec l'épaisseur estimée à partir de la mesure au paragraphe III.3.4.1).

La cohérence est ensuite moins bonne, même si elle demeure au-dessus de 0.95 ; une deuxième zone d'indétermination a lieu entre 4000 et 5000 Hz pour les points 1 à 4, ainsi qu'une troisième zone entre 3000 et 4000 Hz au point 4.

L'hypothèse de propagation d'ondes planes étant valide à des fréquences très supérieures à 285 Hz, les résultats sont présentés sur la gamme de fréquence 500-5000 Hz. La

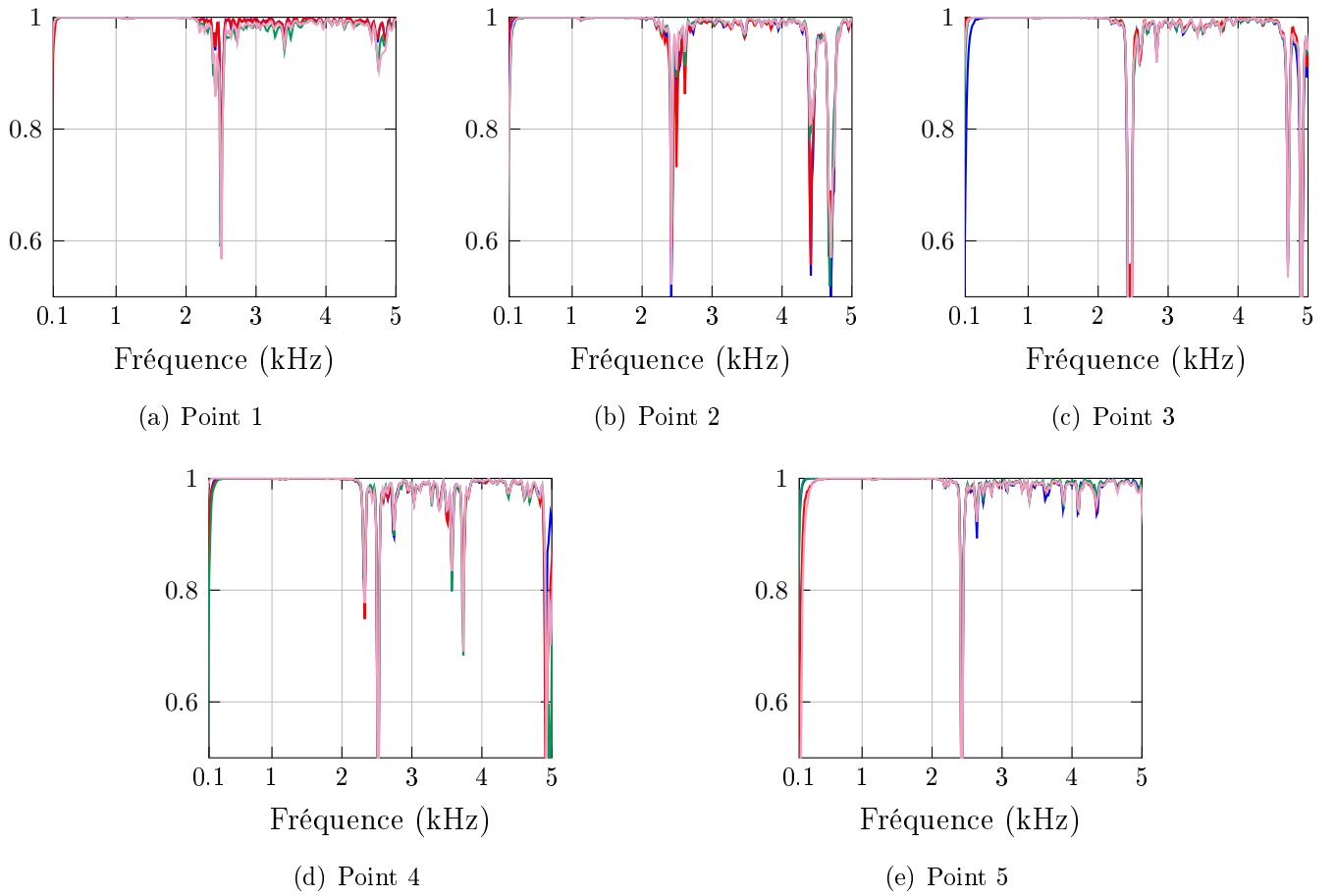


Figure II.27 – Cohérence des mesures Fonction de transfert aux 5 points sur BBDr (— mesure 1, — mesure 2, — mesure 3, — mesure 4)

figure II.28 présente les mesures réalisées au point de mesure 1 (en grisé), ainsi que la moyenne des mesures (en rouge). On peut constater qu'en un même point, les mesures successives produisent des résultats quasiment identiques.

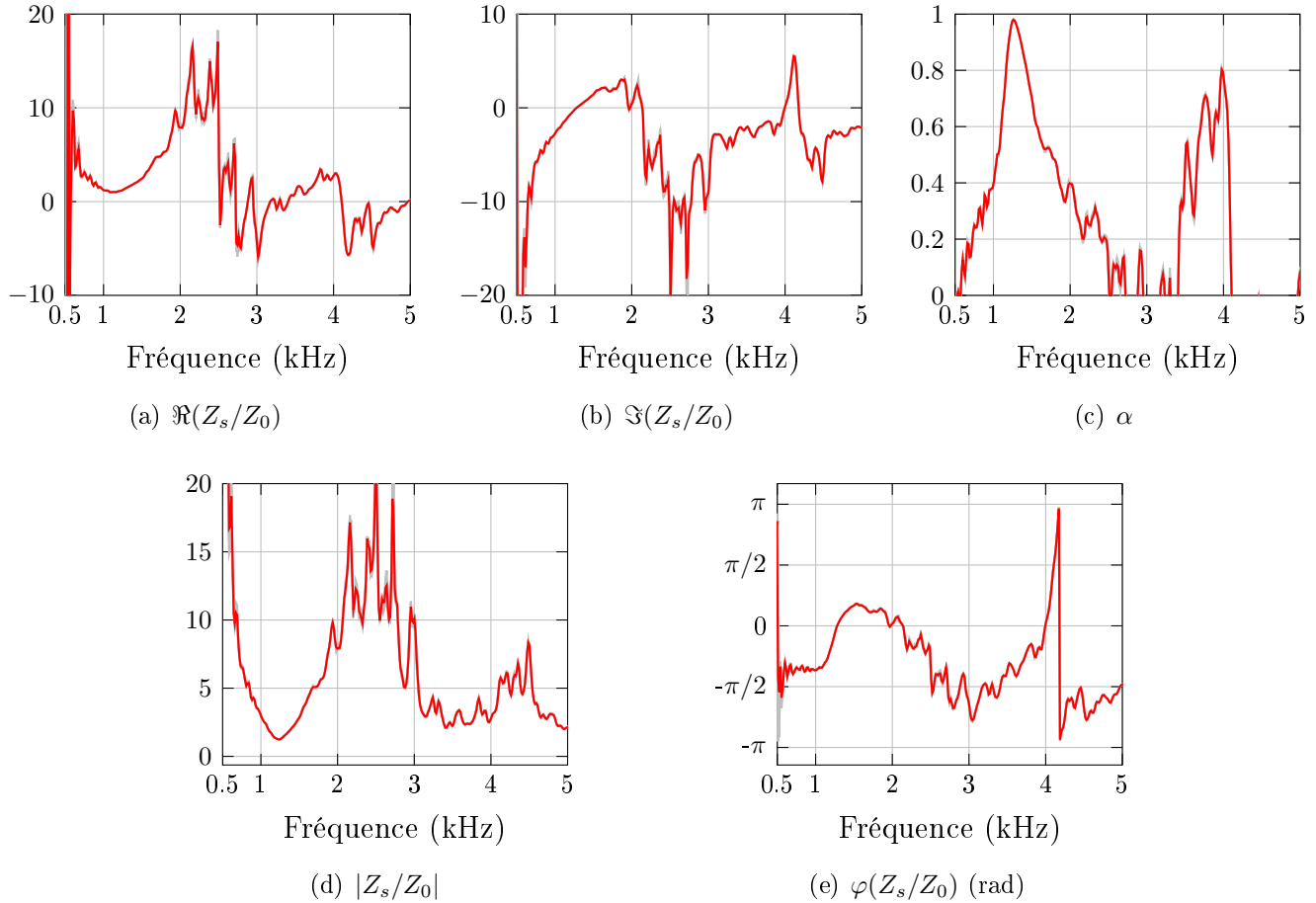


Figure II.28 – Mesures Fonction de transfert au point 1 sur BBDr

La figure II.29 présente les moyennes des courbes de mesures obtenues aux 5 points (en grisé), ainsi que la moyenne de ces résultats (en rouge). On constate que les mesures sont très proches de 500 à 2000 Hz environ.

Sur le reste de la gamme de fréquence, l'écart entre minimum et maximum est important. Les zones de dispersion des mesures correspondent aux zones de chute de la cohérence et à celles où le coefficient d'absorption est faible, c'est-à-dire où l'énergie réfléchie est importante, ce qui peut expliquer en partie le manque de précision de la méthode de mesure.

Enfin, on étudie l'écart-type des différentes mesures. L'écart-type EcT représente la dispersion des mesures et s'exprime comme un écart moyen à la moyenne x_m de la variable

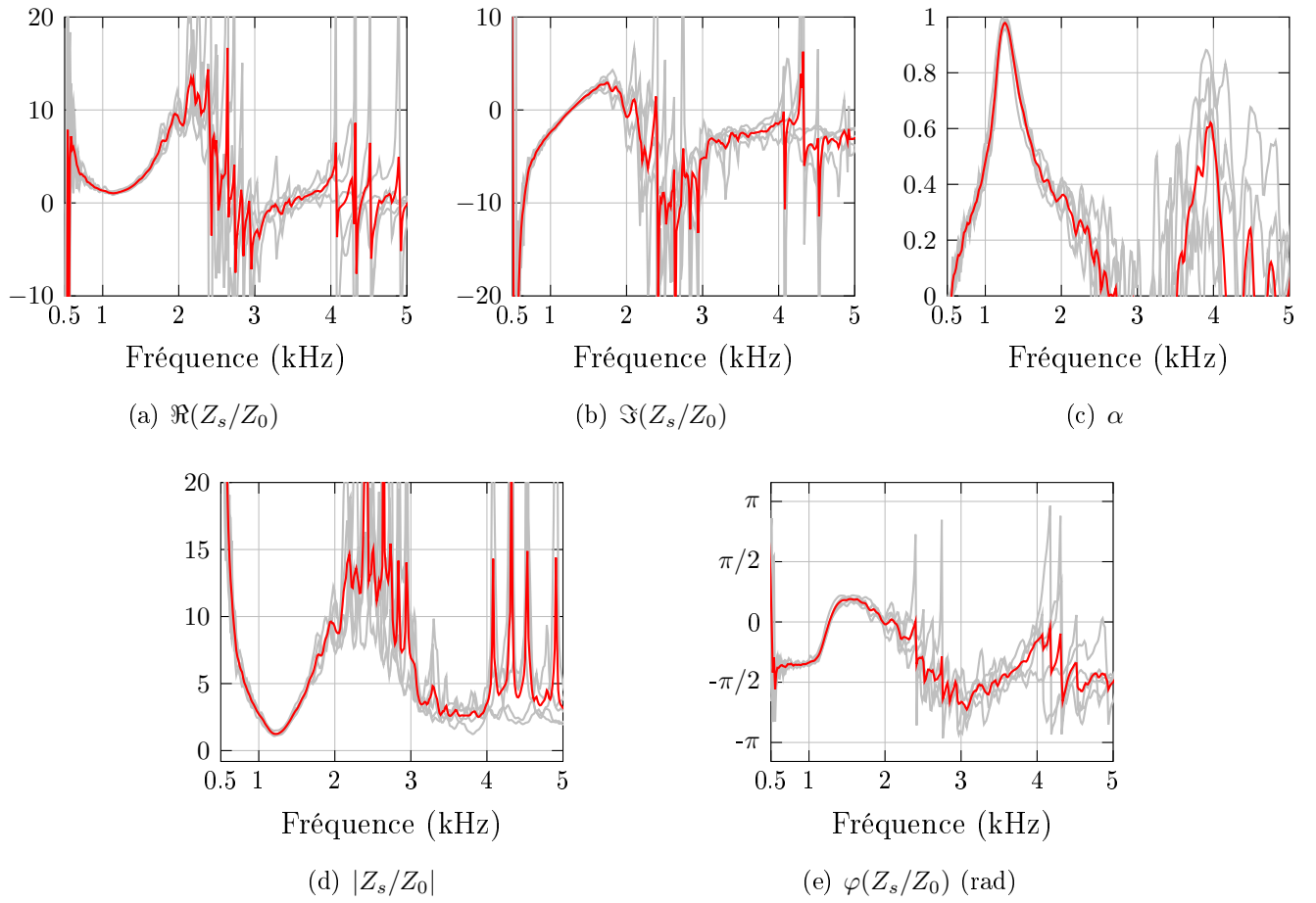


Figure II.29 – Mesures Fonction de transfert aux 5 points sur BBDr

X considérée :

$$EcT = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - x_m)^2} \quad (\text{II.30})$$

Les figures II.30 et II.31 présentent les écarts-types obtenus par fréquence pour l'impédance et l'absorption pour le point de mesure 1, et pour les moyennes aux 5 points de mesure.

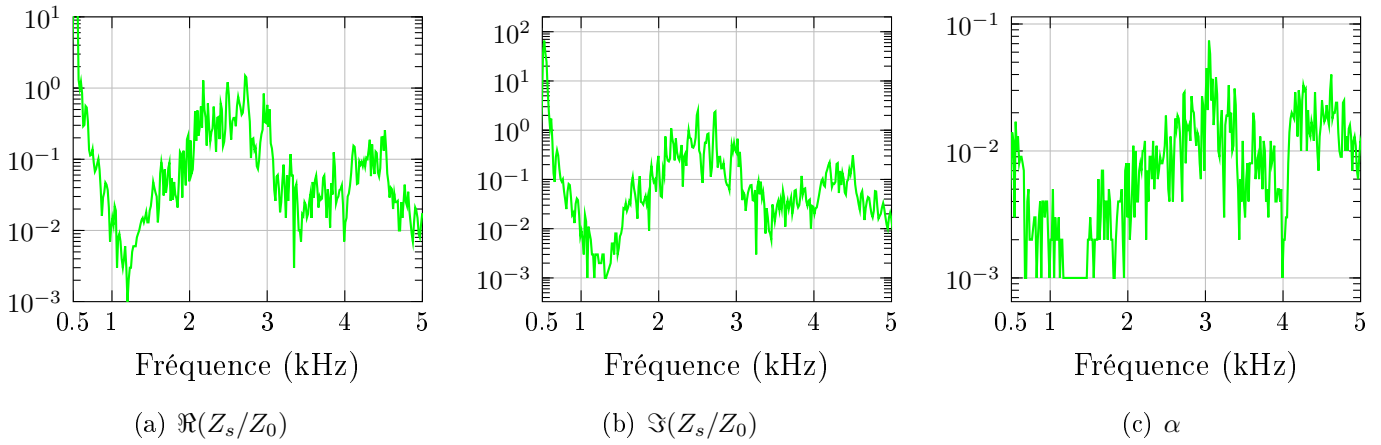


Figure II.30 – Ecart-type des mesures Fonction de transfert au point 1 sur BBDr

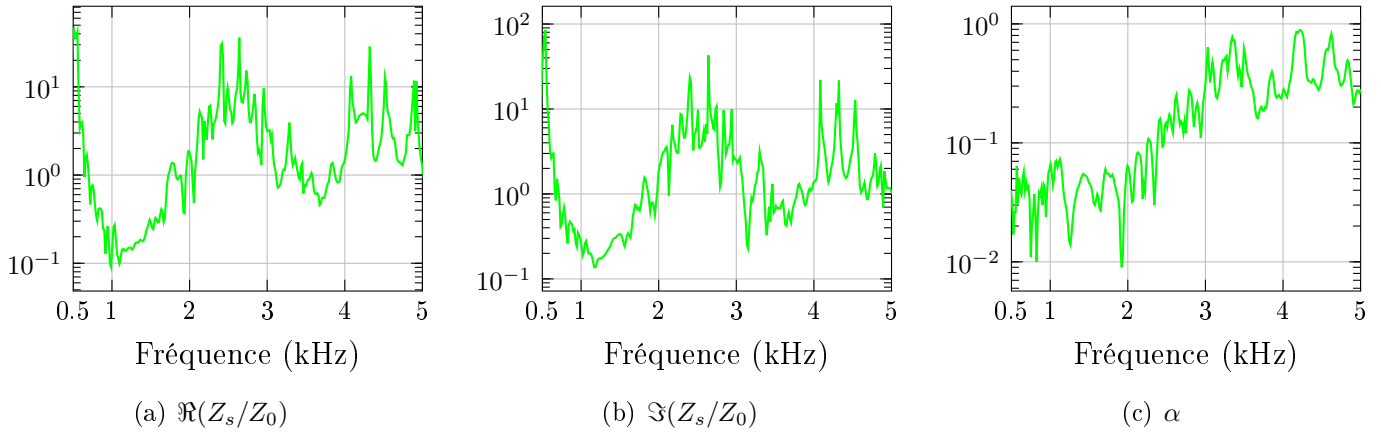


Figure II.31 – Ecart-type des moyennes des mesures Fonction de transfert aux 5 points sur BBDr

Au point 1, l'écart-type de la partie réelle de l'impédance est inférieur à 1.5 dès 570 Hz et inférieur à 10^{-1} entre 750 et 1900 Hz. Il est compris entre 10^{-1} et 1 entre 2000 et 3000 Hz, gamme où se situe la chute de cohérence de la mesure.

L'écart-type de la partie imaginaire de l'impédance est inférieur à 1 sur la quasi-totalité de la gamme de fréquence considérée et inférieur à 10^{-1} entre 750 et 1900 Hz.

Enfin, l'écart-type du coefficient d'absorption est inférieur à 10^{-2} entre 600 et 2100 Hz et reste inférieur à 5.10^{-2} sur la quasi-totalité du reste de la gamme de fréquence considérée.

Si l'on s'intéresse à l'écart-type des moyennes des mesures aux cinq points, on constate qu'il est de l'ordre de celui obtenu au point 1. Il est compris entre 10^{-1} et 1 entre 700 et 2000 Hz environ pour l'impédance, et inférieur à 10^{-1} jusqu'à environ 2200 Hz pour le coefficient d'absorption.

On en conclut donc sans surprise que si on se limite à la gamme de fréquence sur laquelle la cohérence de la mesure est très proche de 1, l'écart-type reste tout à fait acceptable sur les grandeurs considérées, même en réalisant les mesures à des emplacements différents du revêtement, ce qui semble indiquer que le matériau est homogène.

3.2.2 Bruit ambiant

La figure II.32 présente la cohérence des mesures réalisées aux 5 points du revêtement.

On observe que la cohérence des mesures 1 et 4 au point 1, 2 au point 2 et de toutes les mesures aux points 4 et 5 sont très mauvaises dès 1000 Hz. Au point 3, la cohérence de la mesure 3, sans être aussi mauvaise, baisse fortement après 3000 Hz.

Pour les autres mesures, la cohérence reste proche de 1 entre 500 et 1500 à 2000 Hz environ selon les mesures. Au point 3 la cohérence reste très proche de 1 pour 3 mesures sur les 4 réalisées.

Pour tenter de relier les caractéristiques de la source "bruit ambiant" à la cohérence de la mesure, les mesures en pression ont été étudiées. Le niveau équivalent et les spectres ont été calculés sur la durée d'acquisition de chaque fichier (30 s). Le niveau équivalent ne permet pas de déterminer les mesures produisant des résultats bruités. Le spectre des mesures semble être un meilleur critère ; les figures II.33 à II.37 présentent en parallèle aux 5 points le spectre des mesures et les résultats des mesures en absorption.

On constate que les mesures 1 et 4 ont un spectre inférieur à 40 dB dès 1000 Hz au point 1 ; la même observation est faite pour la mesure 2 au point 2, la mesure 3 au point 3, la mesure 1 au point 4 et la mesure 4 au point 5.

Pour les points 1 à 3, les mesures faites aux fréquences pour lesquelles le niveau incident est inférieur à 40 dB ne fournissent pas de résultats corrects (mesures bruitées ou mesures non comparables aux mesures issues d'autres méthodes ou aux modèles). Par ailleurs, les résultats sont les plus propres et la cohérence la meilleure lorsque le niveau est de l'ordre de 50dB. On observe donc sur ces points que la présence de niveaux de bruit faibles

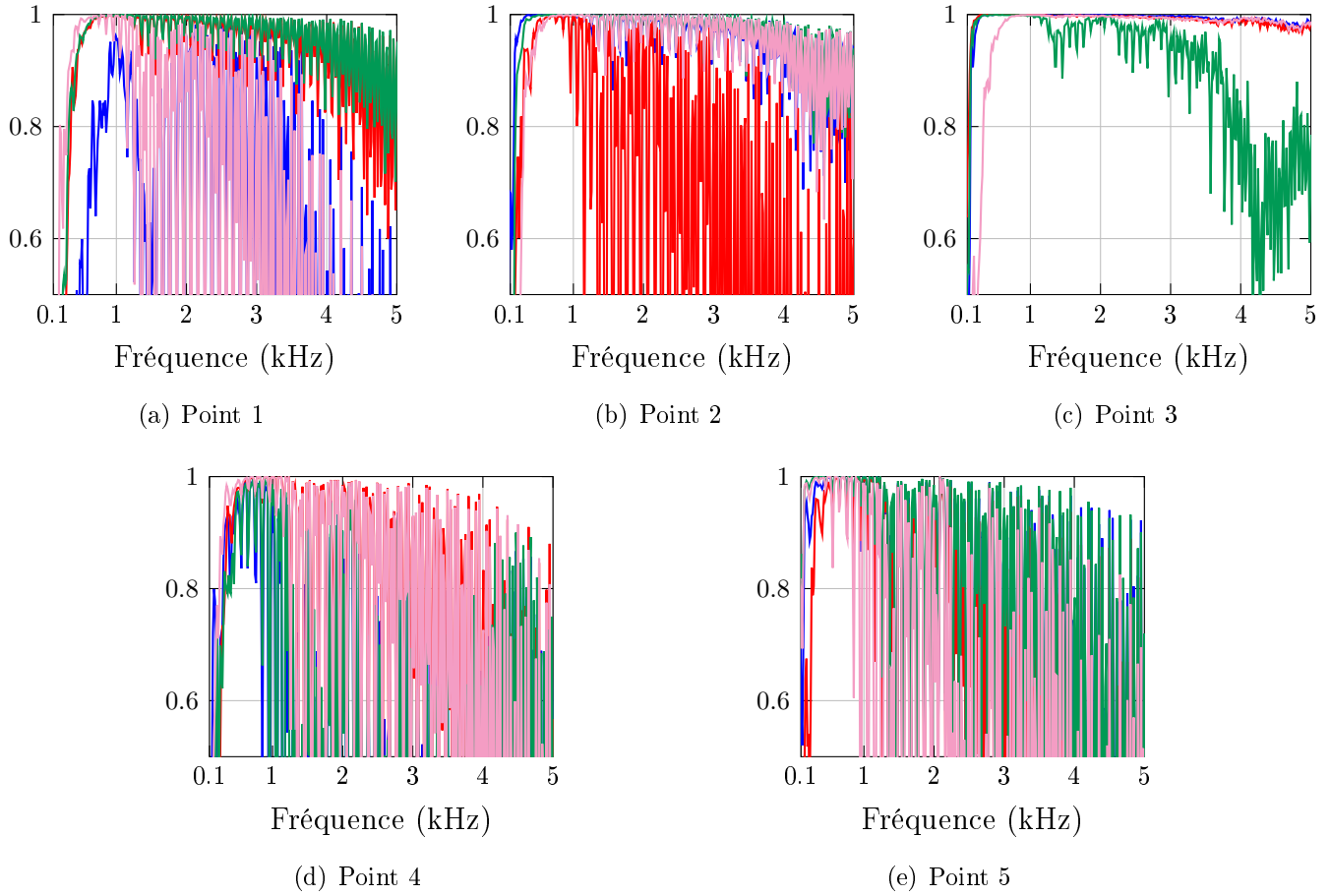


Figure II.32 – Cohérence des mesures Bruit ambiant aux 5 points sur BBDr (— mesure 1, — mesure 2, — mesure 3, — mesure 4)

correspond à l'obtention d'une mauvaise cohérence, qu'on peut attribuer à l'imprécision de la mesure.

Pour les points 4 à 5, ce critère ne suffit pas, car bien que pour plusieurs mesures le niveau sonore incident soit supérieur à 40 dB (notamment les mesures 2 et 4 au point 4 et la mesure 3 au point 5), les résultats des mesures sont très bruités dès 1000 Hz. On signale à ce propos que les auteurs présentent des résultats inférieurs à 1500 Hz dans leur publication [Takahashi *et al.* 2005]. Il est cependant à noter que bien qu'aux points 4 et 5 les mesures soient très bruitées, on retrouve sur l'enveloppe des courbes la même tendance qu'aux autres points.

On en conclut donc que le critère d'un bruit ambiant dépassant 40 dB dans les fréquences visées par la mesure est nécessaire mais non suffisant pour l'obtention de résultats de mesures propres et fiables.

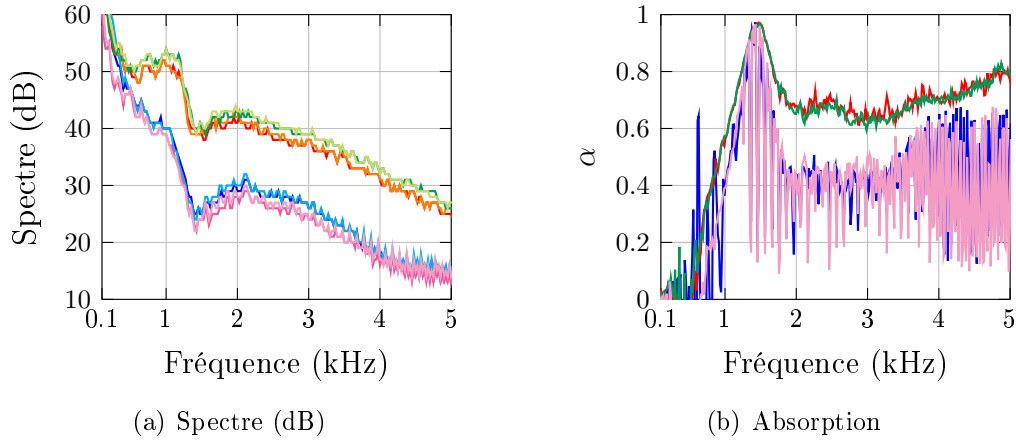


Figure II.33 – Spectre des mesures de pression Bruit ambiant et absorption au point 1 sur BBDr (— mesure 1, — mesure 2, — mesure 3, — mesure 4)

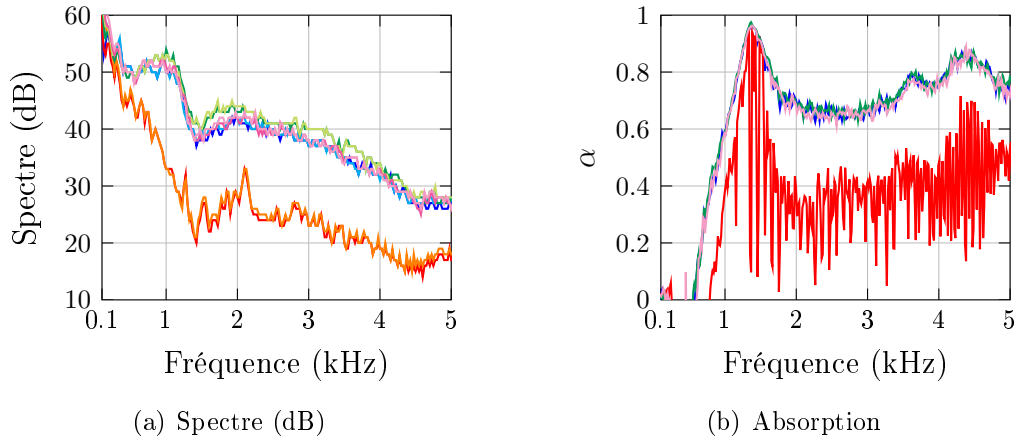


Figure II.34 – Spectre des mesures de pression Bruit ambiant et absorption au point 2 sur BBDr (— mesure 1, — mesure 2, — mesure 3, — mesure 4)

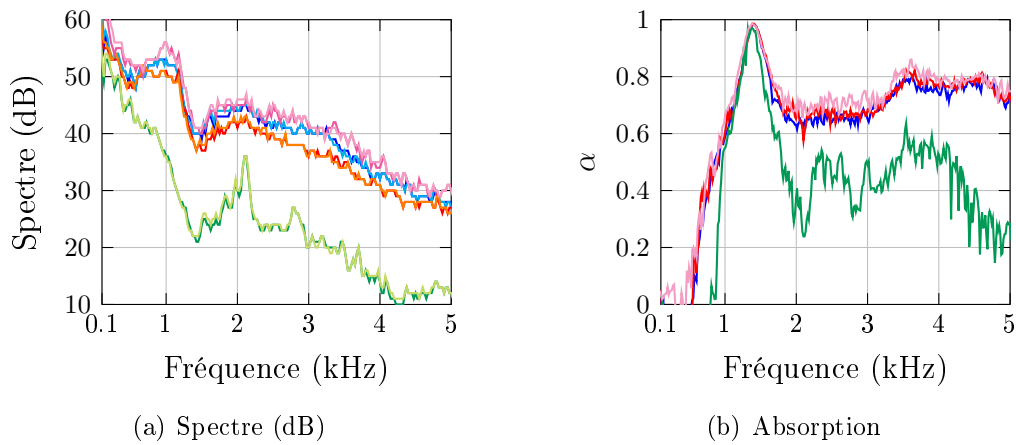


Figure II.35 – Spectre des mesures de pression Bruit ambiant et absorption au point 3 sur BBDr (— mesure 1, — mesure 2, — mesure 3, — mesure 4)

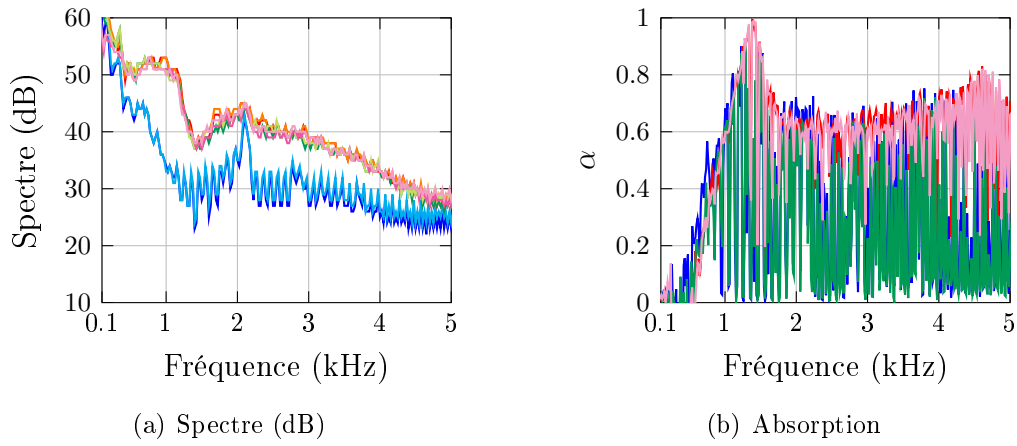


Figure II.36 – Spectre des mesures de pression Bruit ambiant et absorption au point 4 sur BBDr (— mesure 1, — mesure 2, — mesure 3, — mesure 4)

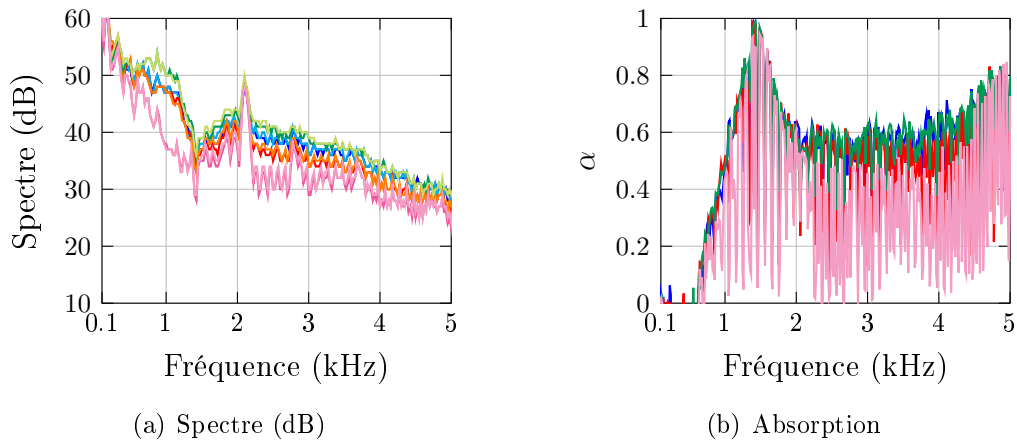


Figure II.37 – Spectre des mesures de pression Bruit ambiant et absorption au point 5 sur BBDr (— mesure 1, — mesure 2, — mesure 3, — mesure 4)

Pour la suite, on restreint les résultats obtenus avec cette méthode à ceux exploitables. Les points 4 et 5 ne sont donc pas utilisés, ainsi que les mesures 1 et 4 au point 1, 2 au point 2 et 3 au point 3. De plus, les mesures ne sont exploitées qu'entre 500 Hz, fréquence à partir de laquelle le coefficient d'absorption est positif, et 2000 Hz, fréquence à partir de laquelle le niveau du bruit ambiant est inférieur à 40 dB.

La figure II.38 présente les courbes de mesures obtenues au point 2 (en grisé) ainsi que la moyenne de ces résultats (en rouge).

On constate que les mesures produisent au point 2 des résultats très proches.

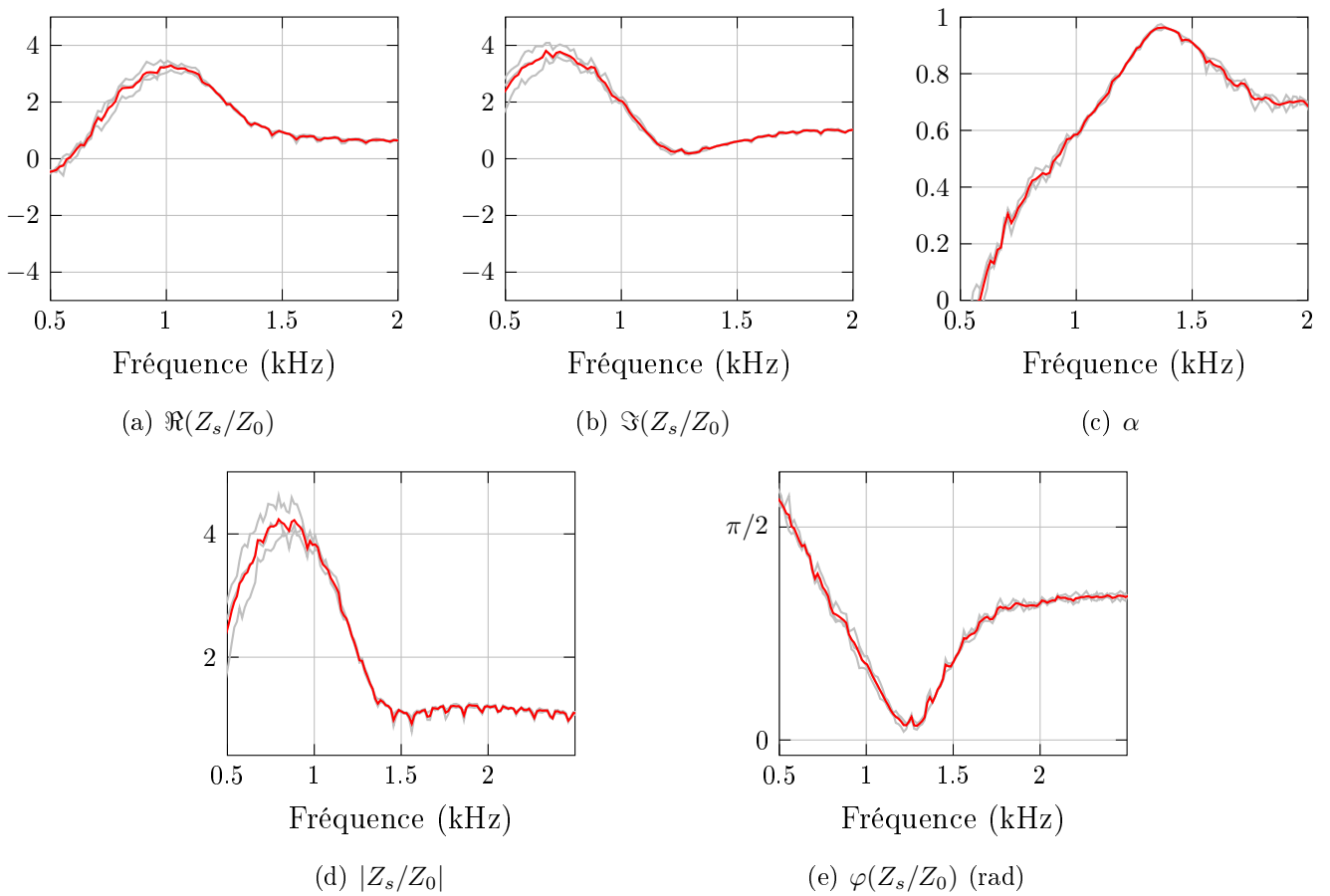


Figure II.38 – Mesures bruit ambiant au point 2 et moyenne sur BBDr

La figure II.39 présente les moyennes des mesures sélectionnées (2 et 3 pour le point 1, 1, 3 et 4 pour le point 2 et 1, 2 et 4 pour le point 3) aux 3 points de mesure restants, ainsi que la moyenne des mesures. On constate que la dispersion est faible sur la gamme de fréquence considérée.

Cette observation se retrouve sur les courbes des écarts-types (au point 2 sur la figure II.40 et sur les 5 points sur la figure II.41). En effet, l'écart-type du coefficient d'absorption

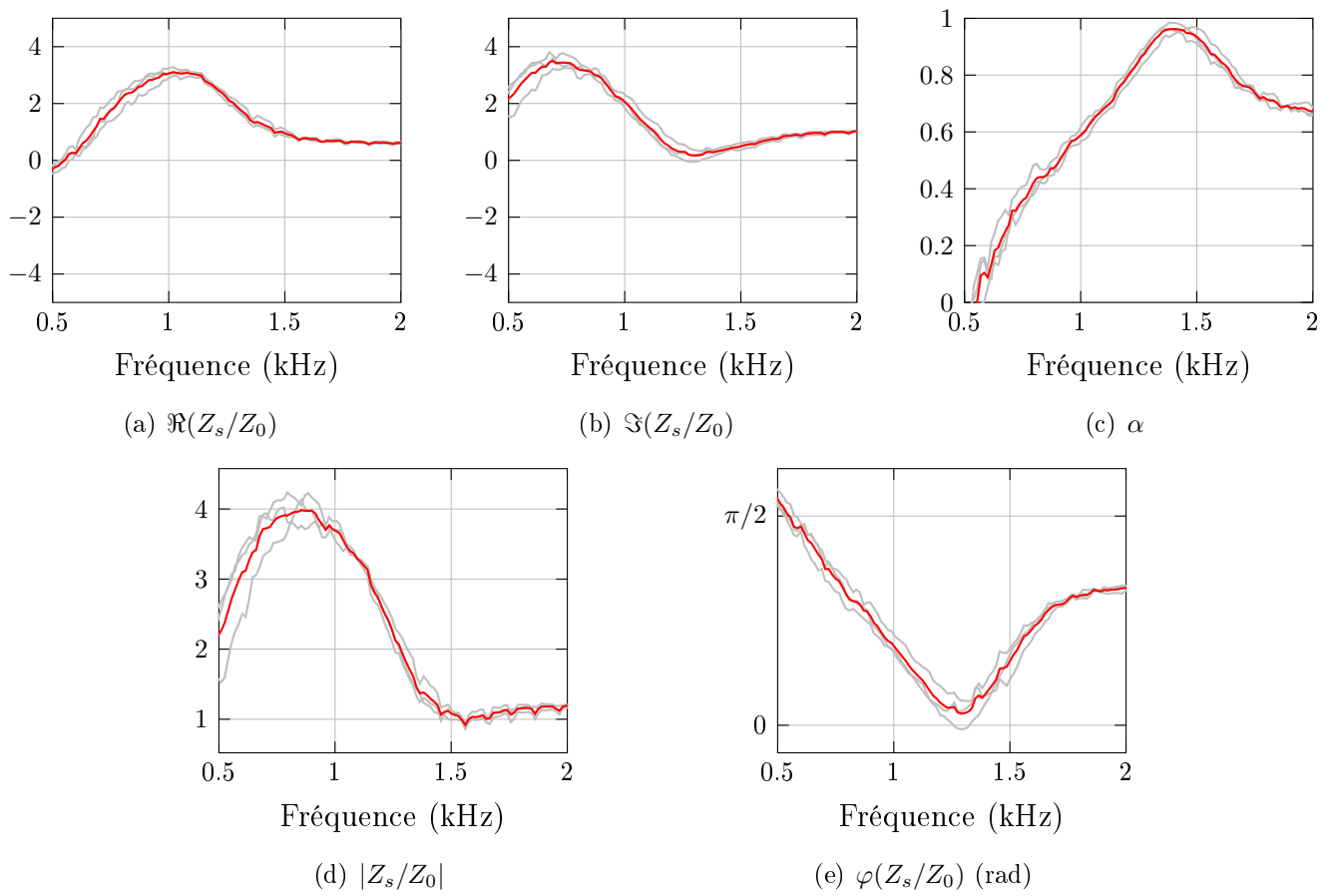


Figure II.39 – Mesures Bruit ambient aux points 1 à 3 sur BBDr

au point 2 est inférieur à 10^{-1} sur la quasi totalité de la gamme de fréquence considérée, et même inférieur à 10^{-2} entre 1000 et 1700 Hz. L'écart-type entre les moyennes aux cinq points de mesure est un peu plus élevé, mais il reste inférieur à 10^{-1} dès 570 Hz et inférieur à $5 \cdot 10^{-2}$ après 700 Hz en absorption.

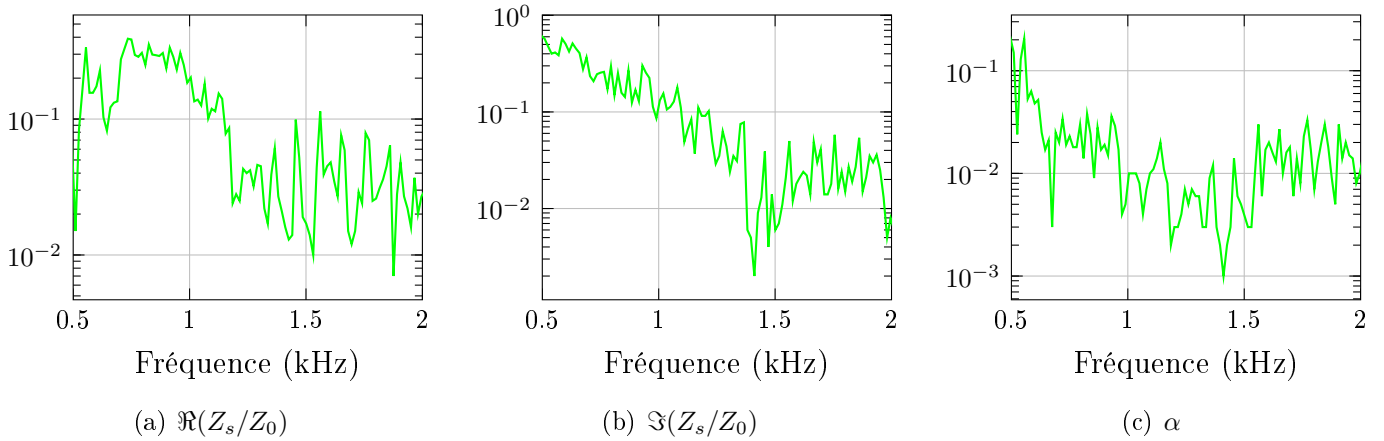


Figure II.40 – Ecart-type des mesures Bruit ambiant au point 2 sur BBDr

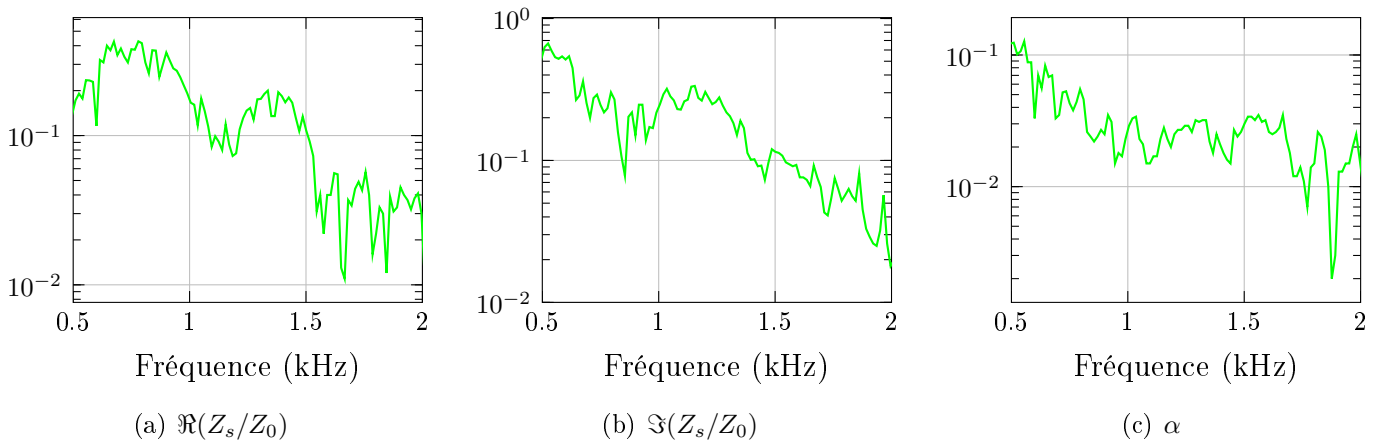


Figure II.41 – Ecart-type des moyennes des mesures Bruit ambiant aux 5 points sur BBDr

Globalement, cette méthode de mesure est donc moins fiable que la méthode Fonction de transfert, car certaines mesures ne sont pas du tout exploitables, ce qui est dû en partie aux conditions aléatoires de champ résultant. Cependant, elle paraît donner des résultats répétables dès lors que le niveau du bruit ambiant est suffisant (au minimum supérieur à 40 dB, idéalement de l'ordre de 50 dB ou plus) et que la cohérence de la mesure est bonne. Les écarts-types obtenus sur la gamme de fréquence respectant ces conditions sont très limités. Si l'on ramène ces résultats à la simplicité de mise en œuvre de la méthode, celle-ci peut être considérée comme ouvrant des perspectives intéressantes.

3.2.3 Méthode de séparation

Parmi les 9 résultats des mesures qui devraient être disponibles à chaque point de mesure (combinaison des 3 mesures en champ libre et des 3 mesures en réflexion), tous ne sont pas utilisables.

En effet, le programme de dépouillement des mesures réalisées conformément à la méthode ISO 13472-1 élaboré par le CETE de l'Est/LR de Strasbourg comprend une vérification de la correspondance des réponses impulsionnelles champ libre et champ incident + réfléchi. Certains fichiers ont donc été abandonnés lors de cette étape, car le manque de correspondance entre les réponses impulsionnelles ne permettait pas d'obtenir des résultats valides.

Deux mesures champ libre ont été abandonnées au point 1 et une aux points 2 à 4. De ce fait, 3 résultats sont disponibles au point 1, 6 aux points 2 à 4 et 9 au point 5.

Les mesures présentant le même problème sur la phase du coefficient de réflexion, la figure II.42 présente les résultats sur le coefficient d'absorption des mesures réalisées au point 5 (en grisé) ainsi que la moyenne de ces mesures (en rouge).

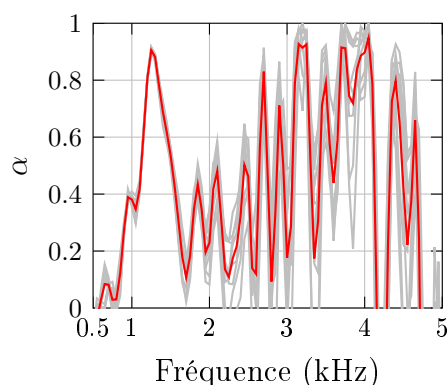


Figure II.42 – Mesures par séparation au point 5 sur BBDr et moyenne des 9 mesures

On constate que les mesures sont très proches sur la gamme de fréquence 500-1800 Hz, qui correspond au premier pic d'absorption. Lorsque la mesure devient bruitée, la dispersion augmente fortement.

La figure II.43 présente les moyennes issues des mesures valides à chaque point de mesure (en grisé), ainsi que la moyenne sur les 5 points de mesure (en rouge). On constate à nouveau une très bonne répétabilité entre 500 et 1800 Hz, c'est-à-dire sur la gamme correspondant à la forte absorption du revêtement.

Enfin, la figure II.44 présente les écarts-types obtenus par fréquence pour l'absorption pour le point de mesure 5 et pour les moyennes aux 5 points de mesure.

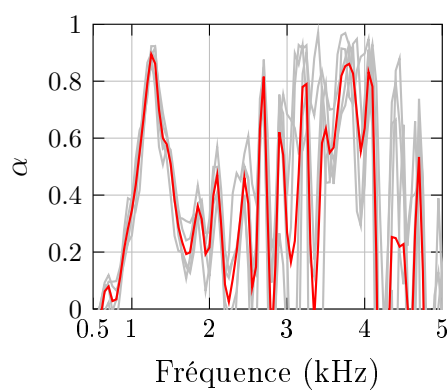
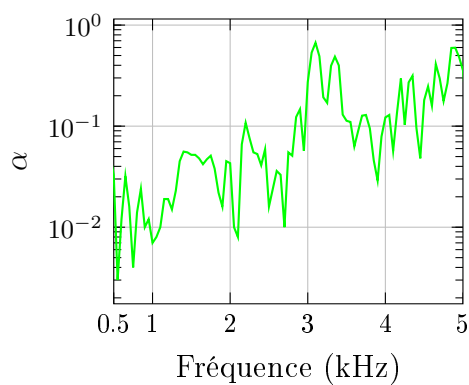
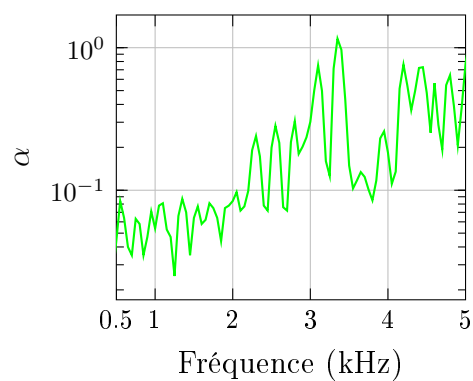


Figure II.43 – Mesures par séparation aux 5 points sur BBDr



(a) Ecart-type au point 5



(b) Ecart-type sur les 5 points

Figure II.44 – Ecart-type des moyennes des mesures par séparation au point 5 et aux 5 points sur BBDr

L'écart-type au point 5 est inférieur à 10^{-1} jusqu'à 3000 Hz, 2000 Hz pour l'écart-type sur les 5 points de mesure.

Cette méthode semble donc produire des résultats acceptables en absorption sur la gamme correspondant au premier pic d'absorption, soit 500-2000 Hz, ce qui est similaire aux deux autres méthodes. Certaines mesures doivent cependant être écartées au moment du traitement, tout comme pour la méthode Bruit ambiant. La méthode Fonction de transfert, qui semble produire des résultats fiables et répétables à chaque mesure, paraît donc la méthode la plus robuste des trois méthodes testées.

3.3 Résultats

Du fait de la durée des mesures (30 s) et de la fréquence d'échantillonnage élevée (51200 Hz), le calcul de la Fonction de transfert pour les deux méthodes concernées (Fonction de transfert et Bruit ambiant) a été fait sur des échantillons du signal avec chevauchement, puis moyennés avant le calcul des grandeurs acoustiques, ce qui permet d'obtenir des résultats de mesure relativement propres.

3.3.1 Fonction de transfert

La figure II.45 présente les résultats obtenus en impédance et en absorption avec la méthode Fonction de transfert (il s'agit de la moyenne des résultats au point 1).

On constate que la mesure est très propre entre 500 et 2000 Hz environ (gamme de fréquence sur laquelle la cohérence est très proche de 1 et l'écart-type faible, comme vu au paragraphe II.3.2); elle correspond en tendance à ce que produit le modèle de Zwicker & Kosten étendu sur le reste de la gamme de fréquence (voir l'estimation des paramètres d'entrée du modèle au paragraphe III.3.4.1). Cependant, avant 500 Hz (gamme de fréquence sur laquelle l'hypothèse de propagation d'ondes planes n'est pas valide), entre 2500 et 3500 Hz (gamme de fréquence proche de la zone d'indétermination de la mesure au vu de la cohérence, où l'épaisseur peut correspondre au quart de la longueur d'onde), et après 4000 Hz (deuxième zone de chute de la cohérence), le coefficient d'absorption est négatif, rendant ainsi la mesure invalide car contraire à la physique.

On observe que les zones d'imprécision de la méthode, c'est-à-dire les zones où la cohérence de la mesure est faible, correspondent à celles où le coefficient d'absorption est faible. On retrouve ainsi la difficulté à obtenir des mesures précises et fiables sur un matériau peu absorbant, du fait de l'importance de l'énergie réfléchie.

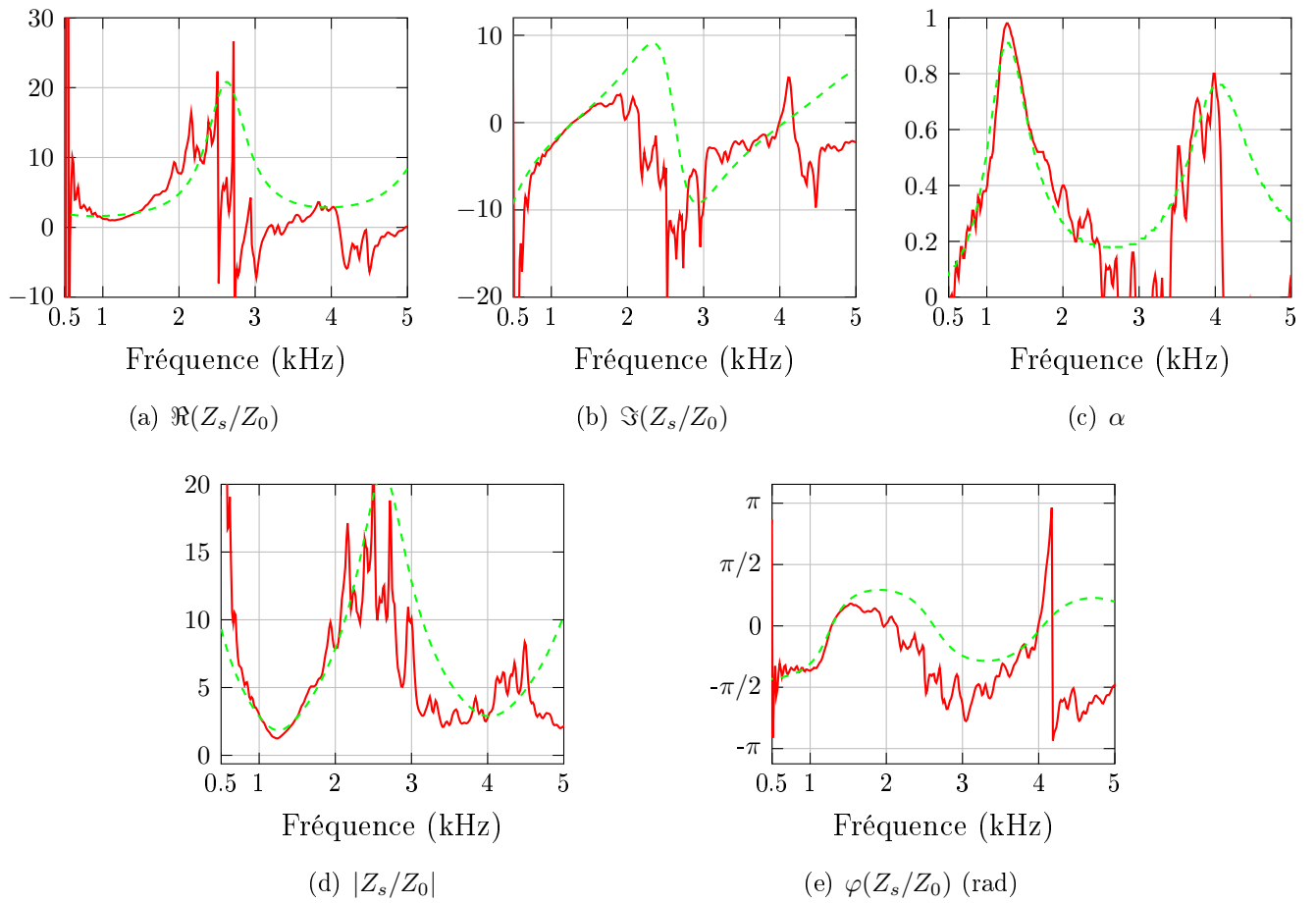


Figure II.45 – Mesures Fonction de transfert sur BBDr — et modèle de Zwikker & Kosten étendu - - -

3.3.2 Bruit ambiant

La figure II.46 présente les résultats obtenus en impédance et en absorption avec la méthode Bruit ambiant.

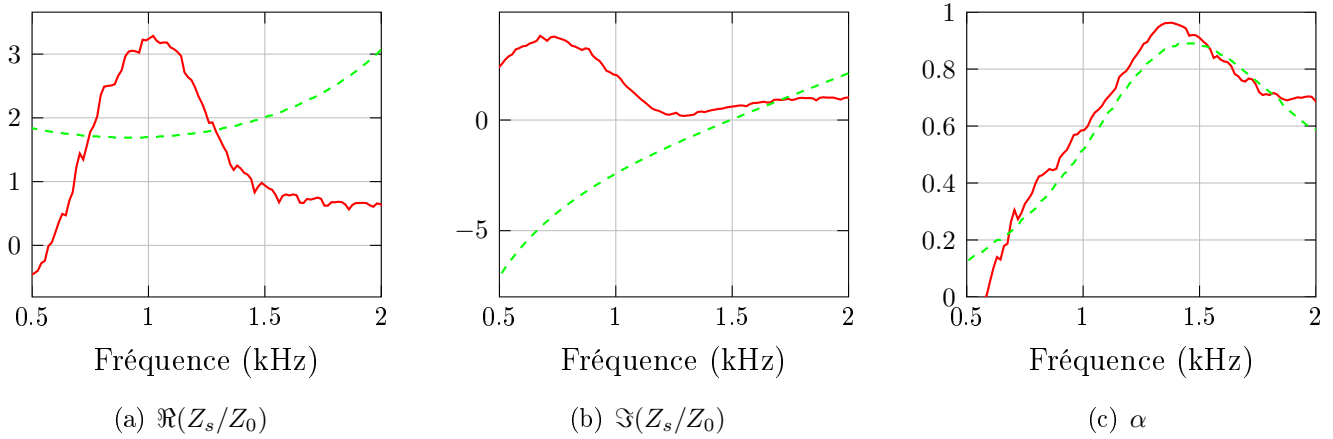


Figure II.46 – Mesures Bruit ambiant sur BBD — et modèle de Zwikker & Kosten étendu —

On constate que les résultats en impédance ne correspondent pas du tout au modèle, en amplitude et même en tendance pour la partie imaginaire. Seule la mesure en absorption semble cohérente, bien qu'elle soit négative avant 550 Hz environ.

La figure II.47 présente l'amplitude et la phase de l'impédance mesurées par la méthode Bruit ambiant et par la méthode Fonction de transfert. On constate que la tendance des courbes n'est pas comparable, ni pour l'amplitude ni pour la phase.

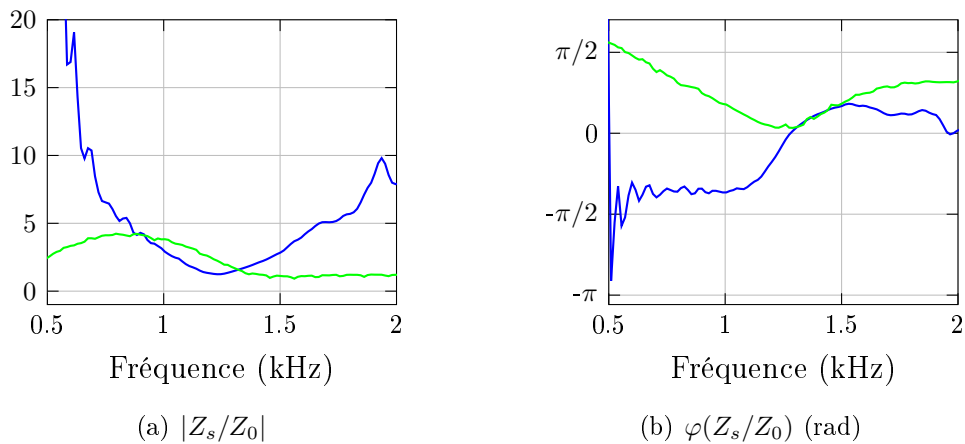


Figure II.47 – Amplitude et phase de l'impédance, mesures Fonction de transfert — et Bruit ambiant — sur BBD

Enfin, la figure II.48 présente l'amplitude et la phase du coefficient de réflexion mesurées par la méthode Bruit ambiant et par la méthode Fonction de transfert. On observe cette fois que la tendance des courbes est assez proche, bien que celles-ci soient décalées sur la phase (de $\pi/4$ avant 1200 Hz, de $\pi/2$ ensuite). Il semble donc que les écarts observés sur le coefficient de réflexion (notamment le décalage de la phase) soient amplifiés par le passage à l'impédance.

Ce décalage de phase peut correspondre à une mauvaise estimation de la distance microphone bas-matériau. En effet, les microphones sont situés très près du revêtement, dont les granulats sont de dimension importante (jusqu'à 10 mm, la dimension du microphone étant de 15 mm). De ce fait, si le doublet microphonique est disposé sur un pore à la place d'un granulat, la distance peut doubler et donner lieu à un décalage de phase important.

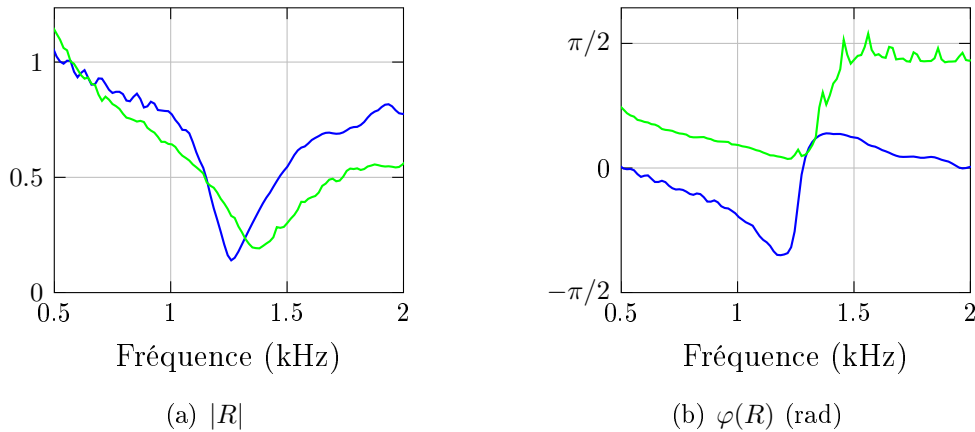


Figure II.48 – Amplitude et phase du coefficient de réflexion, mesures Fonction de transfert — et Bruit ambiant — sur BBDr

3.3.3 Méthode de séparation

La figure II.49 présente les résultats obtenus en absorption avec la méthode de séparation.

En absorption, la mesure donne des résultats acceptables entre 550 et 2000 Hz environ, le coefficient d'absorption mesuré étant négatif avant 550 Hz environ ; on retrouve le deuxième pic d'absorption autour de 4000 Hz, mais entre les deux, la zone de faible absorption est très bruitée.

La figure II.50 présente l'amplitude et la phase du coefficient de réflexion mesurées avec la méthode Fonction de transfert et la méthode Séparation de signaux. On retrouve, sur l'amplitude aussi bien que sur la phase mesurées par la méthode de séparation, le problème

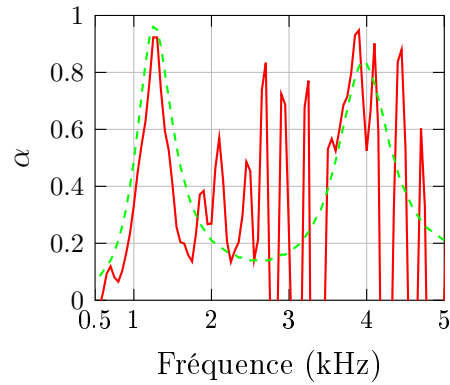


Figure II.49 – Mesures par séparation sur BBDr — et modèle de Zwikker & Kosten étendu ---

de rotation de phase déjà observé sur les mesures sur la mousse polymère (figure II.20), tous les 650 ou 700 Hz, ce qui correspond à une période de 1.5 ms environ.

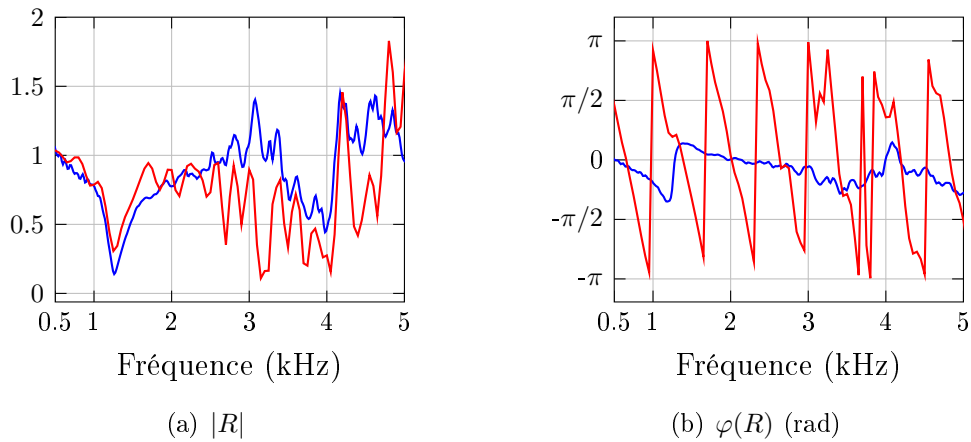


Figure II.50 – Amplitude et phase de l'impédance, mesures Fonction de transfert — et Séparation de signaux --- sur BBDr

Par ailleurs, entre 2000 et 5000 Hz, la mesure Fonction de transfert présente des irrégularités correspondant en fréquences à celles observées sur la mesure Séparation de signaux. Or la source utilisée pour ces mesures est la même que celle utilisée pour les mesures par Séparation sur la mousse U150. Cela conforte donc l'hypothèse selon laquelle ces oscillations pourraient être dues à la source de bruit utilisée. La même conclusion ne peut cependant pas être tirée des problèmes sur la phase.

3.3.4 Comparaison des trois méthodes

La figure II.51 présente les courbes obtenues avec les trois méthodes sur le coefficient d'absorption.

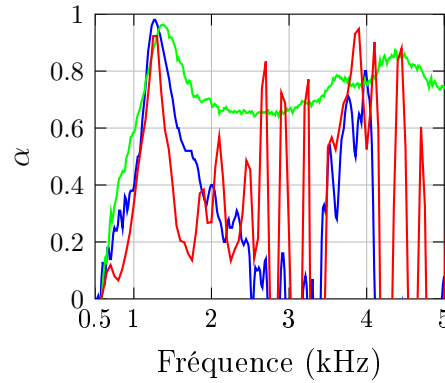


Figure II.51 – Mesures Fonction de transfert —, Bruit ambiant — et Séparation — sur BBDr

On observe qu'en absorption, les méthodes Fonction de Transfert et Séparation de signaux localisent les deux pics d'absorption à la même fréquence, et avec la même amplitude en ce qui concerne le premier pic. La méthode Bruit ambiant identifie un pic d'absorption légèrement décalé vers les hautes fréquences et à la pente moins importante ; cette différence s'explique par le champ sonore diffus utilisé par cette méthode, contrairement aux deux autres méthodes testées.

Le coefficient d'absorption mesuré après 2000 Hz avec la méthode Bruit ambiant est très largement surestimé par rapport aux deux autres méthodes et par rapport à ce qui est attendu d'après le modèle.

La méthode Fonction de transfert fournit des résultats sur la gamme de fréquence la plus large, ainsi que des résultats correspondant au modèle en impédance. Elle est de plus répétable. Elle paraît donc la méthode la plus fiable.

4 Conclusion

Trois méthodes de mesures de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption *in situ* ont été testées sur une mousse polymère et sur un revêtement de chaussée poreux.

En ce qui concerne la méthode Fonction de transfert, plusieurs configurations de microphones ont été testées en supposant la propagation d'ondes planes. Il est apparu qu'au vu des contraintes (surface de matériau, distance source-matériau, etc), la configuration permettant d'accéder à des résultats fiables sur la plus large gamme de fréquence consiste

à positionner les deux microphones proches l'un de l'autre et proches du matériau (configuration testée (5 mm, 17 mm)).

Les mesures menées avec cette méthode ont conduit à des résultats fiables et présentant une très bonne cohérence. Une fréquence d'échantillonnage élevée permet de produire des résultats de mesure propres.

Enfin, l'impédance de surface mesurée avec cette méthode correspond à l'impédance mesurée au tube ou estimée par le modèle de Zwikker & Kosten étendu.

Le test de la méthode Bruit ambiant a montré qu'un bruit de fond minimal durant les mesures est nécessaire à l'obtention de résultats valides ; il semble que le bruit ambiant doive être supérieur à 40 dB à chaque fréquence étudiée et idéalement de l'ordre de 50 dB au minimum. Ce critère n'est cependant pas suffisant pour l'obtention de résultats de mesures fiables. Les mesures présentant une bonne cohérence ont cependant permis de mesurer le coefficient d'absorption de manière satisfaisante. La phase du coefficient de réflexion n'est en revanche pas mesurée avec précision (décalage par rapport à la mesure Fonction de transfert), ce qui entraîne une mauvaise estimation de l'impédance.

Par ailleurs, le coefficient d'absorption mesuré avec un champ sonore diffus semble légèrement différent de celui mesuré avec une incidence directe ; l'utilisation d'un modèle de champ diffus ([[London 1950](#)] notamment) permet de confirmer cette observation.

Enfin, le test de cette méthode avec un bruit ambiant généré par le passage d'un véhicule sur la voie adjacente à celle faisant l'objet des mesures s'est révélé concluant, ce qui permet de valider ces conditions de champ sonore. Des mesures réalisées sur une voie au bord d'une route en conditions réelles de circulation, assurant ainsi un bruit ambiant soutenu, devraient donc fournir des résultats satisfaisants.

Quant à la méthode de Séparation des signaux, elle produit des résultats corrects sur le coefficient d'absorption à basses fréquences et jusqu'à 2000 Hz. Après cette fréquence des oscillations viennent perturber les résultats ; ces oscillations peuvent être dues à la qualité de la source de bruit utilisée lors des mesures. Des mesures réalisées avec une autre source permettront de conclure sur ce sujet.

Par ailleurs, la phase du coefficient de réflexion complexe n'est pas valide (rotations de phase très régulières), ce qui entraîne l'estimation d'une impédance de surface incorrecte. Ce problème n'étant *a priori* pas dû à la source, il est possible qu'une erreur dans le code de dépouillement en soit à l'origine (cette piste est à l'étude).

La méthode Fonction de transfert semble donc être celle qui produit les résultats les plus fiables, y compris en impédance.

La méthode Bruit ambiant, de par sa facilité de mise en œuvre, se révèle intéressante pour estimer le coefficient d'absorption ; le problème de mesure de la phase du coefficient de réflexion en limite cependant l'utilisation. De plus, il est important de garder à l'esprit le fait qu'en ce qui concerne le coefficient d'absorption, les grandeurs mesurées ne sont pas tout à fait équivalentes, en raison des conditions de champ sonore diffus, à celles mesurées avec les deux autres méthodes.

Chapitre III

Méthode de caractérisation d'un matériau poreux à partir d'une mesure d'impédance de surface *in situ* par analyse de sensibilité

Le chapitre I a exposé les phénomènes de propagation dissipative de l'onde acoustique dans le milieu poreux. Le modèle de Zwikker & Kosten étendu, appartenant à l'ensemble des modèles dits du matériau équivalent, permet, en particulier, de relier 3 paramètres liés à la microstructure du matériau (porosité, résistivité, tortuosité) à l'impédance de surface Z_s et au coefficient d'absorption α .

Le chapitre II présente ensuite des méthodes de mesure *in situ* donnant accès à l'impédance de surface et au coefficient d'absorption.

Ce chapitre vise maintenant à exploiter les données acoustiques disponibles *in situ* grâce aux méthodes présentées au chapitre II pour accéder à des éléments caractérisant la physique du matériau, par le biais du modèle présenté au chapitre I.

Ainsi, après une introduction présentant le contexte du problème de caractérisation traité dans cette thèse (paragraphe III.1), ce chapitre proposera une méthode de caractérisation d'un matériau poreux en utilisant des données mesurées *in situ*, via les deux étapes suivantes :

- une analyse de sensibilité basée sur la variance : un critère pour hiérarchiser les paramètres des modèles (paragraphe III.2) ;
- une méthode d'inversion numérique basée sur ce critère pour évaluer les paramètres à partir de données mesurables *in situ* (paragraphe III.3).

1 Cadre du problème de caractérisation

Le contexte du problème de caractérisation est le suivant : on considère un matériau poreux homogène semi-infini, répondant aux hypothèses présentées au paragraphe I.1.2. Il est disposé sur une surface rigide, et sollicité par une onde plane sous incidence normale. L'épaisseur du matériau est inconnue. Il est impossible de modifier la configuration de mesure (variation de l'épaisseur ou insertion d'un plenum). Par ailleurs, l'accès à la face arrière du matériau n'est pas possible.

Les grandeurs acoustiques disponibles par une mesure *in situ* sont l'impédance de surface ou le coefficient de réflexion complexes, grandeurs inter-dépendantes, à partir desquelles on peut calculer le coefficient d'absorption réel (cf. paragraphe I.1.4.5).

Ces données sont utilisées pour accéder à des informations concernant la microstructure du matériau et les phénomènes physiques se produisant au passage de l'onde dans le matériau. Il est donc nécessaire de faire intervenir un modèle reliant les grandeurs acoustiques aux paramètres physiques.

Le modèle de Zwikker & Kosten étendu [Zwikker & Kosten 1949] propose des expressions pour la densité et l'incompressibilité équivalentes du matériau poreux, données au paragraphe I.3.2.2 ; on les rappelle ici :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\Phi} \left[1 - j \frac{\omega_v}{\omega} F_c \left(\frac{\omega}{\omega_v} \right) \right] \end{array} \right. \quad (III.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} K_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \Phi}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{\omega_v}{N_{Pr} \omega} F_c \left(\frac{N_{Pr} \omega}{\omega_v} \right) \right]^{-1}} \end{array} \right. \quad (III.2)$$

avec la pulsation caractéristique des effets visco-inertiels ω_v :

$$\omega_v = \frac{\sigma \Phi}{\rho_0 \alpha_\infty} \quad (III.3)$$

et la fonction F_c faisant intervenir le ratio $T = \frac{J_1}{J_0}$ des fonctions de Bessel de type J d'ordre 1 et 0 :

$$F_c(u) = ju \left(\frac{\frac{2}{\sqrt{-j8u}} T(\sqrt{-j8u})}{1 - \frac{2}{\sqrt{-j8u}} T(\sqrt{-j8u})} \right) \quad (\text{III.4})$$

A partir de ces grandeurs, on calcule l'impédance de surface Z_c et le nombre d'onde k du milieu poreux. L'impédance de surface du matériau s'exprime ensuite sous la forme suivante :

$$Z_s = -j Z_c \cot(ke) = -j \sqrt{\rho_{eq}(\omega) K_{eq}(\omega)} \cot \left(\omega e \sqrt{\frac{\rho_{eq}(\omega)}{K_{eq}(\omega)}} \right) \quad (\text{III.5})$$

Plusieurs méthodes ont été proposées pour estimer les paramètres liés à la micro-structure des milieux poreux à partir de mesures acoustiques. On peut notamment citer les travaux d'Umnova *et al.* [Umnova *et al.* 2005] et ceux de Groby *et al.* [Groby *et al.* 2010], en ce qui concerne les méthodes numériques, et, pour les méthodes analytiques, ceux d'Olly et Panneton [Panneton & Olly 2006, Olly & Panneton 2008]. Ces méthodes s'appuient en partie sur la mesure des ondes transmises à travers le matériau, qui permettent d'estimer la densité $\rho_{eq}(\omega)$ et l'incompressibilité $K_{eq}(\omega)$ équivalentes du milieu sans formuler d'hypothèse.

Cependant, la configuration de mesure ne permet pas l'accès à ces données (pas de mesure possible en transmission). Seule l'onde réfléchie est accessible, grâce à laquelle on accède à l'impédance de surface complexe et les coefficients de réflexion complexe et d'absorption réel. Le nombre de données de mesure indépendantes étant limité, il est nécessaire de développer une méthode permettant d'en tirer le meilleur parti. De plus, le fait que les grandeurs acoustiques soient mesurées sur site implique une méthode de caractérisation d'autant plus robuste que les données d'entrée seront moins précises et fiables qu'à l'aide d'une mesure en laboratoire.

Le coefficient d'absorption, bien que directement dépendant de l'impédance de surface, se révèle intéressant car, issu du module du coefficient de réflexion, il est moins sensible aux incertitudes de mesure et représente donc une grandeur plus fiable dans le cadre d'une procédure d'inversion.

L'analyse physique du modèle de Zwikker & Kosten étendu, notamment par le biais

des développements limités et de la délimitation de la gamme de fréquence par la fréquence caractéristique visqueuse $f_v = \frac{\omega_v}{2\pi}$, permet de comprendre le rôle de chacun de ces paramètres dans une configuration donnée (valeurs des paramètres et de l'épaisseur connues).

Cependant, dans le contexte incertain qui correspond à la caractérisation d'un matériau poreux *in situ*, cette approche ne suffit pas. Une autre approche, une analyse statistique, est donc proposée, par le biais d'une étude de sensibilité du modèle quand les paramètres varient de manière équiprobable dans des intervalles fixés. Elle permet une analyse par sous-domaines fréquentiels dans lesquels l'un des paramètres se distingue.

Le principe de la méthode proposée est d'analyser le comportement du modèle vis-à-vis de ses paramètres physiques avant son inversion pour l'obtention de l'un des paramètres. Cette approche vise à disposer d'un critère qualitatif **et** quantitatif pour déterminer lesquels sont essentiels, et sur quelles gammes de fréquence ils peuvent être considérés comme prépondérants.

De cette manière, l'évaluation des paramètres se fait étape par étape, chacun d'eux étant estimé séparément puis intégré dans le modèle pour une nouvelle étude de la sensibilité du modèle avant l'estimation du paramètre suivant.

Cette méthode a fait l'objet d'un article accepté au Journal of the Acoustical Society of America [Benoit *et al.* 2013].

2 Étude de sensibilité de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption aux paramètres physiques du modèle de Zwikker & Kosten étendu

2.1 Méthodes d'analyse de sensibilité existantes

L'étude de la sensibilité des grandeurs de sortie d'un modèle à ses paramètres d'entrée est incontournable dans l'étude d'un phénomène physique ; elle permet d'estimer l'impact sur les grandeurs de sortie de modifications plus ou moins importantes des paramètres d'entrée : faible variation dans le cas d'incertitudes, dans le cadre de mesures par exemple, sur les données d'entrées, ou notable évolution de l'état du système.

Plusieurs approches sont possibles pour effectuer cette analyse ; Julien Jacques dans sa thèse [Jacques 2005] propose un état de l'art des méthodes existantes. Il classe ces méthodes en trois catégories : les méthodes de criblage, les méthodes d'analyse de sensibilité

locale et celles d'analyse de sensibilité globale.

Les méthodes de criblage [Saltelli & Bolado 1998] permettent de hiérarchiser qualitativement les paramètres d'entrée en fonction de leur influence sur la variabilité des sorties du modèle. Les méthodes d'analyse de sensibilité locale ou globale proposent des critères quantitatifs : en plus de la hiérarchie qualitative des paramètres, elles permettent d'estimer l'écart existant au sein de cette hiérarchie.

L'analyse de sensibilité locale [Turanyi 1990] consiste à étudier comment de petites variations du système d'entrants autour d'une valeur fixée perturbent les sortants du modèle. L'une des méthodes les plus couramment utilisées pour effectuer une étude de sensibilité en fait partie : il s'agit de l'approche OAT (*One factor At Time* ou “un facteur à la fois”) [Daniel 1973]. Elle consiste à faire l'étude de la dérivée partielle de la fonction représentant le modèle par rapport au paramètre considéré. Elle paraît donc adaptée à l'étude de la robustesse du modèle face à des incertitudes lors de l'évaluation des données d'entrée. En revanche, elle n'est pas appropriée à l'analyse d'un modèle lorsque les paramètres varient simultanément au sein d'un domaine étendu.

L'analyse de sensibilité globale est utilisée pour étudier la variabilité des grandeurs de sortie du modèle lorsque les paramètres d'entrée parcourent simultanément leur domaine de variation. Elle vise à répartir la variance de la sortie entre les paramètres physiques qui en sont la cause. Ce type de méthode semble donc bien correspondre à l'outil recherché ici : un critère de hiérarchisation des paramètres sur différentes gammes de fréquence en fonction de leur intervalle de variation réaliste d'un point de vue physique. Parmi ces méthodes, nous avons choisi d'utiliser une méthode d'étude de variance proposée par Sobol [Sobol 1993], dont l'indice de sensibilité est présenté au paragraphe 2.2.

2.2 Indice de sensibilité utilisé et estimation

2.2.1 Définition

On considère un modèle de sortie Y et à p paramètres d'entrée X_p . Pour étudier l'influence du paramètre X_i sur la sortie Y , on étudie le sous-domaine des réalisations de Y quand X_i est fixé à l'une de ses valeurs x_i , les autres paramètres d'entrée étant variables. On calcule l'espérance $E[Y|X_i]$ (ici la moyenne, chaque valeur étant équi-probable) de chacun de ces sous-domaines pour toutes les réalisations de X_i puis la variance de cet ensemble. On normalise cet indice en divisant cette grandeur par la variance totale de Y :

$$I_{X_i} = \frac{V(E[Y|X_i])}{V(Y)} \quad (\text{III.6})$$

avec V la variance d'une grandeur statistique et E son espérance.

Cet indice correspond à la part de variance de Y due à la variation de X_i . Il est compris entre 0 et 1, l'influence du paramètre X_i étant maximale lorsque I_{X_i} vaut 1.

Il s'agit d'un indice du premier ordre, car il ne prend en compte que l'influence directe du paramètre X_i sur Y . On peut également définir un indice du second ordre I_{X_i, X_j} permettant de quantifier l'influence de l'interaction entre deux paramètres d'entrée X_i et X_j sur la sortie Y , un indice du troisième ordre évaluant l'influence de l'interaction de trois paramètres, et ainsi de suite.

Sobol [Sobol 1993] définit donc un indice global prenant en compte la sensibilité totale de Y à X_i , qui est la somme de tous les indices faisant intervenir X_i ; il peut également être exprimé de la manière suivante :

$$I_{X_i, T} = 1 - \frac{V(E[Y|X_{\neq i}])}{V(Y)} \quad (\text{III.7})$$

Cette approche a été décrite et appliquée au cas des modèles relatifs aux matériaux poreux par Ouisse *et al.* [Ouisse *et al.* 2012] et présente l'intérêt de fournir un critère qualitatif et quantitatif de hiérarchisation, basé sur un calcul avec variation **simultanée** des paramètres d'entrée.

2.2.2 Estimation

Les indices ont été évalués par la méthode de Monte Carlo [Metropolis & Ulam 1949], selon l'estimation dite de Sobol [Sobol 1993].

Méthode de Monte Carlo On considère deux variables aléatoires X et $f(X)$, avec f une fonction intégrable. f a pour densité de probabilité μ . $(x_i)_{i=1..N}$ est un N -échantillon de réalisations de la variable aléatoire X .

L'espérance mathématique de la variable $f(X)$ est définie par l'expression :

$$E[f(X)] = \int f(x)\mu(x)dx \quad (\text{III.8})$$

L'estimation de Monte Carlo de cette espérance est la suivante :

$$\hat{E}[f(X)] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) \quad (\text{III.9})$$

D'après la loi forte des grands nombres, la moyenne des réalisations d'une variable aléatoire, réalisations indépendantes et suivant la même loi de probabilité, converge presque sûrement vers l'espérance de cette variable aléatoire :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \hat{E}[f(X)] = E[f(X)] + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right) \quad (\text{III.10})$$

L'erreur obtenue avec cet estimateur est de l'ordre de $N^{-\frac{1}{2}}$.

Estimation de Sobol On considère un modèle, dont les paramètres d'entrée sont les p variables aléatoires $(X_1, X_2, \dots, X_p)$ et la sortie la variable aléatoire Y . Y est relié à $X_1, \dots, X_p$ par la fonction f :

$$Y = f(X_1, \dots, X_p) \quad (\text{III.11})$$

On prend un N -échantillon de chacun des paramètres d'entrée $(x_1, x_2, \dots, x_n)$.

Estimer l'indice de sensibilité I_{X_i} de Y à X_i requiert en premier lieu d'estimer la variance de Y , et son espérance. Les estimations de $V(Y)$ et $E[Y]$ sont notées respectivement $\hat{V}$ et $\hat{f}_0$. Elles sont définies de la manière suivantes :

$$\hat{f}_0 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f(x_{k1}, x_{k2}, \dots, x_{kp}) \quad (\text{III.12})$$

$$\hat{V} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f^2(x_{k1}, x_{k2}, \dots, x_{kp}) - \hat{f}_0^2 \quad (\text{III.13})$$

L'estimation de $V(Y)$ fournit celle du dénominateur de l'indice I (cf. équation (III.6)). Pour obtenir l'estimation du numérateur, il faut pouvoir estimer la variance d'une espérance conditionnelle : $V_i = V(E[Y|X_i])$.

$$V_i = V(E[Y|X_i]) = E[E[Y|X_i]^2] - (E[E[Y|X_i]])^2 \quad (\text{III.14})$$

On note le premier terme de la soustraction U_i ; le second terme correspond au carré de l'espérance de Y , $E[Y]^2 = \hat{f}_0^2$.

La méthode de Sobol pour estimer U_i consiste à calculer cette espérance en introduisant d'autres N -échantillons de réalisation des variables X_p , toutes sauf celle dont on cherche à évaluer l'influence sur Y , pour prendre en compte le fait que Y est conditionné à X_i .

On a donc p N -échantillons des paramètres d'entrée $(X_1^{(1)}, \dots, X_i^{(1)}, \dots, X_p^{(1)})$, et $(p-1)$ N -échantillons des paramètres d'entrée à l'exception de X_i $(X_1^{(1)}, \dots, X_{i-1}^{(1)}, X_{i+1}^{(1)}, \dots, X_p^{(1)})$.

Pour calculer l'espérance conditionnelle, la grandeur $f(x_{k1}, \dots, x_{kp})^2$ est donc estimée en faisant intervenir des N -échantillons différents des variables $(X_1, \dots, X_p)$, toujours à l'exception de X_i :

$$f(x_{k1}^{(1)}, \dots, x_{k(i-1)}^{(1)}, x_{ki}^{(1)}, x_{k(i+1)}^{(1)}, \dots, x_{kp}^{(1)}) \times f(x_{k1}^{(2)}, \dots, x_{k(i-1)}^{(2)}, x_{ki}^{(1)}, x_{k(i+1)}^{(2)}, \dots, x_{kp}^{(2)}) \quad (\text{III.15})$$

D'où l'estimation de U_i :

$$\hat{U}_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f(x_{k1}^{(1)}, \dots, x_{k(i-1)}^{(1)}, x_{ki}^{(1)}, x_{k(i+1)}^{(1)}, \dots, x_{kp}^{(1)}) \times f(x_{k1}^{(2)}, \dots, x_{k(i-1)}^{(2)}, x_{ki}^{(1)}, x_{k(i+1)}^{(2)}, \dots, x_{kp}^{(2)}) \quad (\text{III.16})$$

On peut donc estimer l'indice I_{X_i} par l'expression suivante :

$$\hat{I}_{X_i} = \frac{\hat{V}_i}{\hat{V}} = \frac{\hat{U}_i - \hat{f}_0^2}{\hat{V}} \quad (\text{III.17})$$

On peut également estimer directement les indices globaux $I_{X_i, T}$:

$$I_{X_i, T} = 1 - \frac{V(E[Y|X_{\neq i}])}{V(Y)} = 1 - \frac{V_{\neq i}}{V} = 1 - \frac{U_{\neq i} - f_0^2}{V} \quad (\text{III.18})$$

L'estimation de $U_{\neq i}$ est semblable à celle de U_i , mais au lieu de faire varier tous les paramètres sauf X_i , dans ce cas X_i est le seul paramètre à varier :

$$\hat{U}_{\neq i} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N f(x_{k1}^{(1)}, \dots, x_{k(i-1)}^{(1)}, x_{ki}^{(1)}, x_{k(i+1)}^{(1)}, \dots, x_{kp}^{(1)}) \times f(x_{k1}^{(1)}, \dots, x_{k(i-1)}^{(1)}, x_{ki}^{(2)}, x_{k(i+1)}^{(1)}, \dots, x_{kp}^{(1)}) \quad (\text{III.19})$$

L'estimation de l'indice de sensibilité global à X_i est donc la suivante :

$$\hat{I}_{X_i,T} = 1 - \frac{\hat{V}_{\neq i}}{\hat{V}} = 1 - \frac{\hat{U}_{\neq i} - \hat{f}_0^2}{\hat{V}} \quad (\text{III.20})$$

Convergence Pour s'assurer de la convergence des indices de sensibilité, ils ont été calculés pour l'impédance de surface et le coefficient d'absorption par le modèle de Zwikker & Kosten étendu aux fréquences de 100 Hz, 500 Hz, 1000 Hz, 2000 Hz et 4000 Hz, avec plusieurs tailles d'échantillons N , allant de 10^2 à 10^6 .

Il a été constaté qu'à partir de $N = 5 \cdot 10^5$, le passage de N à $N + 10^5$ entraînait une différence sur les indices estimés inférieure à 0.01, à l'exception de $N = 8 \cdot 10^5$ qui présente des estimations éloignées de celles obtenues avec les autres tailles d'échantillon, inférieures ou supérieures, pour les fréquences 2000, 3000 et 4000 Hz¹. De plus, la différence entre les indices estimés avec $N = 10^6$ et $N = 5 \cdot 10^5$ est inférieure ou égale à 0.01 à toutes les fréquences étudiées. Enfin, la vitesse de convergence semble la même à toutes les fréquences étudiées.

Si on se fie à l'ordre de grandeur de l'erreur estimée par les méthodes de Monte Carlo, l'erreur faite par l'estimation à $N = 5 \cdot 10^5$ est de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-3}$; à $N = 10^6$ elle est de l'ordre de 10^{-3} . La différence entre les estimations à $5 \cdot 10^5$ et 10^6 devrait donc être de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-3} - 10^{-3} = 5 \cdot 10^{-4}$. Elle est cependant plutôt de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$. Cet écart semble indiquer que l'erreur faite lors de l'estimation des indices de Sobol ne provient pas seulement de la taille de l'échantillon, mais également de la méthode d'estimation d'une espérance conditionnelle.

La figure III.1 présente la valeur de trois indices de sensibilité calculés pour $N = 10^5$ à $N = 10^6$; cette valeur converge vers la valeur obtenue avec $N = 10^6$. On peut constater qu'à partir d'un nombre d'échantillons de 10^5 l'estimation évolue très peu en augmentant le nombre d'échantillons (différence inférieure à 0.01).

Nous avons considéré que des échantillons de taille $N = 5 \cdot 10^5$ amenaient une précision suffisante pour les applications de cette thèse.

2.2.3 Limites de cette approche

Ouisse *et al.* [Ouisse *et al.* 2012] ont montré l'importance du choix de la fonction de densité de probabilité lors de l'échantillonnage des intervalles de variation des paramètres. En ce qui concerne les matériaux étudiés dans le cadre de cette thèse, peu de données

1. Ces fréquences semblent correspondre aux harmoniques de la fréquence quart d'onde, cf. paragraphe III.2.3.3

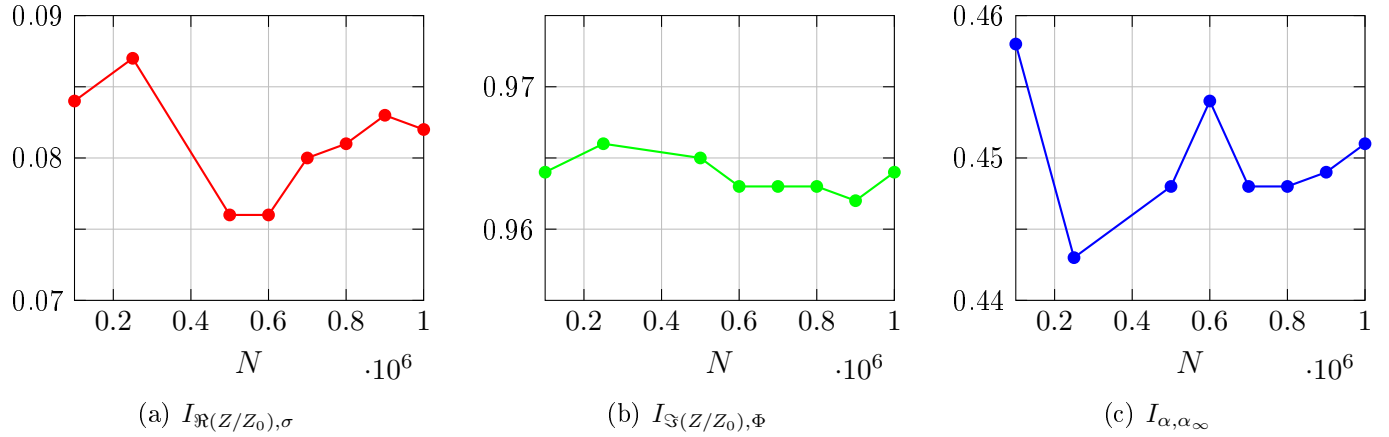


Figure III.1 – Valeurs des indices de sensibilité de $\Re(Z_s/Z_0)$ à σ à 200 Hz, de $\Im(Z_s/Z_0)$ à Φ à 500 Hz et de α à α_∞ à 2000 Hz en fonction du nombre d'échantillons

sont disponibles dans la littérature quant aux valeurs prises par les différents paramètres. De ce fait la fonction de densité de probabilité impliquant le moins d'hypothèses est la fonction uniforme ; c'est pourquoi nous l'avons choisie ici.

Par ailleurs, il faut souligner que les indices du premier ordre ne donnent qu'une indication partielle de l'influence de chaque paramètre ; de ce fait, ils peuvent ne pas être suffisants pour conclure quant à l'influence globale d'un paramètre sur la grandeur de sortie. C'est notamment le cas quand la somme des indices du premier ordre est inférieure à 1 : dans ce cas, une part de la sensibilité de Y n'est pas expliquée, cette part étant liée à l'influence de l'interaction entre certains paramètres.

Les résultats issus de l'étude de sensibilité ne sont valides que pour les intervalles de variation des paramètres fixés pour les estimations des indices ; c'est la force de ce type d'analyse, puisqu'elle permet d'étudier le comportement du modèle en restreignant l'espace des paramètres. Mais c'est également l'une des limites de l'analyse : les résultats ne peuvent pas être extrapolés à une autre configuration. On conçoit donc aisément l'importance du choix des bornes des intervalles de variation des paramètres lors de l'utilisation de cette méthode.

En ce qui concerne la méthode d'estimation des indices de sensibilité, elle a été choisie car son implémentation est aisée ; elle est néanmoins coûteuse en temps de calcul. Ouisse *et al.* [Ouisse *et al.* 2012] comparent dans leur article la méthode de Sobol avec la technique dite *FAST* étendue (*Fourier Amplitude Sensitivity Test*), qui ne fournit que les indices du premier ordre et les indices globaux. Les résultats obtenus avec chacune de ces méthodes

sont proches, la méthode FAST étant plus rapide.

Enfin, l'utilisation de cet indice de sensibilité suppose l'indépendance des paramètres les uns vis-à-vis des autres. Les paramètres étant tous issus de la même microstructure, cette hypothèse n'est pas parfaitement réaliste. Cependant les paramètres ne sont pas nécessairement inter-dépendants. Le manque de données de mesures et la difficulté à obtenir des échantillons des matériaux considérés ne permet pas pour le moment de progresser sur ce point. Par ailleurs, en l'absence de relation connue entre les paramètres, il est préférable de conserver l'hypothèse de leur indépendance.

2.3 Application au modèle de Zwikker & Kosten étendu

Le modèle de Zwikker & Kosten étendu, décrit au paragraphe 1.3.2.2, fait appel à trois paramètres : la porosité Φ , la résistivité σ et la tortuosité α_∞ . A ces paramètres intrinsèques au matériau, on peut ajouter l'épaisseur e qui caractérise sa disposition sur le site. En effet, ce paramètre est rarement connu avec précision *in situ*.

L'étude de sensibilité a donc été menée d'abord en supposant une épaisseur de 4 cm, valeur choisie car l'épaisseur d'une couche de roulement poreuse varie généralement entre 2 et 6 cm, ce qui permet de limiter la variabilité des grandeurs acoustiques.

Les indices ont été calculés à partir d'échantillons de $N = 5.10^5$ jeux de paramètres.

2.3.1 Intervalles de variation des paramètres

Les intervalles de variation ont été choisis à l'aide des valeurs trouvées dans la littérature, peu abondante, concernant les paramètres des revêtements de chaussée poreux, ces valeurs ayant été obtenues par mesures directes [Bérenghier *et al.* 1997] ou par une méthode d'identification [Hübelt & Sarraj 2002, Dutilleux & Ecotière 2006].

Les intervalles de variation ont également été déterminés de manière à pouvoir correspondre à un revêtement de chaussée poreux tout au long de son cycle de vie, de sa réception jusqu'au moment où il ne peut plus être considéré comme poreux du fait de son colmatage. C'est pourquoi la borne inférieure de l'intervalle de variation de la porosité a été fixée à une porosité très faible, et au contraire la borne supérieure de l'intervalle de variation de la résistivité à une valeur élevée.

Les intervalles de variation des paramètres sont donc les suivants :

- porosité Φ : [5% – 35%]
- résistivité σ : [1000 – 150000] Nm⁻⁴s
- tortuosité α_∞ : [1 – 5]

L'espace des paramètres formés par ces trois intervalles est équiprobable.

A partir des jeux de paramètres sélectionnés aléatoirement dans ces intervalles, on peut calculer la fonction de répartition de la fréquence caractéristique visqueuse f_v générée. f_v est comprise entre 1 et 7000 Hz.

La figure III.2 présente la répartition de la fréquence caractéristique visco-inertielle en fonction de la fréquence pour des échantillons de 5.10^5 éléments. On constate que près de 10% des fréquences caractéristiques visqueuses sont inférieures à 100 Hz, et que très peu sont supérieures à 2000 Hz. Après cette fréquence, la plupart des matériaux correspondant aux jeux de paramètres sélectionnés tendent donc vers le régime inertiel. En revanche beaucoup de ces matériaux voient les deux régimes co-exister entre 200 et 2000 Hz, où se situent environ 75% des fréquences caractéristiques visco-inertielles.

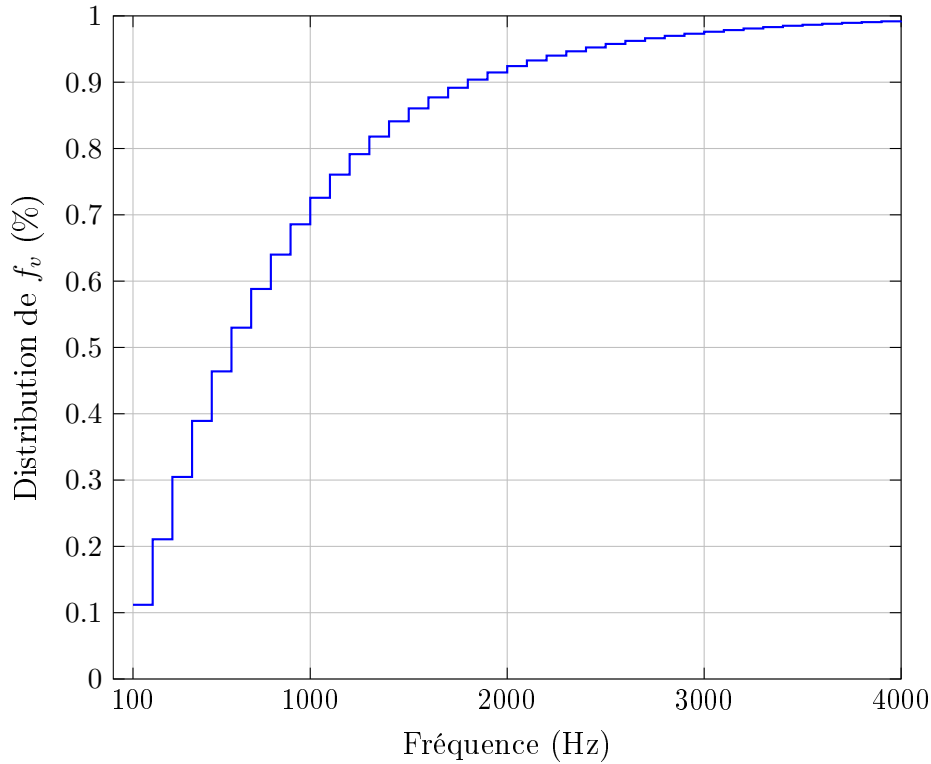


Figure III.2 – Distribution de la fréquence caractéristique visco-inertielle pour les 5.10^5 triplets de paramètres $(\sigma, \Phi, \alpha_\infty)$ retenus pour cette étude dans l'espace de variation déterminé

2.3.2 Exemple d'estimation de l'un des indices de sensibilité

Les grandeurs de sortie du modèle sont donc l'impédance de surface complexe normalisée Z_s/Z_0 , étudiée sous la forme de sa partie réelle et sa partie imaginaire, et le coefficient

d'absorption réel α . Lorsque l'épaisseur est supposée connue, les paramètres sont $X_1 = \sigma$, $X_2 = \Phi$ et $X_3 = \alpha_\infty$.

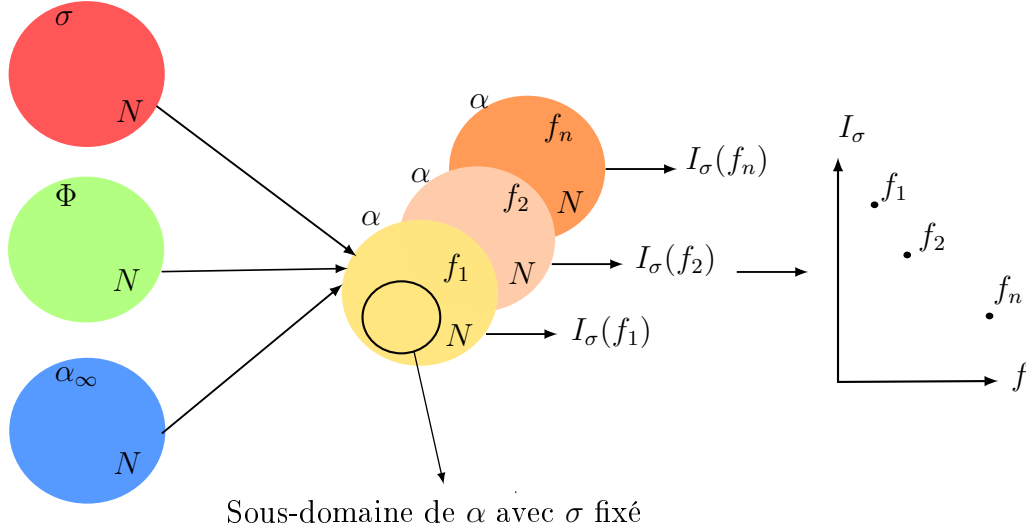


Figure III.3 – Schéma du calcul de l'indice de sensibilité de α à σ avec la modèle de Zwikker & Kosten étendu

La figure III.3 présente à titre d'exemple un schéma du calcul de l'indice de sensibilité du coefficient d'absorption α à la résistivité ; le calcul de cet indice se fait de la manière suivante :

la fonction g_{ZK} exprimant le modèle de Zwikker & Kosten étendu permet de relier les paramètres $(\sigma, \Phi, \alpha_\infty)$, et la variable de sortie α :

$$\alpha = g_{ZK}(\sigma, \Phi, \alpha_\infty) \quad (\text{III.21})$$

On choisit aléatoirement un N -échantillon de réalisations de chaque paramètre σ , Φ , α_∞ dans les intervalles de variation des paramètres. On obtient donc N triplets $(\sigma^{(1)}, \Phi^{(1)}, \alpha_\infty^{(1)})$.

On calcule le coefficient d'absorption à chaque fréquence pour ces jeux de paramètres grâce au modèle de Zwikker & Kosten étendu ; on a ainsi à chaque fréquence f_i un N -échantillon correspondant à l'absorption, soit n N -échantillons.

A chaque fréquence f_i , on calcule l'indice de sensibilité de $\alpha(f_i)$ à σ .

On estime d'abord l'espérance $\hat{f}_0$ et la variance $\hat{V}$ de α :

$$\hat{f}_0 = \hat{E}[\alpha] = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N g_{ZK} \left(\sigma_k^{(1)}, \Phi_k^{(1)}, \alpha_{\infty k}^{(1)} \right) \quad (\text{III.22})$$

$$\hat{V} = \hat{V}(\alpha) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left(g_{ZK} \left(\sigma_k^{(1)}, \Phi_k^{(1)}, \alpha_{\infty k}^{(1)} \right) \right)^2 - \hat{f}_0^2 \quad (\text{III.23})$$

Pour estimer l'indice de sensibilité de α à σ , noté $\hat{I}_{\alpha,\sigma}$, on sélectionne aléatoirement deux nouveaux N -échantillons de réalisations des paramètres Φ et α_{∞} : $\Phi^{(2)}$ et $\alpha_{\infty}^{(2)}$.

On estime ensuite la quantité dénommée U_i au paragraphe 2.2.2, U_{σ} ici :

$$\hat{U}_{\sigma} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N g_{ZK} \left(\sigma_k^{(1)}, \Phi_k^{(1)}, \alpha_{\infty k}^{(1)} \right) \times g_{ZK} \left(\sigma_k^{(1)}, \Phi_k^{(2)}, \alpha_{\infty k}^{(2)} \right) \quad (\text{III.24})$$

On peut enfin estimer I_{σ} :

$$\hat{I}_{\sigma} = \frac{\hat{U}_{\sigma} - \hat{f}_0^2}{\hat{V}} \quad (\text{III.25})$$

Le calcul de l'indice de sensibilité de α à σ à chaque fréquence permet de tracer la courbe de cet indice en fonction de la fréquence.

L'indice de sensibilité global est estimé en faisant intervenir un N -échantillon $\sigma^{(2)}$ supplémentaire pour la résistivité.

On estime $\hat{U}_{\neq\sigma}$:

$$\hat{U}_{\neq\sigma} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N g_{ZK} \left(\sigma_k^{(1)}, \Phi_k^{(1)}, \alpha_{\infty k}^{(1)} \right) \times g_{ZK} \left(\sigma_k^{(2)}, \Phi_k^{(1)}, \alpha_{\infty k}^{(1)} \right) \quad (\text{III.26})$$

pour pouvoir estimer $I_{\sigma,T}$:

$$\hat{I}_{\sigma,T} = 1 - \frac{\hat{U}_{\neq\sigma} - \hat{f}_0^2}{\hat{V}} \quad (\text{III.27})$$

2.3.3 Étude de sensibilité avec épaisseur fixée

La figure III.4 présente pour une épaisseur du matériau de 4 cm les indices de sensibilité des parties réelle et imaginaire de l'impédance de surface normalisée Z_s/Z_0 et du coefficient d'absorption α aux trois paramètres du modèle de Zwisker & Kosten étendu, ainsi que la

somme des trois indices, en fonction de la fréquence.

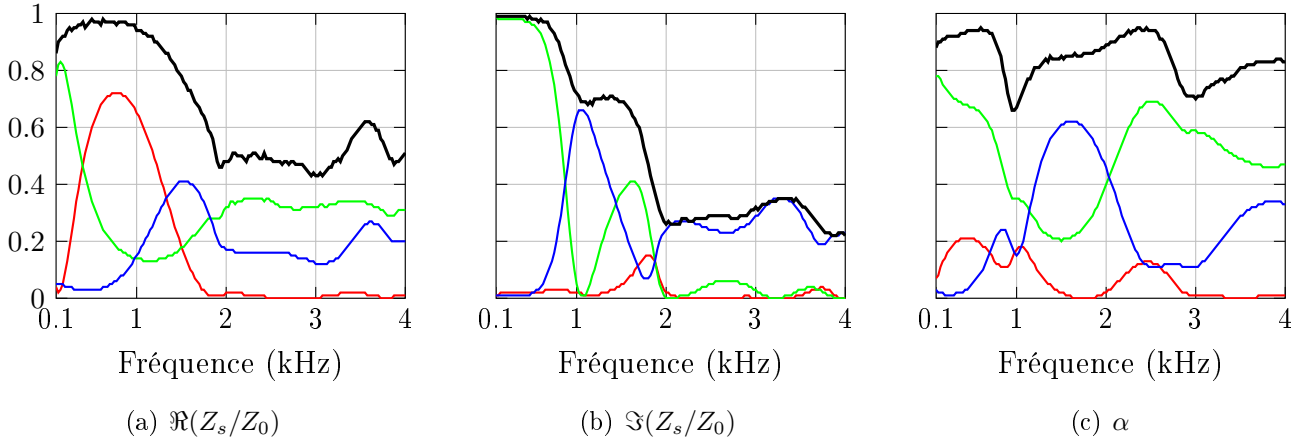


Figure III.4 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu, $e = 40$ mm (σ —, Φ —, α_∞ —, Somme —)

On constate sans surprise que les trois paramètres jouent un rôle important, mais à des gammes de fréquence différentes. La résistivité est le paramètre le plus influent sur la partie réelle de l'impédance autour de 800 Hz puis il devient un paramètre négligeable, la sensibilité de $\Re(Z_s/Z_0)$ se partageant entre la porosité et la tortuosité. En ce qui concerne la partie imaginaire, la porosité est le seul paramètre influent jusqu'à environ 800 Hz, puis la tortuosité devient progressivement le paramètre majoritaire. Enfin, le coefficient d'absorption est sensible de manière égale à la porosité et à la tortuosité, celle-ci étant prédominante autour de 1500 Hz, la résistivité jouant un rôle plus faible mais non négligeable néanmoins.

Si on s'intéresse à la somme des indices, il apparaît que pour l'impédance, on ne peut pas tirer de conclusion après 2000 Hz, la somme étant bien inférieure à 1, en particulier pour la partie imaginaire. Sur cette gamme de fréquence, les effets de l'interaction entre les paramètres sont importants. Ce constat n'est pas vrai pour le coefficient d'absorption, pour lequel l'indice est supérieur à 0.8 sur la quasi totalité de la gamme de fréquence considérée.

On note l'existence d'un lien entre la fréquence de 2000 Hz, fréquence à partir de laquelle les effets d'interaction entre les paramètres prennent de l'importance, et la fréquence à partir de laquelle les matériaux correspondant aux jeux de paramètres sélectionnés sont très majoritairement en régime inertiel, la distribution de fréquence de coupure étant quasi nulle après cette fréquence (cf. paragraphe III.2.3.1).

La figure III.5 présente les indices de sensibilité calculés pour le module $|Z_s|$ et la

phase $\varphi(Z_s)$ de l'impédance. On constate que la part d'incertitude relevant de la limite des indices du premier ordre après 2000 Hz peut être attribuée très largement à la phase de l'impédance. En effet la somme des indices de sensibilité du module reste élevée, supérieure à 0.7 sur toute la gamme de fréquence considérée et supérieure à 0.8 sur la majorité de cette gamme, hormis autour de 3000 Hz. En revanche la somme des indices de sensibilité de la phase chute fortement après 2000 Hz et ne dépasse pas 0.6 après 2500 Hz. C'est pourquoi la somme des indices de sensibilité du coefficient d'absorption, grandeur issue de l'amplitude du coefficient de réflexion, est très élevée sur toute la gamme de fréquence considérée.

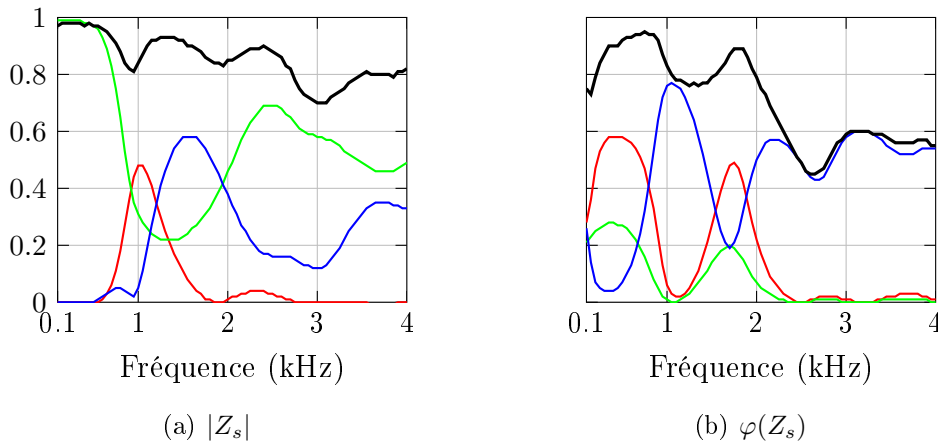


Figure III.5 – Indices de sensibilité du premier ordre de $|Z_s|$ et $\varphi(Z_s)$ dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu, $e = 40$ mm (σ —, Φ —, α_∞ —, Somme —)

Les indices du premier ordre se révélant insuffisants après 2000 Hz, la figure III.6 présente, en plus des indices de sensibilité du premier ordre (courbe continue), les indices de sensibilité globaux (courbes pointillées) de l'impédance et de l'absorption aux trois paramètres.

On constate que les effets d'interactions entre les paramètres interviennent à partir de 1000 Hz, fréquence à laquelle les courbes des indices globaux s'éloignent de celles des indices du premier ordre, et sont vraiment incontournables à partir de 2000 Hz. Cependant, ils ne modifient pas la hiérarchie établie entre les paramètres par les indices de premier ordre. Enfin, on observe que la différence entre indices du premier ordre et indices globaux est limitée sur le coefficient d'absorption, ce qui était prévisible dans la mesure où la somme des indices du premier ordre est proche de 1 sur toute la gamme de fréquence considérée.

Cette analyse de sensibilité permet de retrouver les conclusions issues des développements limités du modèle ; par exemple à basses fréquences on peut montrer la sensibilité

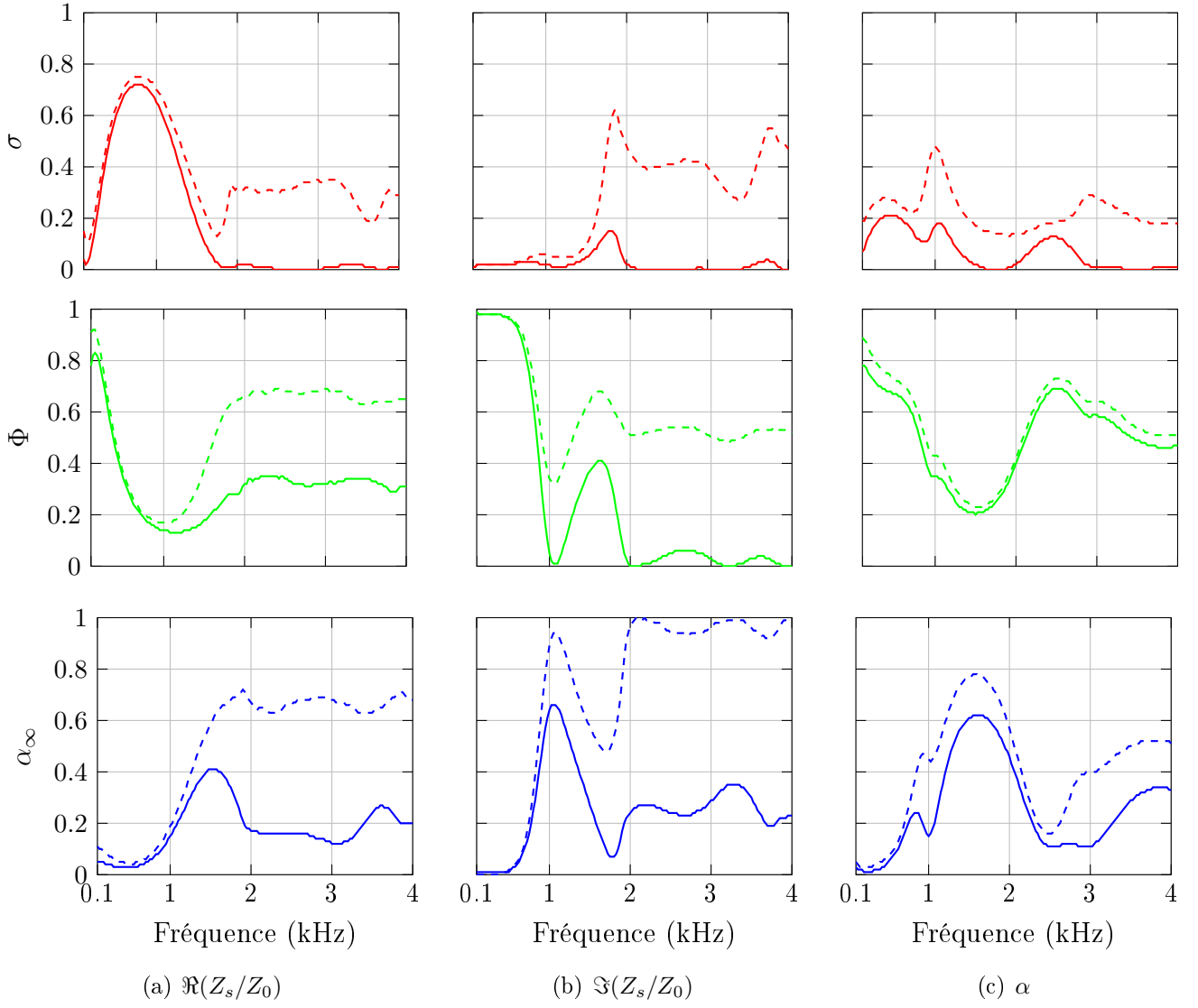


Figure III.6 – Indices de sensibilité du premier ordre — et globaux --- de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu, $e = 40$ mm (σ —, Φ —, α_∞ —)

de $\Im(Z_s/Z_0)$ à Φ par les développements détaillés ci-dessous.

La fonction $F_c(u)$ définie par l'équation (III.4) peut également s'écrire sous la forme suivante :

$$G_c(s) = \frac{-\frac{s}{4}\sqrt{-j}T(s\sqrt{-j})}{1 - \frac{2}{s\sqrt{-j}}T(s\sqrt{-j})} \quad (\text{III.28})$$

avec $s = \sqrt{8\frac{\omega}{\omega_v}}$

Cette fonction tend vers 1 quand s tend vers 0 [Allard & Atalla 2009].

La limite basses fréquences de la densité équivalente est donc :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \rho_{eq}(\omega) = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\Phi} - j \frac{\sigma}{\omega} \quad (\text{III.29})$$

De même, la fonction $M(s) = \frac{2}{\sqrt{-j}s}T(\sqrt{-j}s)$ tend vers $1 - j\frac{s^2}{8}$ quand s tend vers 0 [Allard & Atalla 2009].

De ce fait, la limite basses fréquences du module d'incompressibilité équivalent s'exprime :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} K_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \Phi}{\gamma - j(\gamma - 1)N_{Pr} \frac{\omega}{\omega_v}} \quad (\text{III.30})$$

On peut ainsi calculer la limite basses fréquences du nombre d'onde :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} k(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\rho_{eq}(\omega)}{K_{eq}(\omega)}} \quad (\text{III.31})$$

$$= \omega \sqrt{\left(\frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\Phi} + \frac{\sigma}{j\omega}\right) \frac{\gamma - j(\gamma - 1)N_{Pr} \frac{\omega}{\omega_v}}{\gamma P_0 / \Phi}} \quad (\text{III.32})$$

$k(\omega)$ est donc de l'ordre de $\mathcal{O}(\sqrt{\omega})$ en 0 ; à basses fréquences k tend vers 0.

L'impédance de surface, qui s'exprime sous la forme de l'équation III.5, a donc pour

limite basses fréquences, avec e l'épaisseur du matériau :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} Z_s(\omega) = -j \frac{Z_c}{ke} \quad (\text{III.33})$$

$$= -j \frac{\sqrt{\rho_{eq}(\omega) K_{eq}(\omega)}}{\omega \sqrt{\frac{\rho_{eq}(\omega)}{K_{eq}(\omega)}}} = -j \frac{K_{eq}(\omega)}{\omega e} \quad (\text{III.34})$$

$$= -\frac{j}{\omega e} \frac{\gamma P_0 / \Phi}{\gamma - j(\gamma - 1) N_{Pr} \frac{\omega}{\omega_v}} \quad (\text{III.35})$$

$$= -\frac{j}{\omega e} \frac{\gamma P_0 / \Phi \left(\gamma + j(\gamma - 1) N_{Pr} \frac{\omega}{\omega_v} \right)}{\gamma^2 + (\gamma - 1)^2 \left(N_{Pr} \frac{\omega}{\omega_v} \right)^2} \quad (\text{III.36})$$

$$= -\frac{\gamma P_0}{\Phi \omega e} \frac{\left(\gamma j - (\gamma - 1) N_{Pr} \frac{\omega}{\omega_v} \right)}{\gamma^2 + (\gamma - 1)^2 \left(N_{Pr} \frac{\omega}{\omega_v} \right)^2} \quad (\text{III.37})$$

D'où la limite à basses fréquences de la partie imaginaire de Z_s :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Im(Z_s(\omega)) = -\frac{\frac{\gamma^2 P_0}{\Phi \omega e}}{\gamma^2 + (\gamma - 1)^2 \left(N_{Pr} \frac{\omega}{\omega_v} \right)^2} \quad (\text{III.38})$$

soit

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Im(Z_s(\omega)) = -\frac{P_0}{\Phi \omega e} \quad (\text{III.39})$$

On peut également citer la thèse de Nadine Sellen [[Sellen 2003](#)] dans laquelle elle estime la porosité à partir de la partie imaginaire de l'admittance $\beta = \frac{1}{Z_s}$ à basses fréquences par ce biais, en utilisant le modèle de Johnson-Champoux-Allard-Lafarge :

$$\Phi = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{P_0}{\omega e} \Im(\beta) \quad (\text{III.40})$$

Cependant, l'analyse de sensibilité permet d'ajouter des informations quantitatives concernant la gamme de fréquence sur laquelle ce phénomène peut être considéré comme valide, ainsi que sur la hiérarchie existant entre les paramètres. Elle fournit également des

informations sur la gamme des moyennes fréquences.

Par ailleurs, on observe des oscillations régulières sur les indices de sensibilité de $\Im(Z_s/Z_0)$ et de $\varphi(Z_s)$ à α_∞ . On remarque que le premier pic de sensibilité de $\Im(Z_s/Z_0)$ et de $\varphi(Z_s)$ à α_∞ semble correspondre qualitativement à la gamme de fréquence où, pour une épaisseur de 4 cm, la fréquence quart d'onde $f_{\lambda/4}$, exprimée par l'équation (III.41), est située pour la majorité des configurations créées par les jeux de paramètres sélectionnés aléatoirement, si le pic d'absorption se situe dans une gamme de fréquence tendant vers le régime inertiel.

$$f_{\lambda/4} \sim \frac{c_{\text{matériau}}}{4e} \sim \frac{c_0}{4e\sqrt{\alpha_\infty}} \quad (\text{III.41})$$

$c_{\text{matériau}}$ représente la vitesse de l'onde dans le matériau. La figure III.7 illustre cette observation. Les pics suivants correspondent aux harmoniques de cette fréquence : $f_{\lambda/2}$, $f_{3\lambda/4}$, etc.

Les fréquences auxquelles la somme des indices de sensibilité de α et $|Z_s|$ chutent semblent également correspondre à cette fréquence et à ses harmoniques (cf. figures III.4(c) et III.5(a)).

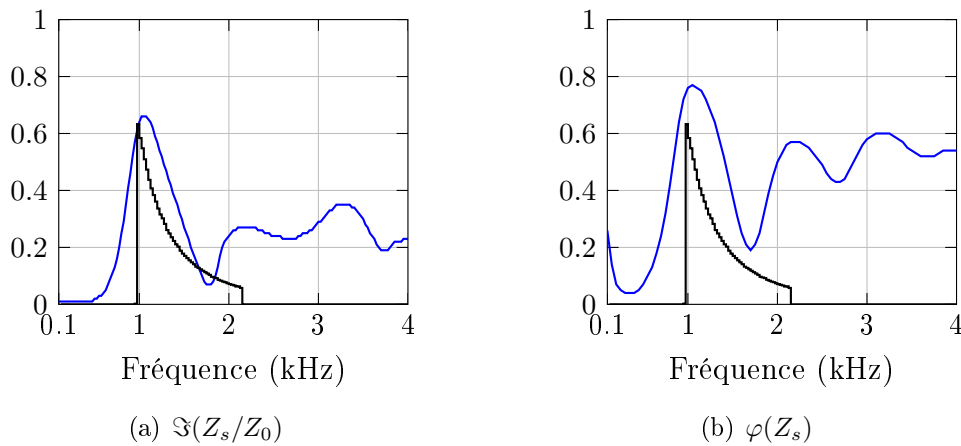


Figure III.7 – Indice de sensibilité de $\Im(Z_s/Z_0)$ et $\varphi(Z_s)$ à α_∞ (—) et fonction de distribution de la fréquence quart d'onde $f_{\lambda/4}$ (0.1% —)

2.3.4 Étude de sensibilité avec intégration de l'épaisseur dans les paramètres du modèle

On intègre ensuite l'épaisseur comme l'un des paramètres du modèle, en la faisant varier entre 2 et 6 cm, ce qui correspond aux épaisseurs classiques des couches de roulement pour des revêtements poreux. Les intervalles de variation des autres paramètres ne sont pas modifiés.

La figure III.8 présente les indices de sensibilité de $\Re(Z_s/Z_0)$, $\Im(Z_s/Z_0)$ et α aux quatre paramètres considérés, ainsi que la somme de ces indices.

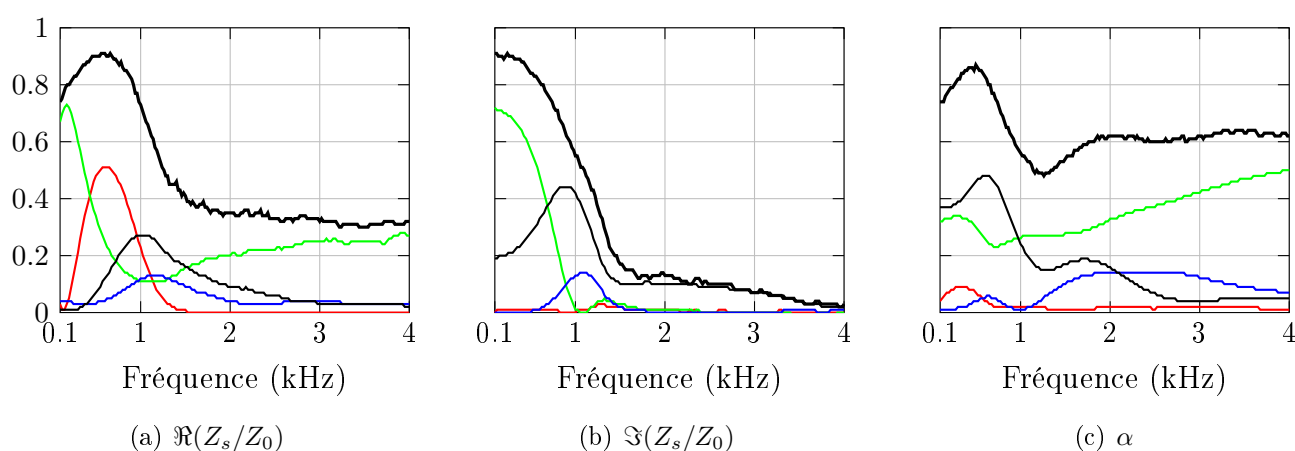


Figure III.8 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu, (σ —, Φ —, α_∞ —, e —, Somme —)

Sur la partie réelle de l'impédance, la porosité reste le paramètre majoritaire à basses fréquences, immédiatement suivi de la résistivité autour de 800 Hz. Après 2000 Hz, les indices du premier ordre de tous les paramètres sont négligeables, sauf celui de la porosité qui reste faible.

En ce qui concerne la partie imaginaire, la porosité conserve sa position dominante jusqu'à environ 700 Hz, fréquence à laquelle elle cède sa place à l'épaisseur. Les indices du premier ordre de tous les paramètres sont à nouveau très faibles à partir de 2000 Hz.

Enfin, la sensibilité de l'absorption se partage entre l'épaisseur à basses fréquences et la porosité à partir de 1000 Hz, la tortuosité jouant un rôle notable bien que faible sur cette même plage de fréquences.

On peut, par ailleurs, observer la corrélation directe des indices de sensibilité de l'épaisseur et de la tortuosité sur l'impédance.

On constate que, du fait de l'augmentation de la variabilité du système par l'intégration d'un paramètre supplémentaire, les effets d'interaction entre les paramètres s'accroissent.

avec l'ajout de l'épaisseur, en particulier sur la partie imaginaire de l'impédance, grandeur pour laquelle ils représentent la quasi-totalité de la sensibilité à partir de 2000 Hz. La figure III.9 présente les indices du premier ordre et les indices globaux.

On observe qu'à partir de 1000 Hz, l'influence de Φ , α_∞ et e sur $\Re(Z_s/Z_0)$ est du même ordre de grandeur, σ étant deux fois moins influente mais non négligeable.

Sur $\Im(Z_s/Z_0)$, la porosité reste prédominante à basses fréquences, jusqu'à environ 700 Hz ; la tortuosité et surtout l'épaisseur, avec un indice proche de 1 dès 1500 Hz, sont ensuite les paramètres les plus influents. La porosité et la résistivité jouent un rôle notable néanmoins, avec des indices respectifs de 0.5 et 0.4.

Enfin, en ce qui concerne l'absorption, la porosité, la tortuosité et l'épaisseur jouent un rôle équivalent, l'épaisseur dominant à basses fréquences, la tortuosité à moyennes fréquences et la porosité à hautes fréquences. La résistivité est deux fois moins influente mais non négligeable (indice proche de 0.2).

On constate donc que l'intégration de l'épaisseur dans les paramètres du modèle entraîne une diminution générale des indices du premier ordre, ce qui est bien sûr logique, la somme des indices restant inférieure à 1. L'épaisseur joue un rôle important, mais ne vient pas bouleverser la hiérarchie des autres paramètres entre eux.

La démarche est identique lorsqu'on l'applique à d'autres modèles, comportant plus de paramètres, si le modèle de Zwikker & Kosten étendu ne suffit pas à représenter la physique des phénomènes se produisant dans le matériau.

2.4 Conclusions issues de l'étude de sensibilité pour une méthode de caractérisation des matériaux

Le principe de l'étude de sensibilité présentée a été appliqué au modèle de Zwikker & Kosten étendu, modèle à 3 ou 4 paramètres selon que l'on fixe l'épaisseur du matériau ou non. Il serait appliqué de la même manière aux modèles intégrant un plus grand nombre de paramètres.

L'étude de sensibilité du modèle de Zwikker & Kosten étendu a permis de vérifier que, pour les intervalles de variation correspondant aux matériaux étudiés dans le cadre de cette thèse, chacun des paramètres de ce modèle joue un rôle important, sur des gammes de fréquence parfois différentes.

De plus, grâce à cette analyse, on a pu déterminer des gammes de fréquence sur lesquelles l'un des paramètres semble être le paramètre majeur ; c'est notamment le cas

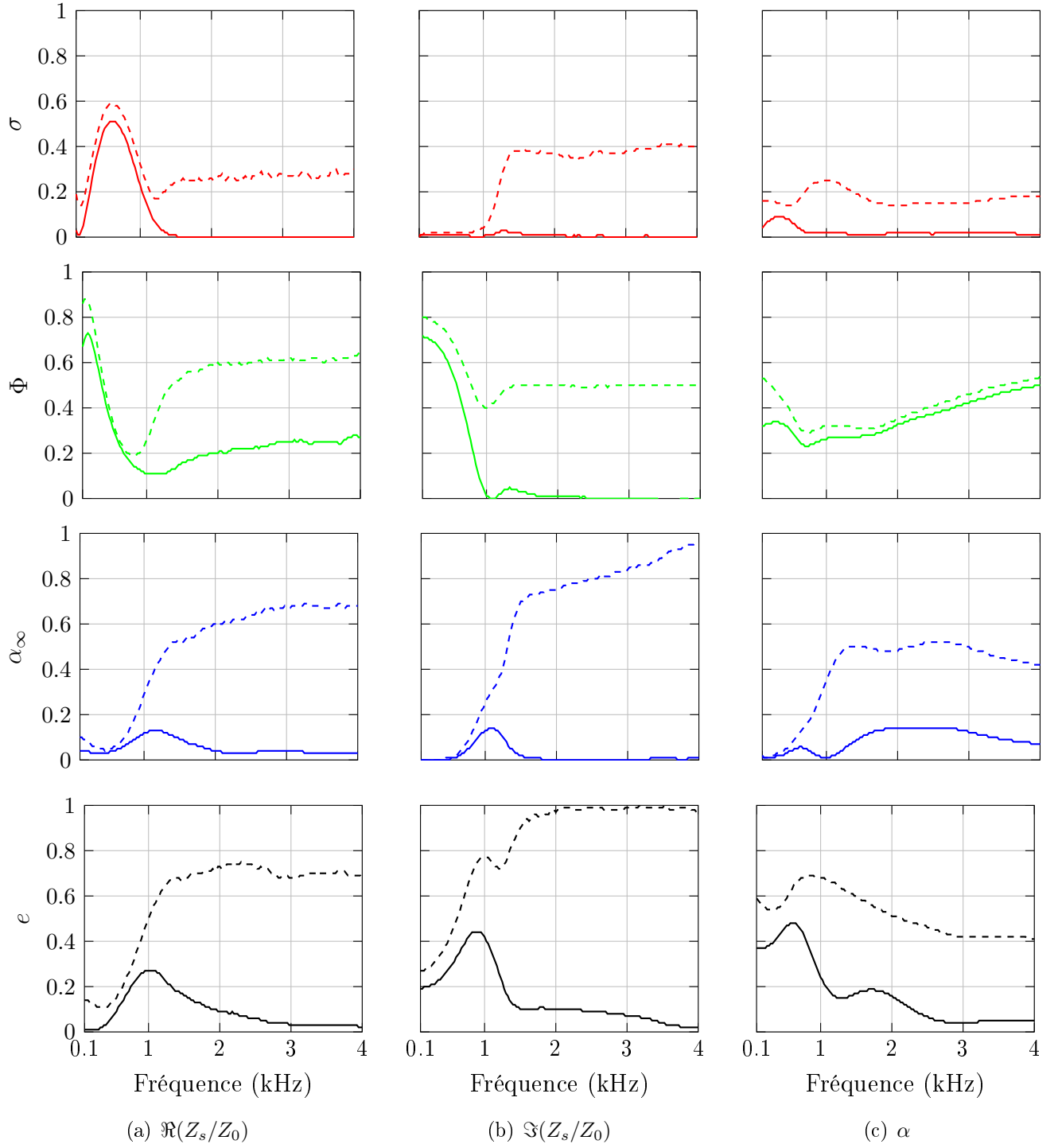


Figure III.9 – Indices de sensibilité du premier ordre — et globaux --- de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu (σ —, Φ —, α_∞ —, e —)

de la porosité, dont l'indice de sensibilité sur la partie imaginaire de l'impédance est très proche de 1 jusqu'à environ 800 Hz quand l'épaisseur est connue. Quand l'épaisseur est

intégrée dans les paramètres du modèle, la porosité reste le paramètre prédominant.

En revanche, on a pu identifier certaines gammes de fréquence sur lesquelles les effets de l'interaction des paramètres sont importants (somme des indices du premier ordre inférieure à 1), l'influence globale de chaque paramètre ne pouvant être exprimée indépendamment des autres.

Cette analyse de sensibilité permet ainsi de confirmer les conclusions qualitatives apportées par les développements asymptotiques du modèle, et d'apporter en plus des éléments quantitatifs quant aux gammes de fréquence considérées et à la hiérarchie des paramètres.

C'est sur ces conclusions que va s'appuyer la méthode d'identification proposée au paragraphe suivant, en procédant à des inversions du modèle ciblées sur des gammes de fréquence correspondant à la sensibilité très forte de la grandeur acoustique à un paramètre.

3 Méthode d'identification basée sur les résultats de l'étude de sensibilité des modèles

Le principe de cette procédure d'inversion guidée par les résultats de l'étude de sensibilité détaillés au paragraphe III.2.3 de ce chapitre est présenté ; l'algorithme du recuit simulé utilisé pour les inversions numériques est ensuite décrit.

La méthode est enfin mise en application, d'abord sur des résultats de mesures en milieu contrôlé (tube d'impédance) puis sur des mesures *in situ*.

3.1 Principe

Dans la mise au point d'une méthode de caractérisation acoustique inverse, le choix de la gamme de fréquence sur laquelle est menée l'inversion du modèle est essentiel.

Pour obtenir la gamme de fréquence optimale, Atalla *et al.* [Atalla & Panneton 2005] ont ainsi analysé les résultats obtenus avec la fonction coût choisie en divisant la gamme de fréquence de mesures en trois zones :

- zone I : avant le premier pic d'absorption ;
- zone II : autour de ce premier pic ;
- zone III : après le premier pic d'absorption.

Ils recommandent d'appliquer la procédure de caractérisation inverse sur une gamme de fréquence recouvrant une partie de la zone I et une partie de la zone III, de manière à ce que les paramètres hautes et basses fréquences soient pris en compte également par la fonction coût.

La méthode proposée ici vise à tenir compte des indices de sensibilité calculés pour les sorties du modèle (impédance de surface, coefficient d'absorption) pour définir la gamme de fréquence optimale ainsi que la grandeur physique mesurable associée pour l'estimation de chaque paramètre pris séparément : la procédure est basée sur la gamme de fréquence où un paramètre est très influent comparé aux autres paramètres.

Par exemple, à partir des résultats de l'étude de sensibilité du modèle de Zwikker & Kosten étendu présentée au paragraphe 2.3 de ce chapitre, le premier paramètre à être inversé lorsque l'épaisseur est connue peut être la porosité à basses fréquences sur la partie imaginaire de l'impédance de surface. En effet, l'indice de sensibilité du premier ordre de $\Im(Z_s/Z_0)$ à Φ est supérieur à 0.75 entre 100 et 800 Hz (cf. figure III.4(b)).

L'inversion du modèle est menée en balayant l'espace de recherche pour tous les paramètres et fournit donc une évaluation de chacun d'entre eux. Néanmoins, la porosité étant le "seul" paramètre influent sur cette gamme de fréquence, seule l'estimation de ce paramètre est conservée pour la suite et réinjectée dans le modèle.

Ensuite, une nouvelle étude de sensibilité du modèle peut être conduite, prenant en compte la connaissance de l'un des paramètres. Les résultats de l'étude mettent en valeur de nouvelles gammes de fréquence sur lesquelles l'un des paramètres est dominant, et permettent donc de déterminer la prochaine inversion à mener.

Chacun des paramètres est ainsi estimé un par un sur des gammes de fréquence et sur des grandeurs physiques adaptées.

3.2 Algorithme utilisé

3.2.1 Principe de l'algorithme du recuit simulé

Les problèmes d'optimisation se présentent sous la forme suivante : on recherche le minimum global d'une fonction, appelée fonction coût $F_{\text{coût}}$, qui dépend d'un ensemble de n variable P_i . Ces variables peuvent varier à l'intérieur d'un espace $I = I_1 \times \dots \times I_i \times \dots \times I_n$, chaque intervalle I_i étant l'intervalle de variation correspondant à la variable P_i .

La caractérisation d'un matériau se présente sous la forme d'un problème d'optimisation car on recherche le jeu de paramètres permettant de minimiser la différence existant entre la sortie Y_{mod} du modèle, représenté par la fonction g et dépendant des paramètres

X_i , et la mesure Y_{mes} .

Parmi les algorithmes d'optimisation les plus utilisés, on peut citer les algorithmes du recuit simulé [Kirkpatrick *et al.* 1983], les algorithmes génétiques [Goldberg 1989] et les algorithmes de descentes de gradient [Nocedal & Wright 2000].

L'algorithme du recuit simulé a été choisi ici en raison de son efficacité à identifier le minimum global d'un problème d'optimisation dans le cas où les intervalles de recherche sont larges.

Il a été conçu par analogie avec un processus utilisé en métallurgie, dans lequel on alterne des cycles de refroidissements (la température diminue petit à petit) et de réchauffage ou recuit (on relève la température), dans le but de minimiser l'énergie du matériau.

Le principe de l'algorithme est donc le suivant : à chaque étape, on teste j nouvelles solutions voisines de la solution actuelle : voisines éloignées lors des premières étapes, lorsque la température est élevée, voisines proches lors des dernières étapes, lorsque la température a fortement diminué. Si on accepte une solution qui fait diminuer la valeur de la fonction coût, la solution optimale obtenue se trouve dans le voisinage de la solution actuelle. Si on accepte une solution qui fait augmenter la valeur de la fonction coût, cela permet d'explorer des solutions plus éloignées de la solution actuelle, et ainsi de limiter les risques d'aboutir à un minimum local.

Cet algorithme est donc basé sur le parcours aléatoire de l'espace de recherche des paramètres à l'aide du critère de Métropolis [Kirkpatrick *et al.* 1983], visant à trouver le minimum global de fonctions tests présentant beaucoup de minima locaux. La température T diminue petit à petit selon un schéma de refroidissement qui permet d'explorer la majeure partie des possibilités de l'espace défini pour la recherche de la solution.

La stratégie de recherche d'un optimum de cet algorithme fait intervenir deux paramètres de contrôle dont les valeurs sont définies de manière arbitraire au lancement de l'algorithme ; ce sont la température initiale T_0 , dont l'unité est la même que la fonction coût, et un paramètre de refroidissement α . Chaque étape j de l'algorithme implique une perturbation aléatoire d'un vecteur de variables p_i , suivi du calcul de la fonction coût pour ce vecteur, le vecteur initial étant obtenu de manière aléatoire à partir des intervalles de variation prédéfinis pour chaque variable.

Si la fonction coût calculée pour ce nouveau vecteur est inférieure à celle obtenue pour le jeu de variables qui constitue la solution optimale provisoire, le nouveau vecteur est accepté comme une transition i . Cependant, même si la fonction coût calculée est

supérieure, le nouveau vecteur peut tout de même être accepté si le critère de la formule (III.42) est respecté :

$$r \leq \mu = e^{-\frac{\Delta M}{T}} \quad (\text{III.42})$$

Dans ce critère, r est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1, ΔM la différence entre les fonctions coût calculées pour le jeu de paramètres actuel et le nouveau jeu de paramètres, et T la température de refroidissement. C'est cette seconde chance d'acceptation de la nouvelle solution qui est connue sous le nom de critère de Métropolis. Il représente la clé de l'algorithme du recuit simulé et permet de faire évoluer la recherche d'un minimum local à un minimum global.

La figure III.10 présente un schéma du processus du recuit simulé. Le critère d'arrêt choisi ici est le nombre d'itérations fixé.

Le schéma de refroidissement et la taille des perturbations apparaissent comme les éléments les plus importants lorsqu'on adapte l'algorithme à une application spécifique. L'un des schémas de refroidissement communs est le schéma exponentiel, avec le paramètre de refroidissement a inférieur à 1.

Initialement, la température doit être fixée à une valeur assez haute pour que beaucoup d'itérations j soient acceptées comme transitions i . Après un certain nombre d'itérations, la température diminue petit à petit conformément au paramètre de refroidissement. L'effet de cette baisse de température est de diminuer la probabilité des transitions acceptées, afin que l'algorithme converge vers un minimum. Si les paramètres de départ T_0 et a , qui dépendent du contexte d'application de l'algorithme, sont fixés de manière adaptée, il est probable que l'optimum global pourra être obtenu. Il n'y a néanmoins aucune garantie d'y aboutir.

Plusieurs travaux présentent des techniques pour parvenir au schéma de refroidissement optimal et pour déterminer l'ampleur des perturbations [Laarhoven & Aarts 1987].

Pour les applications présentées ici, 1000 voisins ont été testés à chaque itération, et 100 itérations ont été nécessaires. Des tests ont été réalisés avec 50 itérations, ne permettant pas d'aboutir à la convergence ; avec 200 itérations en revanche l'algorithme a abouti à la même solution.

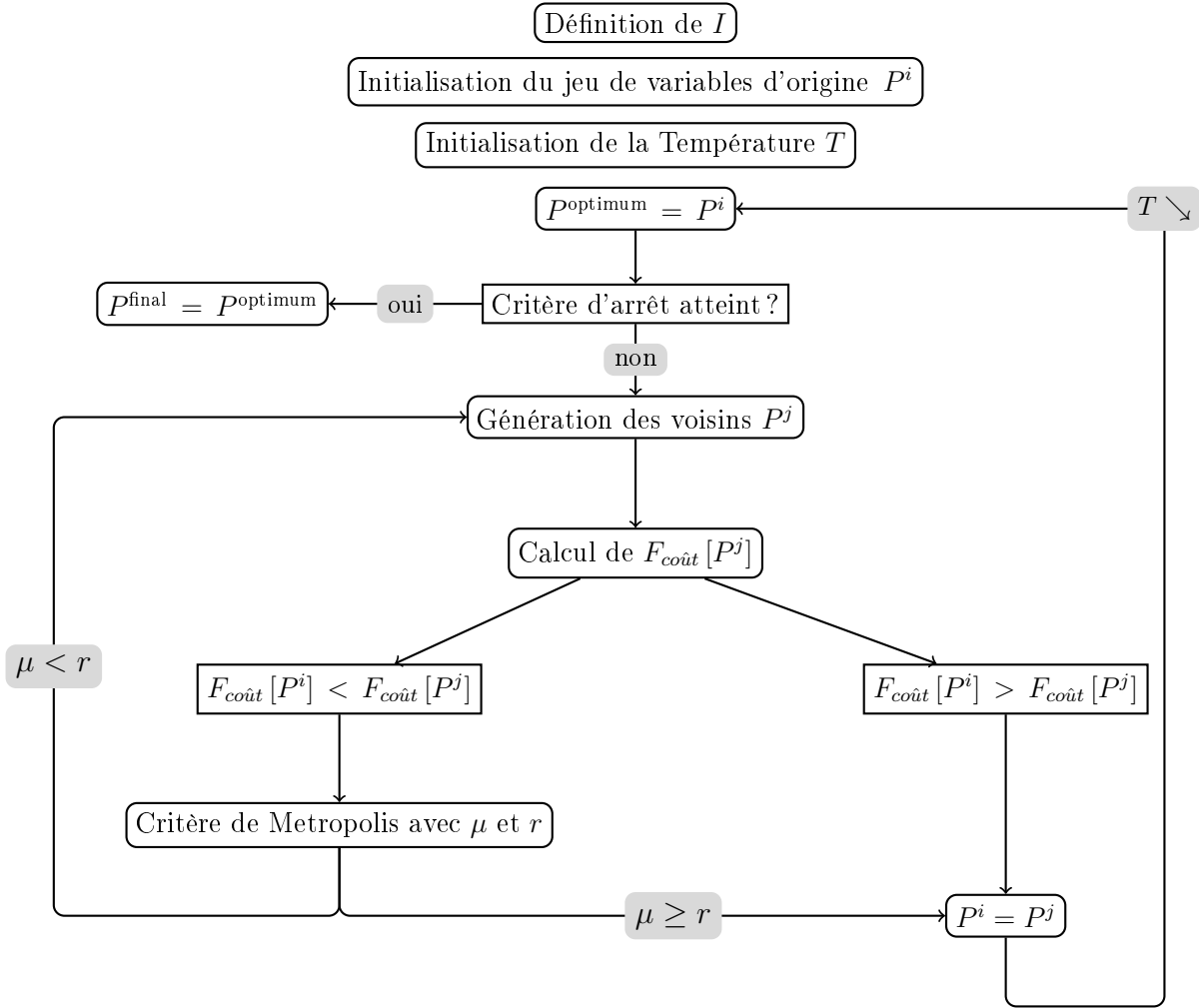


Figure III.10 – Schéma de l'algorithme de recuit simulé. L'indice i représente le nombre de transitions acceptées et l'indice j le nombre total d'itérations

3.2.2 Application à l'estimation des paramètres du modèle à partir de mesures

La fonction coût $F_{\text{coût}}$ qu'on cherche à minimiser est l'écart entre mesures et modèle sur toute la gamme de fréquence. Elle a été choisie de manière à prendre en compte équitablement la différence entre modèle et mesure sur la partie réelle et la partie imaginaire d'une grandeur complexe. Les différences des moindres carrés des parties réelles et imaginaires ont donc été normalisées. En effet, à basses fréquences, la valeur absolue de la partie imaginaire de l'impédance de surface est très supérieure à celle de la partie réelle. Une simple différence des moindres carrés sur l'impédance donnerait donc une solution correspondant à peu de choses près à celle obtenue pour la partie imaginaire seule, sans

tenir compte de la partie réelle.

La fonction coût s'exprime donc, pour A_{mesure} la grandeur mesurée et $A_{modèle}$ la quantité calculée à partir du modèle :

$$F_{coût} = \begin{cases} \sum_f |A_{mesure} - A_{modèle}|^2 & \text{si } A \in \mathbb{R} \\ \sum_f \frac{|\Re(A_{mesure}) - \Re(A_{modèle})|^2}{|\Re(A_{mesure})|^2} + \frac{|\Im(A_{mesure}) - \Im(A_{modèle})|^2}{|\Im(A_{mesure})|^2} & \text{si } A \in \mathbb{C} \end{cases} \quad (\text{III.43})$$

L'application de l'algorithme du recuit simulé à l'estimation des paramètres du modèle de Zwikker & Kosten étendu d'un revêtement poreux à partir d'une mesure acoustique peut donc se présenter de la manière suivante : on cherche dans l'espace des solutions, c'est-à-dire l'espace défini par les intervalles de variation des paramètres choisis, le triplet $(\sigma, \Phi, \alpha_\infty)$ qui minimise l'écart du modèle aux mesures.

La recherche est faite à partir d'un jeu de paramètres $(\sigma_0, \Phi_0, \alpha_{\infty 0})$ d'origine choisi aléatoirement dans l'espace des solutions, pour lequel on calcule l'écart modèle-mesures.

A chaque itération j , 1000 jeux de paramètres appelés voisins sont sélectionnés dans l'espace des solutions, et on calcule l'écart modèle-mesures pour chacun d'eux.

Au début de l'algorithme, la température est élevée : on cherche les solutions dans tout l'espace, donc loin du jeu de paramètres d'origine. Un voisin qui minimise l'écart modèle-mesures par rapport à la solution actuelle est accepté et remplace la solution temporaire ; un voisin qui augmente l'écart modèle-mesures peut tout de même être accepté, pour limiter les risques d'aboutir à un minimum local. A la fin d'une itération, une nouvelle solution temporaire est donc fixée, à laquelle on va comparer les voisins de l'itération suivante.

Au fur et à mesure de la progression de l'algorithme, c'est-à-dire au fur et à mesure des itérations, la température diminue : on sélectionne les voisins qui vont être testés de moins en moins loin de la solution actuelle, ce qui correspond à la convergence de l'algorithme vers la solution globale.

Le jeu de paramètres retenu comme solution à l'issue de l'algorithme est celui de la solution temporaire ou des 1000 derniers voisins testés de l'itération 100 qui présente l'écart mesures-modèle le plus faible.

3.3 Application à des carottes de revêtement poreux

3.3.1 Mesures réalisées

L'objectif de ces premiers tests de la méthode d'inversion étant de vérifier la cohérence des résultats obtenus, il est indispensable de disposer de données de mesures fiables. Par ailleurs, il est important de pouvoir comparer les paramètres évalués par cette méthode avec les estimations obtenues par une méthode de caractérisation validée.

C'est pourquoi des mesures au tube d'impédance ont été réalisées sur des carottes de revêtements à forte porosité, de diamètre 100 mm. La méthode des trois microphones [Iwase *et al.* 1998] a été utilisée, permettant d'accéder également à $\rho_{eq}(\omega)$ et $K_{eq}(\omega)$. De cette manière, les résultats ont pu être comparés avec la méthode de caractérisation analytique proposée par Olny et Panneton [Panneton & Olny 2006, Olny & Panneton 2008].

La figure III.11 présente les photos des revêtements ayant fait l'objet des mesures.

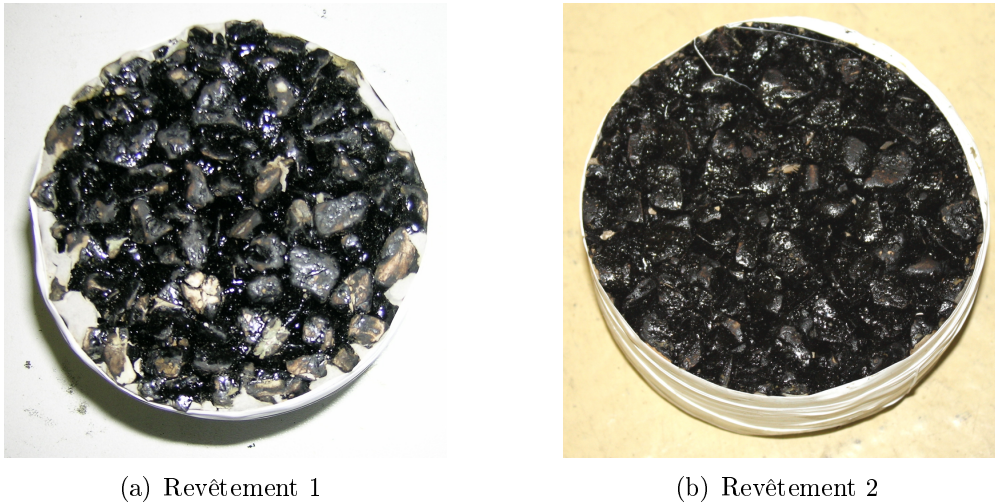


Figure III.11 – Carottes de revêtements poreux utilisées pour les mesures au tube d'impédance

Pour un tube de diamètre 100 mm, la gamme de validité des mesures est d'environ [50 Hz - 2000 Hz] (cf. paragraphe II.2.1.1) ; cependant nous avons observé que les mesures étaient trop dispersées avant 200 Hz pour pouvoir être utilisées dans la procédure de caractérisation.

La méthode de Olny et Panneton requière la symétrie des propriétés acoustiques de surface des échantillons pour produire des résultats valides. La figure III.12 présente deux mesures d'absorption des deux échantillons utilisés réalisées sur chaque face. On observe que les courbes d'absorption des deux faces sont proches, en particulier pour l'échantillon 1, et qu'on peut donc considérer les échantillons comme présentant des propriétés acoustiques de surface symétriques.

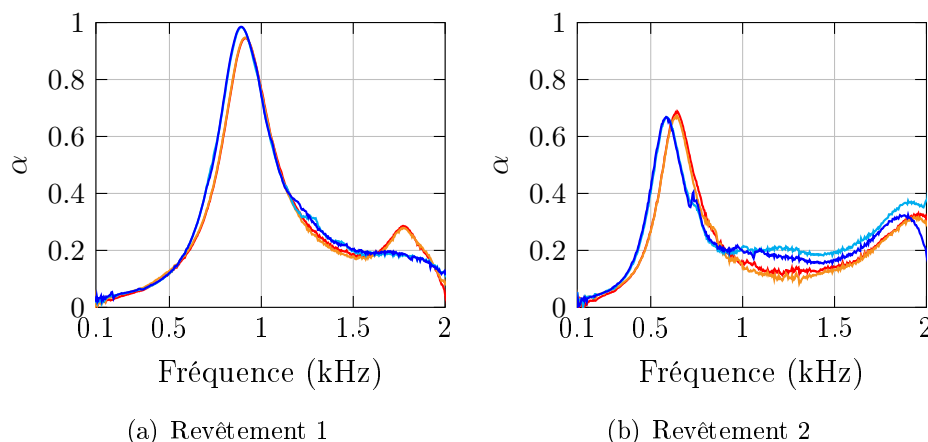


Figure III.12 – Coefficient d'absorption des deux échantillons de revêtement poreux, face A — et face B —

Les échantillons n'étant pas parfaitement plans, vingt mesures de l'épaisseur ont été réalisées au pied à coulisse tout autour de chaque échantillon, l'épaisseur retenue par la suite étant la moyenne de ces mesures. On estime à 1.5 mm l'incertitude sur la valeur retenue.

Enfin, des mesures directes de la résistivité et de la porosité ont été réalisées. La résistivité a été estimée selon la norme ISO 9053 (cf. paragraphe I.2.2) ; la porosité quant à elle a été évaluée par la mesure du volume des pores de l'échantillon immergé dans l'eau (cf. paragraphe I.2.1).

Pour le premier revêtement, la résistivité a été estimée à $3198 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$ avec une incertitude de $88 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$, et la porosité à 0.28, avec une incertitude de 0.01. Pour le second revêtement, la porosité a été estimée à 0.21 avec une incertitude de 0.01 et la résistivité à $39020 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$.

La démarche est d'abord présentée en détail (paragraphe III.3.3.2 et III.3.3.3) pour une carotte de revêtement d'épaisseur 54 mm. Les résultats de la démarche sont présentés ensuite (paragraphe 3.3.4) pour un revêtement différent, d'épaisseur 40 mm.

La procédure est d'abord présentée pour le revêtement 1, en prenant en compte la valeur mesurée de l'épaisseur (paragraphe III.3.3.2), puis en la considérant comme un paramètre du modèle à estimer lors de la procédure de caractérisation (paragraphe III.3.3.3).

3.3.2 Démarche d'inversion quand l'épaisseur est connue

La procédure d'inversion guidée proposée emprunte les étapes suivantes :

1. l'étude de sensibilité de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu est réalisée pour une épaisseur de 54 mm. Les indices de sensibilité du premier ordre sont présentés sur la figure III.13 (la méthode est basée sur les indices du premier ordre très proches de 1, c'est pourquoi les indices de sensibilité globaux ne sont pas nécessaires ici).

La zone grise présente la gamme de fréquence optimale pour lancer la première inversion du modèle ; elle correspond à la gamme (200-560 Hz) où l'indice de sensibilité de $\Im(Z_s/Z_0)$ à Φ est supérieur à 0.75, cette valeur ayant été choisie arbitrairement.

2. L'algorithme d'inversion est donc utilisé sur la grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 200 et 560 Hz. Les trois paramètres sont estimés, mais seule la valeur obtenue Φ_1 pour Φ est conservée, car, les autres paramètres étant peu influents sur la gamme de fréquence considérée, leur estimation n'est pas fiable.
3. L'estimation Φ_1 de Φ est réinjectée dans le modèle, qui ne comporte ainsi plus que deux inconnues, σ et α_∞ . Une nouvelle étude de sensibilité du modèle est donc menée, prenant en compte cette évolution. La figure III.14 présente les résultats de cette étude. On constate que l'indice de sensibilité de $\Re(Z_s/Z_0)$ à σ est alors proche de 1 à basses fréquences, sur la zone grisée. Cette zone (200-840 Hz) constitue donc une gamme de fréquence propice à l'estimation de ce paramètre.
4. L'algorithme d'inversion est ainsi utilisé sur la grandeur $\Re(Z_s/Z_0)$ entre 200 et 840 Hz, la porosité étant fixée à Φ_1 . On obtient ainsi un second jeu de paramètres, dans lequel les estimations Φ_1 de la porosité et σ_2 de la résistivité sont fiables.
5. La tortuosité étant le seul paramètre restant à déterminer, l'algorithme d'inversion est utilisé une dernière fois, les estimations Φ_1 et σ_2 étant injectées dans le modèle et α_∞ restant la seule inconnue. On obtient donc une estimation de la tortuosité $\alpha_{\infty 3}$. La dernière inversion du modèle peut être appliquée sur l'impédance de surface normalisée Z_s/Z_0 , grandeur complexe, ou sur le coefficient d'absorption, grandeur réelle. Les deux options ont été testées.

Le matériau a ainsi été caractérisé, et le jeu de paramètres obtenu est $(\Phi_1, \sigma_2, \alpha_{\infty 3})$. La figure III.15 présente un schéma récapitulatif de la procédure de caractérisation proposée.

Tous les jeux de paramètre estimés durant cette procédure sont présentés dans le tableau III.1, les valeurs grisées étant celles considérées peu fiables en raison de l'étude de sensibilité du modèle. Le tableau fournit également les valeurs des paramètres évaluées par la méthode de Olny et Panneton [Panneton & Olny 2006, Olny & Panneton 2008]. La

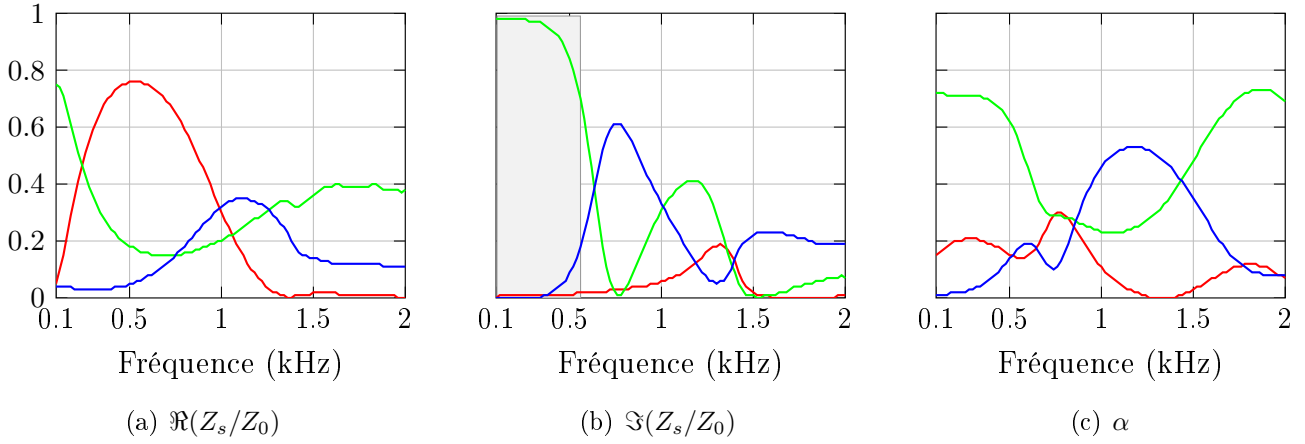


Figure III.13 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu, $e = 54$ mm (σ —, Φ —, α_∞ —)

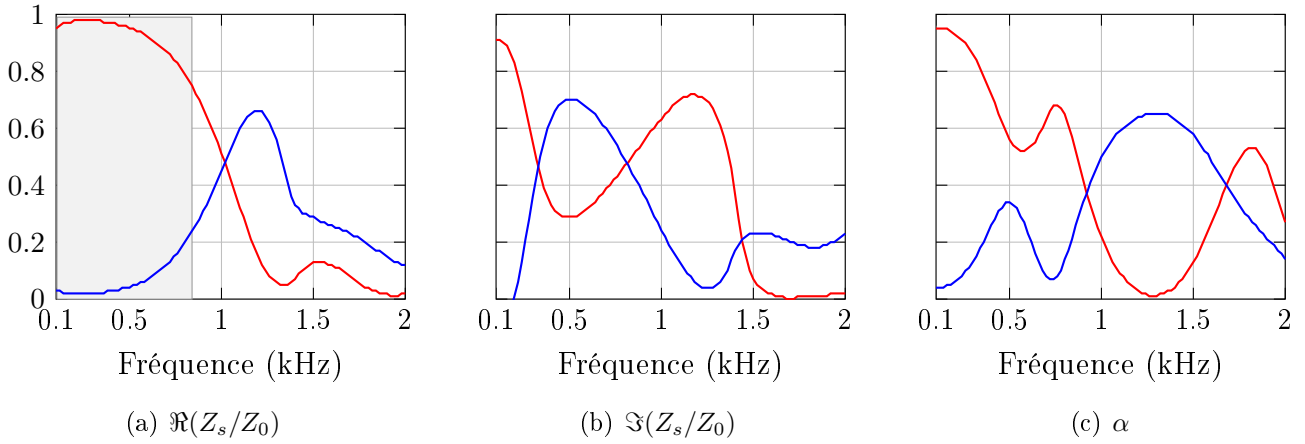


Figure III.14 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu, $e = 54$ mm, $\Phi = 0.291$, (σ —, α_∞ —)

procédure décrite dans leurs travaux utilisent le modèle de Johnson-Champoux-Allard-Lafarge [Johnson *et al.* 1987, Champoux & Allard 1991, Lafarge *et al.* 1997], modèle à 6 paramètres. Les valeurs des trois paramètres utilisés dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu ont donc été recalées pour prendre en compte le changement de modèle.

Les estimations des paramètres obtenues entraînent une fréquence caractéristique visqueuse f_v d'environ 45 Hz. Le matériau tendrait donc vers le régime inertiel sur la gamme de fréquence considérée. Quant à la fréquence quart d'onde, elle est de l'ordre de 940 Hz.

On constate que les estimations des paramètres du modèle obtenues grâce à la méthode proposée sont proches de celles provenant de la méthode de Olny et Panneton pour la porosité et la résistivité ; pour la tortuosité, seule l'estimation provenant de l'inversion finale

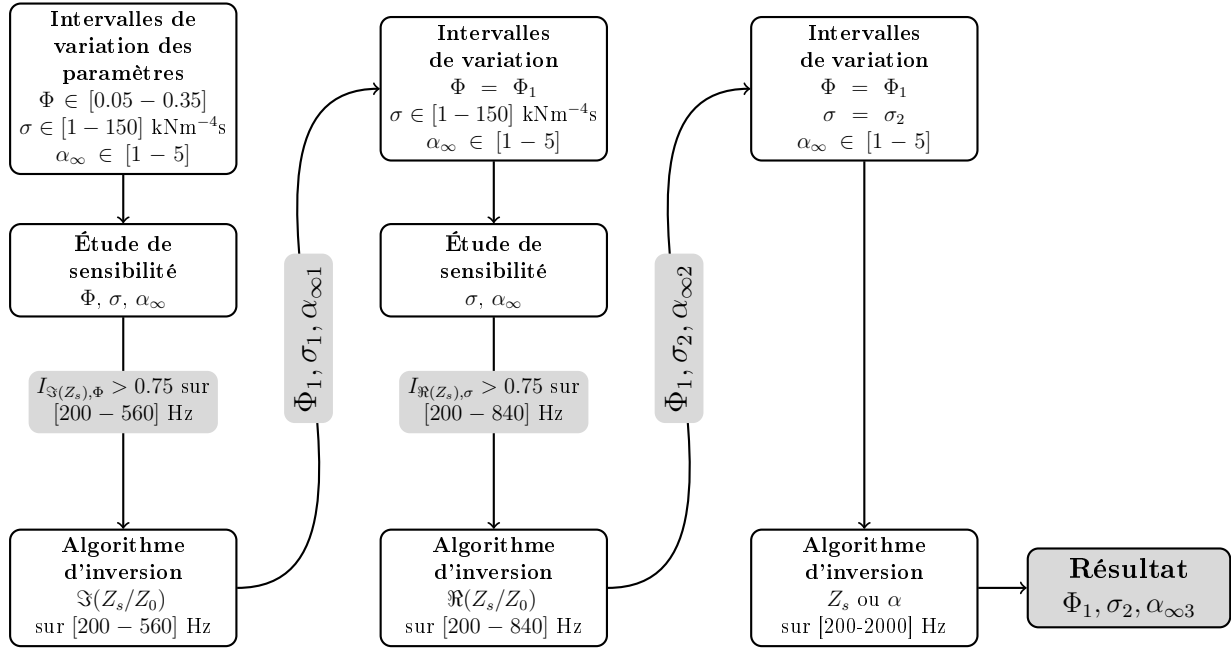


Figure III.15 – Schéma de la procédure d'inversion guidée proposée pour le modèle de Zwikker & Kosten étendu, l'épaisseur étant fixée

Paramètres	Φ	σ (Nm ⁻⁴ s)	α_∞
1 ^{re} inversion sur $\Im(Z_s/Z_0)$	0.291	8813	2.408
2 ^e inversion sur $\Re(Z_s/Z_0)$	0.291	3406	1.799
Dernière inversion sur Z_s/Z_0	0.291	3406	3.462
Dernière inversion sur α	0.291	3406	2.705
Méthode de Olly & Panneton	0.29	3100	2.80
Mesures directes	0.28	3198	-

Tableau III.1 – Jeux de paramètres estimés pour le revêtement 1 lors de la procédure d'inversion guidée, l'épaisseur étant fixée

sur α s'en rapproche. Cela peut s'expliquer par le fait que l'impédance, qui contient des informations sur le module et la phase de la grandeur, est plus sensible aux incertitudes ; l'absorption, provenant du module du coefficient de réflexion, contient moins d'information mais est également plus fiable. Il paraît donc pertinent d'utiliser cette grandeur pour l'inversion finale.

Si on s'intéresse maintenant à la comparaison de ces estimations avec les valeurs mesurées, on observe que l'estimation de la résistivité est légèrement supérieure à la mesure (208 Nm⁻⁴s soit 6 % d'écart, l'incertitude de mesure étant de 88 Nm⁻⁴s). Le constat est le même pour la porosité, avec une différence comprise dans l'incertitude de mesure.

La figure III.16 présente l'impédance de surface normalisée et le coefficient d'absorption issus des mesures et du modèle, grâce aux paramètres du modèle estimés par la méthode d'identification proposée, la tortuosité étant obtenue par l'inversion finale sur Z_s ou α . On constate que la correspondance est bonne entre les courbes. Le changement de valeur de la tortuosité affecte la position des pics sur Z_s et α .

Le modèle provenant de la dernière inversion sur l'absorption produit des résultats proches des mesures jusqu'à environ 1500 Hz ; dans la mesure où cette gamme de fréquence correspond au pic d'absorption, elle est satisfaisante. On observe sur la courbe issue des mesures une légère augmentation autour de 1250 Hz, qui n'est pas reprise par le modèle. Ce résultat peut signifier que le modèle considéré n'est plus suffisant à partir de cette fréquence. Enfin, la légère chute de l'absorption peu avant 2000 Hz marque la fin de la gamme de validité de la mesure.

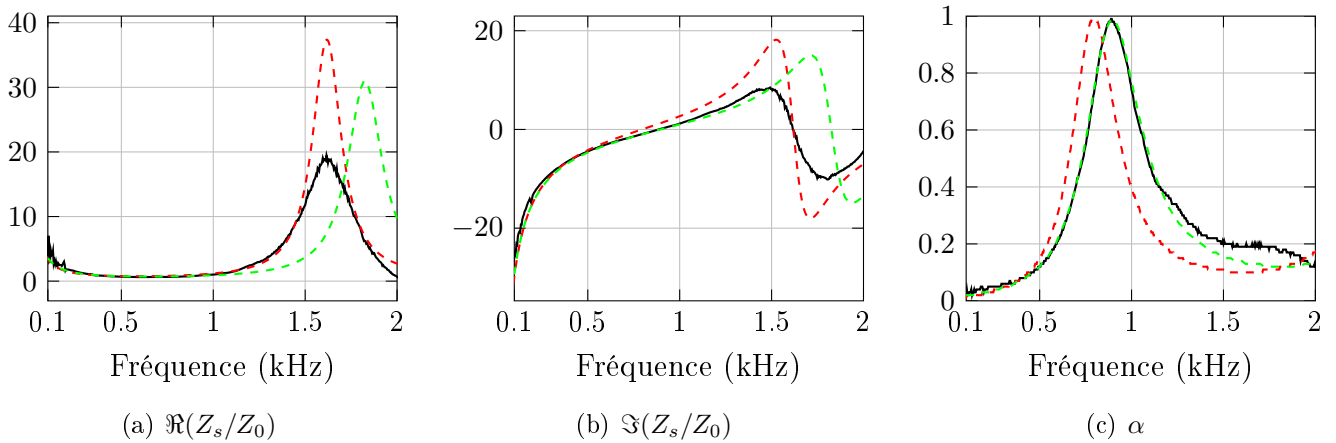


Figure III.16 – Revêtement 1 - Comparaison mesures — et modèle issu de l'inversion sur Z_s --- et sur α ---, épaisseur fixée

3.3.3 Démarche d'inversion incluant l'estimation de l'épaisseur

L'un des objectifs de cette thèse étant la mise au point d'une méthode de caractérisation des revêtements de chaussée *in situ*, l'épaisseur doit être considérée comme une inconnue essentielle du modèle.

Pour la déterminer, la première possibilité consiste à la mesurer, via par exemple la méthode du radar à saut de fréquence [Dérobert *et al.* 2001]. Cette méthode permet de mesurer l'épaisseur sur site avec une erreur estimée à quelques millimètres.

La seconde possibilité suppose l'intégration de l'épaisseur comme un paramètre à estimer dans la procédure d'inversion. Si on dispose d'une mesure de l'épaisseur, l'intervalle

de variation choisi peut être basé sur le résultat de la mesure encadré par l'incertitude correspondante. En l'absence de données de mesure, l'intervalle peut correspondre aux épaisseurs existantes pour une couche de roulement constituée d'un revêtement poreux, en général 2 à 6 cm.

La procédure d'inversion guidée proposée a donc été appliquée au même échantillon de revêtement, en intégrant l'épaisseur dans les paramètres à estimer, variant dans l'intervalle 2 - 6 cm.

Les inversions suivantes ont été menées, chacune permettant la détermination d'un paramètre, et menant à la prochaine étude de sensibilité prenant en compte l'information supplémentaire pour ce paramètre :

1. grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 200 et 560 Hz pour estimer Φ (indice de sensibilité supérieur à 0.5) ; Φ est fixé à 0.306 ;
2. grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 200 et 760 Hz pour estimer e (indice de sensibilité supérieur à 0.75) ; e est fixé à 52.5 mm ;
3. grandeur $\Re(Z_s/Z_0)$ entre 200 et 869 Hz (indice de sensibilité supérieur à 0.75) ; σ est fixé à 3258 Nm⁻⁴s ;
4. grandeur α pour estimer α_∞ , évaluée à 2.857.

Les figures III.17 à III.19 présentent les résultats des études de sensibilité menées dans le cadre de cette procédure, ainsi que les gammes de fréquence optimales pour l'inversion de chaque paramètre (zones grisées).

Le tableau III.2 reprend les jeux de paramètres estimés dans le cadre de cette procédure, les valeurs grisées étant celles estimées peu fiables du fait de la faible influence exercée sur la grandeur considérée dans la gamme de fréquence utilisée pour l'inversion. La figure III.20 présente les courbes issues de mesures et de l'inversion du modèle.

On observe que les estimations obtenues diffèrent légèrement de celles issues de la procédure d'inversion guidée avec épaisseur fixée. Cependant ces nouvelles estimations restent cohérentes et proches des valeurs mesurées ou estimées par la méthode de Olny et Panneton. L'estimation de σ est même plus proche de la valeur mesurée. La porosité s'éloigne en revanche de la valeur mesurée (écart de 0.03 au lieu de 0.01). L'estimation de l'épaisseur est tout à fait correcte, avec une différence de moins de 2 mm par rapport à la valeur mesurée, soit 4% d'écart.

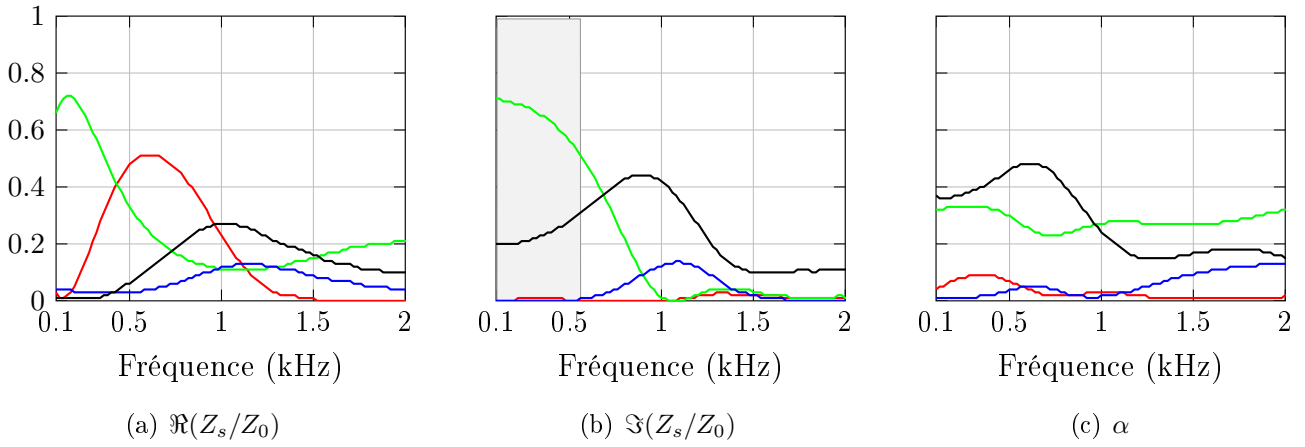


Figure III.17 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwicker & Kosten étendu (σ —, Φ —, α_∞ —, e —)

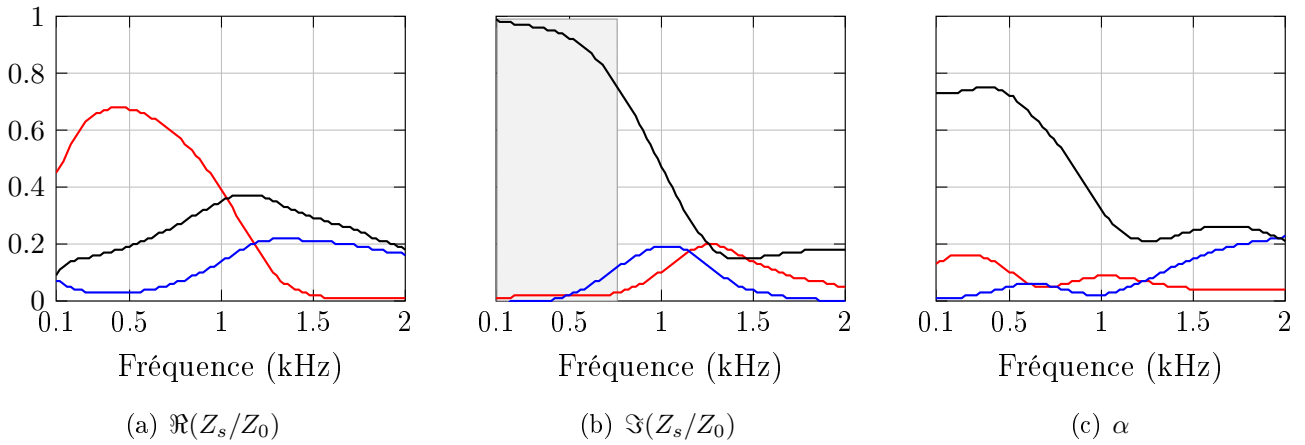


Figure III.18 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwicker & Kosten étendu, $\Phi = 0.306$ (σ —, α_∞ —, e —)

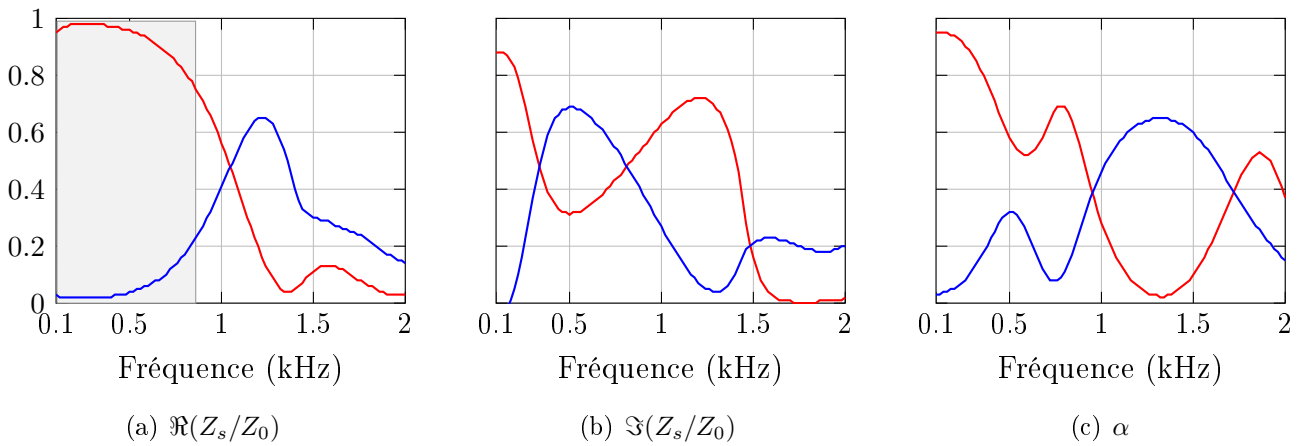


Figure III.19 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwicker & Kosten étendu, $\Phi = 0.306$, $e = 52.5$ mm (σ —, α_∞ —)

Paramètres	Φ	σ (Nm ⁻⁴ s)	α_∞	e (mm)
1 ^{re} inversion sur $\Im(Z_s/Z_0)$	0.306	12671	2.595	50.12
2 ^e inversion sur $\Im(Z_s/Z_0)$	0.306	6974	2.600	52.50
3 ^e inversion sur $\Re(Z_s/Z_0)$	0.306	3258	1.430	52.50
Dernière inversion sur α	0.306	3258	2.857	52.50
Méthode de Olney & Panneton	0.29	3100	2.80	-
Mesures directes	0.28	3198	-	54.03

Tableau III.2 – Jeux de paramètres estimés pour le revêtement 1 lors de la procédure d'inversion guidée, l'épaisseur étant inconnue

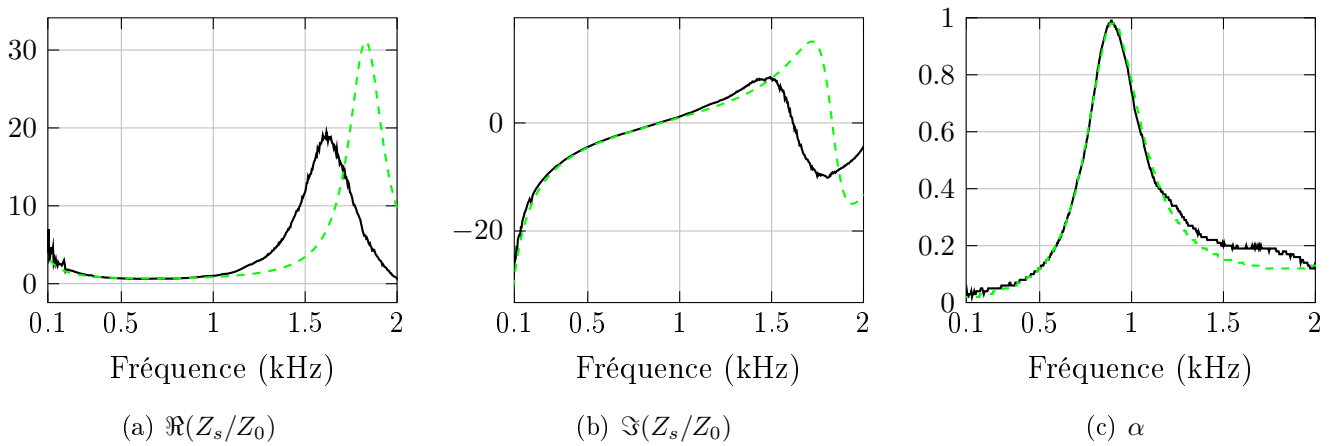


Figure III.20 – Revêtement 1 - Comparaison mesures — et modèle issu de l'inversion ---, l'épaisseur étant inconnue

3.3.4 Application à un second revêtement

La même démarche a été menée sur une carotte d'un revêtement différent, d'épaisseur 40.4 mm. Les premiers résultats se sont révélés peu satisfaisants au niveau de la comparaison des mesures et du modèle.

Des ajustements manuels des paramètres, ainsi que l'ordre de grandeur fourni par la fréquence du premier pic d'absorption et la relation (III.41), ont permis de constater que la gamme de tortuosité de 1 à 5 n'était pas suffisante pour ce matériau. Elle a donc été élargie à la gamme 1 à 10.

Les figures III.21 et III.22 présentent les études de sensibilité successives prenant en compte ce changement d'intervalle de variation et l'épaisseur différente.

On constate que les différences entre la figure III.21 et la figure III.13 sont notables mais ne remettent pas en cause le premier stade de la démarche, la porosité restant le paramètre le plus influent à basses fréquences sur la partie imaginaire de l'impédance.

Si on compare la sensibilité des grandeurs acoustiques aux deux paramètres (σ et

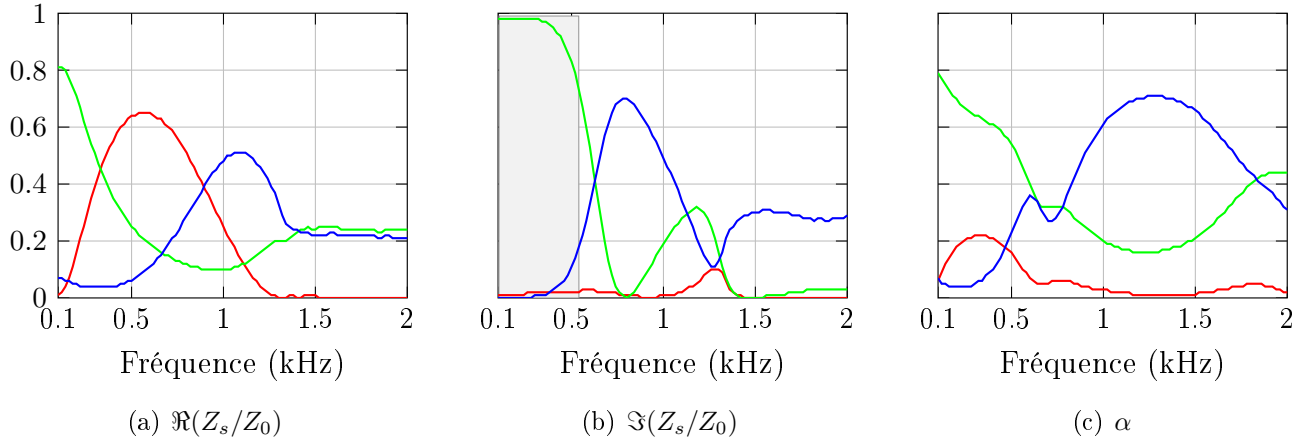


Figure III.21 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu, $e = 40$ mm et $\alpha_\infty \in [1 - 10]$ (σ —, Φ —, α_∞ —)

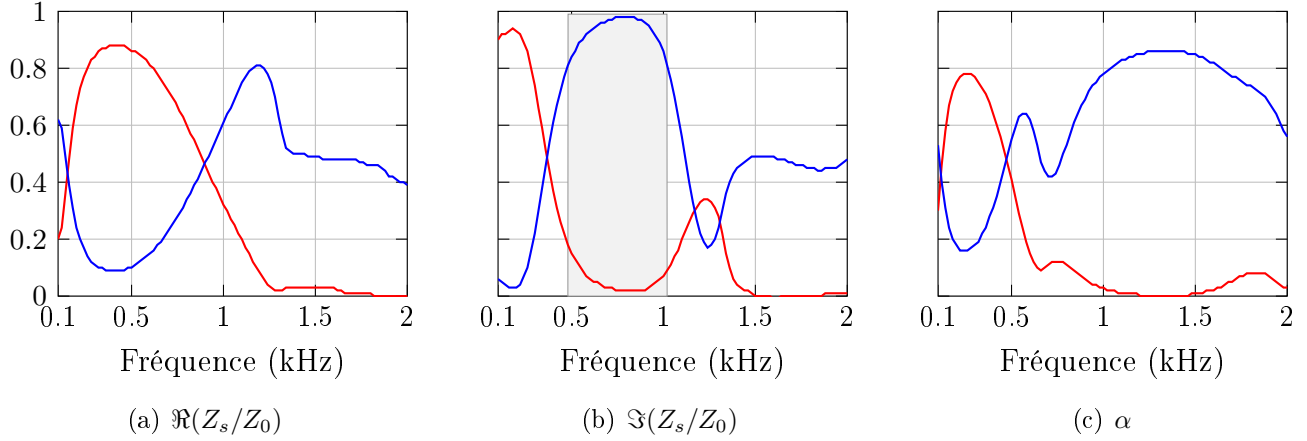


Figure III.22 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwikker & Kosten étendu, $e = 40$ mm et $\alpha_\infty \in [1 - 10]$, $\Phi = 0.214$ (σ —, α_∞ —)

α_∞) restant à déterminer ensuite, on constate, par comparaison de la figure III.22 avec la figure III.14, qu'il paraît plus pertinent d'estimer ensuite la tortuosité à partir de la partie imaginaire de l'impédance, plutôt que la résistivité à partir de la partie réelle de l'impédance. En effet, l'indice de sensibilité de $\Im(Z_s/Z_0)$ à α_∞ est supérieur à 0.8 sur une large gamme de fréquence, ce qui n'est pas le cas de l'indice de sensibilité de $\Re(Z_s/Z_0)$ à σ .

Suite aux résultats des études de sensibilité successives réalisées, les inversions suivantes ont été menées :

1. grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 200 et 540 Hz pour déterminer Φ ; Φ est fixé à 0.214 ;
2. grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 480 et 1020 Hz pour déterminer α_∞ ; α_∞ est fixé à 8.539 ;

3. grandeur α pour estimer σ , évalué à $38257 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$.

La figure III.23 présente les courbes issues de la mesure et du modèle.

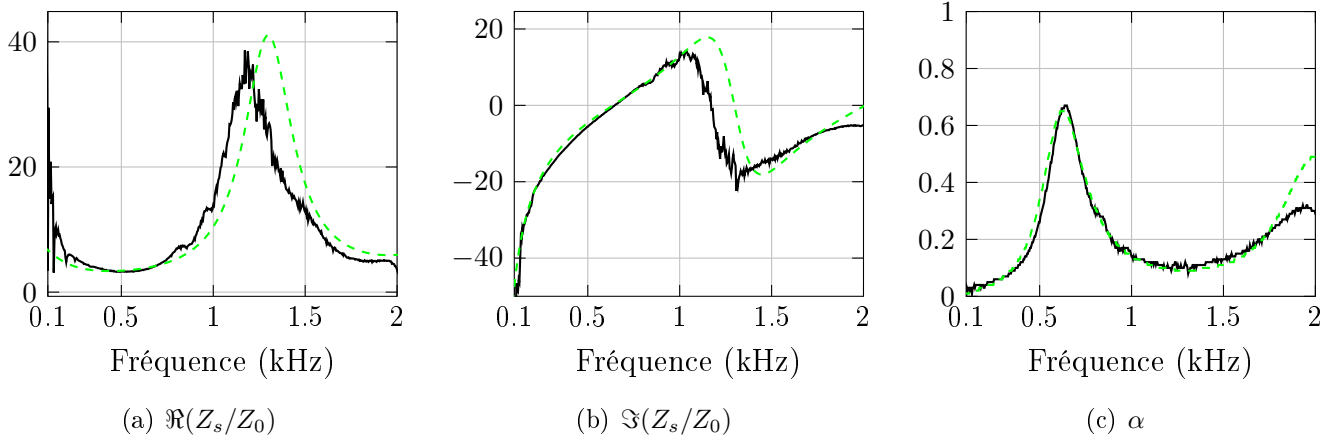


Figure III.23 – Revêtement 2 - Comparaison mesures — et modèle issu de l'inversion ---, épaisseur fixée

Le tableau III.3 reprend les jeux de paramètres estimés dans le cadre de cette procédure.

Paramètres	Φ	$\sigma \text{ (Nm}^{-4}\text{s)}$	α_∞
1 ^{re} inversion sur $\Im(Z_s/Z_0)$	0.214	29896	6.705
2 ^e inversion sur $\Im(Z_s/Z_0)$	0.214	28344	8.539
Dernière inversion sur α	0.214	38257	8.539
Méthode de Oluy & Panneton	0.21	37466	8.5 ± 0.5
Mesures directes	0.21	39020	-

Tableau III.3 – Jeux de paramètres estimés pour le revêtement 2 lors de la procédure d'inversion guidée, l'épaisseur étant connue

La même démarche a été menée en intégrant l'épaisseur dans les paramètres. Les inversions suivantes ont été menées :

1. grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 200 et 500 Hz pour déterminer Φ ; Φ est fixé à 0.225 ;
2. grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 200 et 800 Hz pour déterminer e ; e est fixé à 38.98 mm ;
3. grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 500 et 10200 Hz pour déterminer α_∞ ; α_∞ est fixé à 9.145 ;
4. grandeur α pour estimer σ , évalué à $40694 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$.

La figure III.24 présente les courbes issues de la mesure et du modèle et le tableau III.4 présente les jeux de paramètres estimés par cette démarche. On constate à nouveau

que l'épaisseur est légèrement sous-estimée (avec un écart de 1.5 mm environ) et la porosité légèrement sur-estimée (avec un écart de 0.015) par rapport aux valeurs mesurées. L'intégration de l'épaisseur dans les paramètres à estimer conduit donc à une précision moins importante sur les autres paramètres, mais les estimations obtenues restent très pertinentes et proches de celles obtenues avec la méthode de Olny-Panneton.

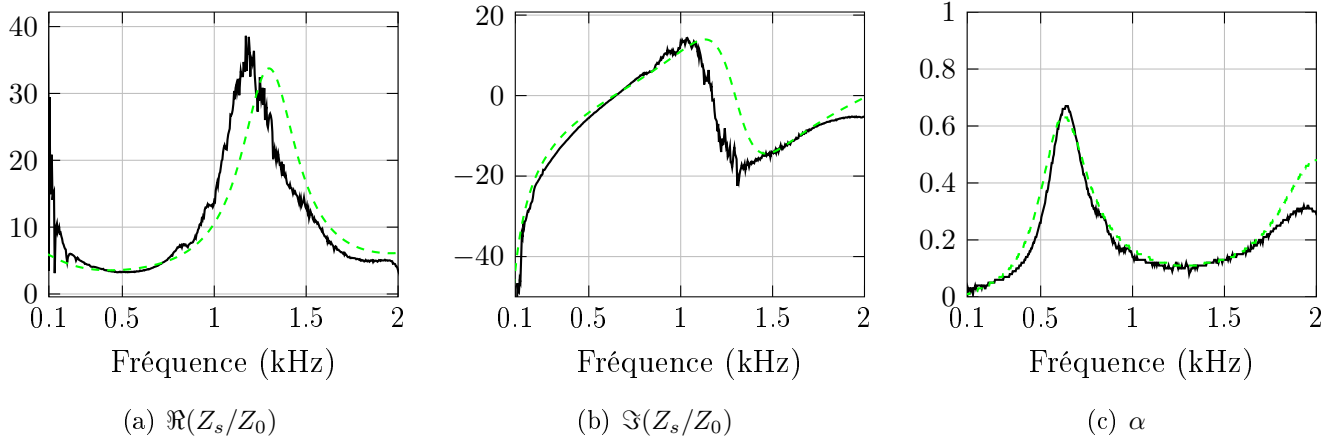


Figure III.24 – Revêtement 2 - Comparaison mesures — et modèle issu de l'inversion ---, l'épaisseur étant inconnue

Paramètres	Φ	σ (Nm ⁻⁴ s)	α_∞	e (mm)
1 ^{re} inversion sur $\Im(Z_s/Z_0)$	0.225	150000	10	32.58
2 ^e inversion sur $\Im(Z_s/Z_0)$	0.225	10895	10	38.98
3 ^e inversion sur $\Re(Z_s/Z_0)$	0.225	17207	9.145	38.98
Dernière inversion sur α	0.225	40694	9.145	38.98
Méthode de Olny & Panneton	0.21	37466	8.5 ± 0.5	-
Mesures directes	0.21	39020	-	40.43

Tableau III.4 – Jeux de paramètres estimés pour le revêtement 2 lors de la procédure d'inversion guidée, l'épaisseur étant inconnue

Les valeurs de tortuosité nécessaires pour que le modèle se rapproche des données de mesure sont très élevées ; elles sortent largement de la gamme de tortuosité communément admise, qui va de 1 à 3. Nous avons donc envisagé la possibilité que le modèle utilisé ne suffise pas à rendre compte du phénomène physique et que ces valeurs de tortuosité hors du commun correspondent à la compensation du modèle pour se rapprocher des mesures. Cependant, les résultats de la caractérisation par la méthode de Olny et Panneton [Panneton & Olny 2006, Olny & Panneton 2008] amènent à des valeurs de tortuosité aussi élevées, voire plus élevées, avec le modèle de Johnson-Champoux-Allard-Lafarge

[Johnson *et al.* 1987, Champoux & Allard 1991, Lafarge *et al.* 1997], qui fait pourtant intervenir 6 paramètres. De plus, l'ordre de grandeur fourni par la fréquence du pic d'absorption et la relation entre la fréquence quart d'onde et la tortuosité est plus élevé encore que l'estimation obtenue.

Une autre interprétation consiste à envisager le fait que la porosité mesurée n'est pas la porosité qui intervient lors du passage de l'onde dans le matériau. Cette hypothèse peut correspondre à l'existence de pores non débouchants dans le matériau (cf. paragraphe I.1.1.1). En effet, certains pores ne participent pas au même titre que les pores débouchants dans la propagation de l'onde. La porosité mesurée correspond à tous les pores interconnectés, qui participent à la compressibilité de l'air dans le matériau. En revanche, les pores non débouchants ne participent pas à l'écoulement de l'onde dans le matériau, ce qui entraîne la définition d'une seconde porosité, plus faible. La mesure de la porosité mesurée est donc dans ce cas supérieure à la porosité utile à l'écoulement. Le modèle faisant intervenir le rapport $\frac{\alpha_\infty}{\Phi}$, une erreur sur la porosité entraîne une erreur proportionnelle sur la tortuosité : si la porosité prise en compte est la porosité mesurée, la tortuosité déduite sera supérieure.

Enfin, Borne [Borne 1983] a montré dans sa thèse que des matériaux à la microstructure particulière pouvaient présenter des tortuosités très élevées, voire tendant vers l'infini. Il est donc possible que la tortuosité estimée pour le matériau considéré, bien qu'élevée comparée à celles des matériaux usuels, soit pourtant correcte.

La démarche d'inversion guidée a donc été testée sur des mesures fiables, réalisées en environnement contrôlé, et sur des carottes permettant la mesure directe des paramètres que l'on cherche à estimer. Les résultats obtenus étant très satisfaisants, le paragraphe 3.4 présente le test de cette méthode sur des mesures réalisées *in situ*, moins précises, et pour lesquelles une comparaison avec une autre méthode de caractérisation n'est pas possible.

3.4 Application à des mesures *in situ*

Les données de mesure utilisées sont celles qui ont fait l'objet du paragraphe II.3.

3.4.1 Application aux mesures Fonction de transfert

La procédure de caractérisation est d'abord appliquée aux données issues de la méthode de la fonction de transfert avec source de bruit contrôlée (on suppose la propagation d'ondes planes), qui permet l'accès à des données d'impédance de surface qui paraissent cohérentes.

Dans le cadre de la caractérisation d'un revêtement *in situ*, on se place dans le cadre de la démarche avec l'épaisseur inconnue. Par ailleurs, la gamme de validité des mesures impose une contrainte supplémentaire : en effet, les données de mesures n'étant pas valides avant 500 Hz, il n'est pas possible ici de débiter le processus de caractérisation par l'inversion de la porosité à partir de la grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$, car les données basses fréquences ne sont pas disponibles.

Les études de sensibilité réalisées dans le cadre de cette procédure ont été menées sur la gamme 540-2520 Hz, gamme sur laquelle la cohérence de la mesure est excellente (voir paragraphe I.3.2), et le coefficient d'absorption mesuré est positif. Elles sont disponibles à l'annexe C (figures C.1 à C.3).

Les inversions suivantes ont été réalisées, chacune menant à la détermination d'un paramètre, ré-injecté dans le modèle, et à une nouvelle étude de sensibilité du modèle prenant en compte cette information complémentaire :

1. grandeur $\Im(Z_s/Z_0)$ entre 540 et 740 Hz pour estimer e , fixé à 32.0 mm ;
2. grandeur α entre 1360 et 1940 Hz pour estimer α_∞ , fixé à 3.35 ;
3. grandeur $\Re(Z_s/Z_0)$ entre 940 et 1600 Hz pour estimer σ , fixé à 22702 Nm⁻⁴s ;
4. grandeur α entre 600 et 2000 Hz pour estimer Φ , évalué à 0.271 ;

La figure III.25 présente les courbes issues de la mesure et du modèle et le tableau III.5 présente les jeux de paramètres estimés par cette démarche.

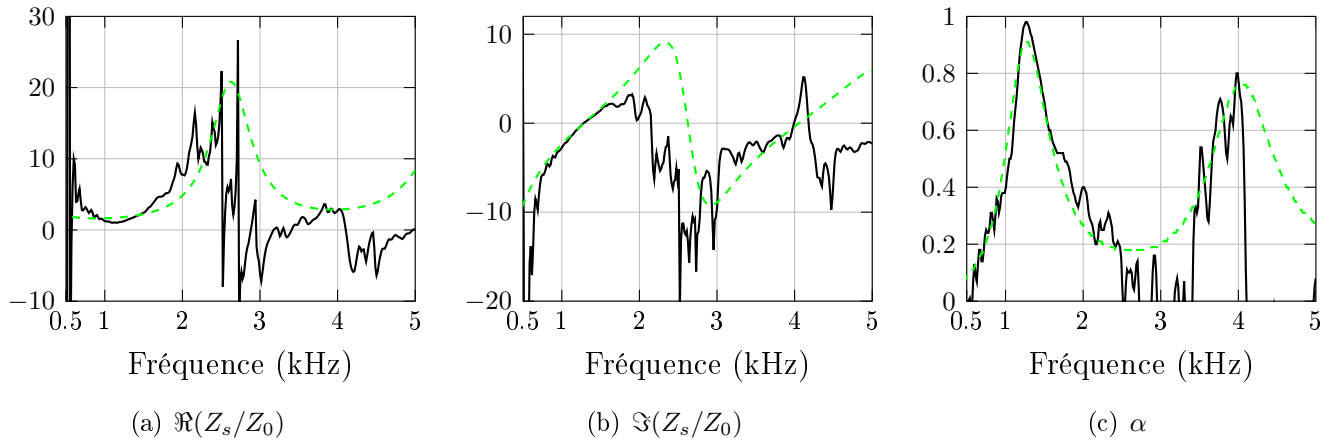


Figure III.25 – Mesures Fonction de transfert *in situ* - Comparaison mesures — et modèle issu de l'inversion ---

On constate que, bien que les mesures soient bruitées, le modèle issu des paramètres estimés semble bien représenter les phénomènes en jeu. En particulier, l'inversion n'a

Paramètres	Φ	σ (Nm ⁻⁴ s)	α_∞	e (mm)
1 ^{re} inversion sur $\Im(Z_s/Z_0)$	0.05	25036	10	32.0
2 ^e inversion sur α	0.35	29570	3.350	32.0
3 ^e inversion sur $\Re(Z_s/Z_0)$	0.35	22702	3.350	32.0
Dernière inversion sur α	0.271	22702	3.350	32.0

Tableau III.5 – Jeux de paramètres estimés à partir des mesures Fonction de transfert *in situ* lors de la procédure d'inversion guidée

été réalisée que sur la gamme 540-2500 Hz ; pourtant le modèle correspond relativement bien aux mesures même sur la gamme 2500-5000 Hz. L'emplacement fréquentiel ainsi que l'amplitude du second pic d'absorption sont notamment bien reproduits. De même, la tendance des parties réelle et imaginaire de l'impédance est bien obtenue grâce au modèle.

Nous ne disposons pas de caractérisation du revêtement en place, il n'est donc pas possible de comparer les valeurs obtenues avec des valeurs mesurées, mais elles semblent cohérentes au vu des mesures réalisées sur les échantillons présentés au paragraphe 3.3.

En ce qui concerne l'épaisseur, le Cahier des Clauses Techniques Particulières (CCTP) demandait une épaisseur de 40 mm ; après mise en œuvre l'incertitude sur ce paramètre peut aller jusqu'à 10 mm et varier entre 35 et 45 mm. L'estimation de l'épaisseur par la méthode présentée (32 mm) est donc cohérente par rapport aux données existantes, en particulier si l'on suppose que l'épaisseur obtenue est sous-estimée de 1.5 mm comme pour les carottes de revêtement poreux du paragraphe III.3.3.

Par ailleurs, des mesures de l'épaisseur ont été réalisées par l'IFSTTAR aux cinq points qui ont fait l'objet mesures acoustiques, par l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques (Ground Penetrating Radar (GPR) [Dérobert *et al.* 2001, Villain *et al.* 2012]), mécaniques (Ultrasonic Pulse Echo (UPE) [Simonin 2005]) et sismiques (Impact Echo (IE) [Villain *et al.* 2012]). Les résultats sont présentés dans le tableau III.6 (moyenne des résultats sur les 5 points).

Méthode	Épaisseur mesurée (mm)
GPR	62
UPE	53
IE	59

Tableau III.6 – Résultats des mesures d'épaisseur sur BBDr *in situ* par méthodes électromagnétique, mécanique, sismique

On observe que les épaisseurs mesurées sur site par ces méthodes sont très supérieures à l'épaisseur estimée par la méthode d'inversion guidée, mais également très supérieure

à l'épaisseur demandée au CCTP. Néanmoins lors de mesures, le matériau pouvait être partiellement saturé en eau, ce qui a pu fausser le résultat des mesures. Par ailleurs, il est possible la discontinuité relevée par ces méthodes et permettant d'estimer l'épaisseur corresponde à une discontinuité plus profonde (interface couche de liaison et couche de fondation par exemple).

Nous avons cependant constaté que l'inversion sur les mêmes gammes de fréquence pouvait donner des résultats différents. C'est pourquoi la démarche présentée pour ce revêtement a été répétée 10 fois à l'identique, de manière à étudier la répétabilité de la méthode. Le tableau III.7 présente pour chacun des paramètres recherchés la moyenne, l'écart-type, le minimum et le maximum. On constate que l'écart-type est assez faible pour chacun des paramètres. En revanche, la différence entre valeurs minimales et maximales peut être non négligeable. Il pourrait donc se révéler nécessaire de systématiser la répétition de la démarche pour utiliser des résultats moyennés.

Paramètres	Φ	σ (Nm ⁻⁴ s)	α_∞	e (mm)
Moyenne	0.261	24335	3.261	31.84
Ecart-type	0.007	1507	0.161	0.22
Minimum	0.247	22702	2.877	31.36
Maximum	0.271	27344	3.393	32.03

Tableau III.7 – Moyenne et écart-type, minimum et maximum des paramètres estimés à partir de 10 procédures d'inversion guidée sur mesures *in situ*

3.4.2 Application aux mesures Bruit ambiant et Séparation de signaux

Les résultats des mesures Bruit ambiant et des mesures Séparation de signaux semblant poser quelques problèmes en impédance, la démarche d'inversion est menée en ne s'appuyant que sur le coefficient d'absorption.

Pour la mesure Bruit ambiant (hypothèses de champ incident diffus et propagation d'ondes planes), la gamme de fréquence choisie pour l'étude a pour limite basse la fréquence à partir de laquelle le coefficient d'absorption est positif, et a donc une signification physique (entre 540 et 570 Hz en fonction des mesures), et pour limite haute la fréquence à partir de laquelle le niveau sonore du bruit ambiant utilisé comme source n'est plus suffisant (environ 2000 Hz, cf. paragraphe II.3.2).

Les inversions suivantes sont réalisées successivement sur le coefficient d'absorption α , chacune permettant la détermination d'un paramètre et menant à une étude de sensibilité sur les paramètres restants :

1. estimation de e entre 540 et 740 Hz ; e est fixé à 28.7 mm ;
2. estimation de α_∞ entre 1360 et 1940 Hz ; α_∞ est fixé à 2.748 ;
3. estimation de Φ entre 1600 et 2000 Hz ; Φ est fixé à 0.35 (soit la limite haute de l'intervalle de variation) ;
4. estimation de σ entre 600 et 2000 Hz ; σ est fixé à $38773 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$.

Le tableau III.8 présente les jeux de paramètres estimés lors de ces inversions successives. Le fait que la porosité soit fixée à la limite haute de son intervalle de variation amène à douter de la pertinence de cette estimation. La démarche a donc été réalisée à nouveau en faisant évoluer l'intervalle de variation de Φ de $[0.05 - 0.35]$ à $[0.05 - 0.40]$, ce qui a eu pour résultat l'estimation de Φ à 0.40 ; on est donc confronté au même problème.

Paramètres	Φ	$\sigma \text{ (Nm}^{-4}\text{s)}$	α_∞	$e \text{ (mm)}$
1 ^{re} inversion	0.118	66075	10	28.7
2 ^e inversion	0.35	35638	2.748	28.7
3 ^e inversion	0.35	35146	2.748	28.7
Dernière inversion	0.35	38773	2.748	28.7

Tableau III.8 – Jeux de paramètres estimés à partir des mesures Bruit ambiant *in situ* lors de la procédure d'inversion guidée sur α

La figure III.26 présente la comparaison des courbes issues des mesures et du modèle à partir des paramètres estimés. La correspondance est bonne sur l'absorption jusqu'à 2000 Hz, fréquence à partir de laquelle la cohérence de la mesure n'est plus suffisante.

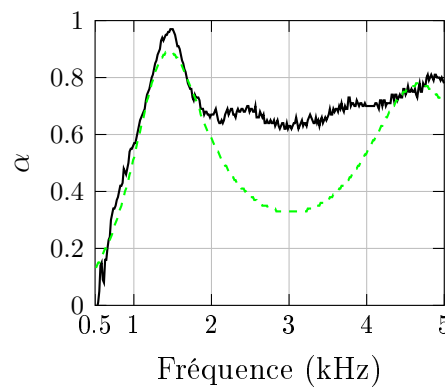


Figure III.26 – Mesures bruit ambiant *in situ* - Comparaison mesures — et modèle issu de l'inversion ---

La même méthode est appliquée aux mesures réalisées avec la méthode de Séparation de signaux ; on suppose à nouveau la propagation d'ondes planes. La gamme de fréquence

correspondante est cette fois comprise entre 600 et 1700 Hz, pour les mêmes raisons que la méthode Bruit ambiant.

Les inversions sont menées dans le même ordre, mais avec adaptation des gammes de fréquence, de manière à ce que l'inversion soit faite sur au moins 4 points :

1. estimation de e entre 600 et 750 Hz ; e est fixé à 33.8 mm ;
2. estimation de α_∞ entre 1350 et 1700 Hz ; α_∞ est fixé à 3.069 ;
3. estimation de Φ entre 1550 et 1700 Hz ; Φ est fixé à 0.247 ;
4. estimation de σ entre 600 et 1700 Hz ; σ est fixé à 14761 Nm⁻⁴s.

Le tableau III.9 présente les jeux de paramètres estimés lors de ces inversions successives.

Paramètres	Φ	σ (Nm ⁻⁴ s)	α_∞	e (mm)
1 ^{re} inversion	0.05	150000	10	33.8
2 ^e inversion	0.35	2859	3.069	33.8
3 ^e inversion	0.247	27180	3.069	33.8
Dernière inversion	0.247	14761	3.069	33.78

Tableau III.9 – Jeux de paramètres estimés à partir des mesures Séparation de signaux *in situ* lors de la procédure d'inversion guidée sur α

La figure III.27 présente les courbes issues des mesures et du modèle à l'aide des paramètres estimés lors de la procédure présentée ci-dessus. Le modèle retrouve bien le premier pic d'absorption ; le second pic semble pouvoir correspondre en fréquences, mais pas en amplitude, mais la mesure, très bruitée après 1700 Hz, ne permet pas de conclure sur le sujet.

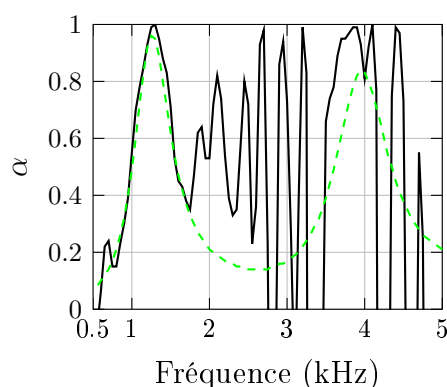


Figure III.27 – Mesures Séparation de signaux *in situ* - Comparaison mesures — et modèle issu de l'inversion ---

3.4.3 Comparaison des résultats obtenus à partir des trois méthodes de mesure

Le tableau III.10 récapitule les jeux de paramètres estimés avec la démarche d'inversion guidée à partir des résultats des trois méthodes de mesure, l'impédance et l'absorption pour la méthode Fonction de transfert, l'absorption seulement pour les méthodes Bruit ambiant et Séparation de signaux.

Paramètres	Φ	σ (Nm ⁻⁴ s)	α_∞	e (mm)
Fonction de transfert	0.271	22702	3.350	32.0
Bruit ambiant	0.35	38773	2.748	28.7
Séparation de signaux	0.247	14761	3.069	33.8

Tableau III.10 – Jeux de paramètres estimés à partir des trois méthodes mesures *in situ* lors de la procédure d'inversion guidée

On observe que les résultats obtenus avec les méthodes Fonction de transfert et Séparation de signaux semblent donner des résultats plus cohérents entre eux qu'avec la méthode Bruit ambiant. La méthode Fonction de transfert fournit des estimations comprises entre celles obtenues pour les 2 autres méthodes, hormis pour la tortuosité, pour laquelle son estimation est la plus élevée. Par ailleurs, toujours en exceptant ce paramètre, la différence entre les estimations Fonction de transfert - Bruit ambiant est deux fois supérieure à la différence des estimations Fonction de transfert - Séparation de signaux. Le fait que les estimations des paramètres issues des mesures réalisées avec la méthode Bruit ambiant soient éloignées des autres peut s'expliquer par le fait que les conditions de sollicitation du matériau y sont différentes (champ résultant diffus au lieu d'un champ résultant direct et réfléchi.)

Si on compare maintenant les sorties du modèle calculées à partir de ces jeux de paramètres (cf. figure III.28), on constate que cette tendance se retrouve sur l'impédance et le coefficient d'absorption. On retrouve par exemple le changement de porosité au niveau de la différence de pente à basses fréquences sur $\Im(Z_s/Z_0)$.

Par ailleurs, les modèles issus des estimations Fonction de transfert et Séparation de signaux correspondent notamment bien en fréquences, ce qui est le résultat d'estimations proches pour l'épaisseur et la tortuosité. On retrouve ainsi l'écart existant sur les mesures Bruit ambiant au niveau de la position fréquentielle du pic (cf. figure III.29). Cela prouve l'impact de la position fréquentielle du premier pic d'absorption, sur lequel une faible différence se répercute de manière visible sur les paramètres estimés grâce à la démarche d'inversion guidée.

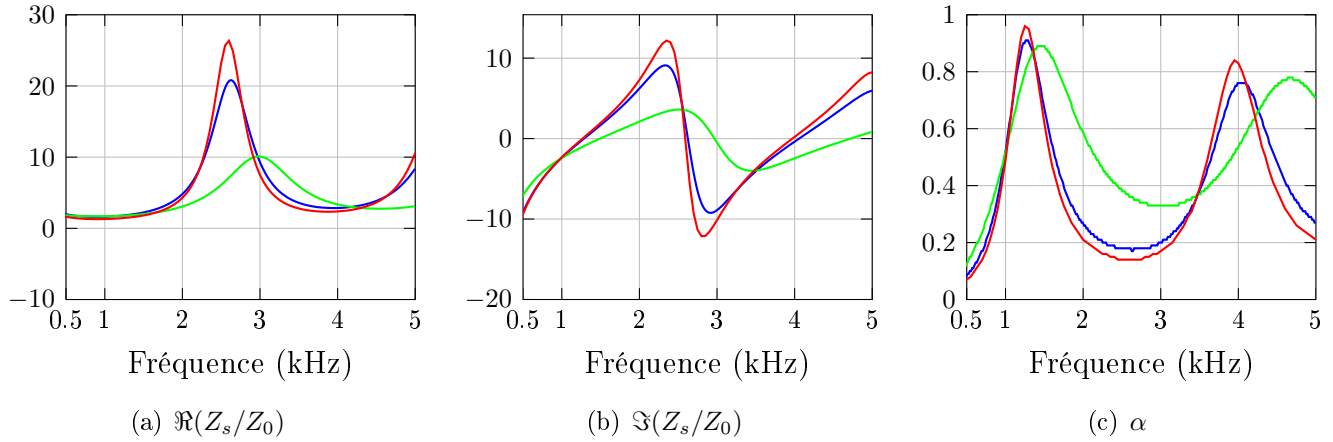


Figure III.28 – Comparaison des modèles issus de l'inversion à partir des méthodes Fonction de transfert —, Bruit ambiant — et Séparation de signaux —

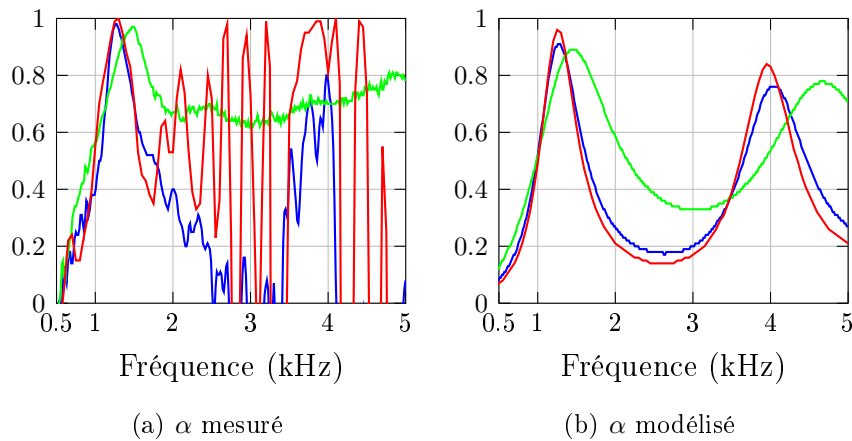


Figure III.29 – Coefficients d'absorption mesurés et modélisés à partir des méthodes Fonction de transfert —, Bruit ambiant — et Séparation de signaux —

4 Conclusion

Une méthode de caractérisation d'un matériau poreux à partir de la mesure *in situ* de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption a été proposée. Elle s'appuie sur une étude de sensibilité du modèle considéré aux paramètres, étude qui évolue au fur et à mesure de l'estimation successive des paramètres, et sur une démarche d'inversion numérique ciblée en fonction des résultats de cette étude.

Cette méthode a été testée sur des mesures réalisées en laboratoire, de manière à pouvoir être comparée avec une méthode de caractérisation validée faisant appel à d'autres grandeurs non accessibles *in situ*. Cette démarche a permis de s'assurer de la pertinence

des estimations obtenues. Elle a ensuite été appliquée à des mesures *in situ* et fournit des résultats qui semblent satisfaisants. La porosité, la résistivité et la tortuosité semblent donc pouvoir être estimées correctement à partir d'une mesure de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption *in situ*.

En ce qui concerne les pistes d'amélioration, pour valider l'estimation de l'épaisseur, il serait intéressant de réaliser les mesures, soit sur un matériau dont on puisse prélever un échantillon pour accéder à la valeur de l'épaisseur, soit au même moment que les mesures d'épaisseur sur site, et sur revêtement parfaitement sec. Par ailleurs, des mesures valides à fréquences plus basses (avant 500 Hz) faciliteraient l'application de la méthode proposée.

Chapitre IV

Application : évaluation de l'évolution du colmatage d'un revêtement de chaussée poreux

Les chapitres précédents ont permis de mettre le place les outils nécessaires à la caractérisation d'un revêtement de chaussée poreux (chapitre [III](#)) par l'analyse inverse d'un modèle (chapitre [I](#)) à partir d'une méthode de mesure acoustique *in situ* (chapitre [II](#)).

Ces outils vont maintenant être appliqués à l'analyse du colmatage d'un revêtement poreux : il s'agit de tester si la méthode de caractérisation proposée permet de relier l'évolution des paramètres physiques du modèle au colmatage effectif du matériau.

Dans ce chapitre, le processus de colmatage d'un matériau granulaire est décrit (paragraphe [IV.1](#)) ; le protocole expérimental mis en place est ensuite présenté (paragraphe [IV.2](#)). Enfin, l'effet du colmatage sur les grandeurs acoustiques et sur les paramètres physiques est étudié (paragraphe [IV.3](#) et [IV.4](#)).

1 Le phénomène du colmatage

L'étude du processus de colmatage d'un milieu poreux se révèle intéressante non seulement du point de vue du matériau colmaté, comme c'est le cas pour les revêtements de chaussée poreux, mais aussi de celui du fluide transportant les particules colmatantes, notamment dans le cas du traitement des eaux usées (le matériau jouant alors le rôle de filtre) ou de l'étude de l'érosion des sols. Ce processus est généralement inscrit dans le contexte plus large du problème de la filtration d'un fluide contenant des particules en suspension par un milieu poreux.

1.1 Filtration d'un fluide contenant des particules en suspension par un milieu poreux : généralités

Le transport et la rétention des particules dans le milieu sont influencés par plusieurs facteurs, relatifs notamment aux particules colmatantes (taille et forme, densité, rugosité, etc) et au milieu poreux traversé (porosité, forme et taille des pores, etc). Plusieurs forces traduisent les interactions entre le milieu et les particules : gravité, inertie, hydrodynamique, etc.

Les phénomènes de filtration qui en résultent peuvent être classés en quatre catégories [Nadji 1998] :

- la filtration moyenne : lorsque la taille des pores est inférieure à la taille des particules, celles-ci restent bloquées en surface du matériau qui se colmate rapidement ;
- la filtration tangentielle : le fluide transportant les particules se déplace parallèlement à la surface du milieu poreux. En fonction du gradient de pression exercé sur le fluide, certaines particules (de taille inférieures à $1\ \mu\text{m}$) restent piégées dans le milieu ;
- la filtration en gâteau : d'abord les particules solides les plus grosses bloquent les pores en surface, puis les petites particules sont filtrées par la couche de surface et le reste du matériau ;
- la filtration en profondeur : les petites particules pénètrent dans le milieu poreux et se déposent à différentes profondeurs, du fait de mécanismes mécaniques et physico-chimiques.

Les sites de rétention des particules se présentent sous différentes formes dans le milieu poreux [Delachambre 1966, Herzig *et al.* 1970] :

- sites de surface : la particule de taille supérieure à celle des pores reste bloquée en surface du matériau ;
- sites de crevasse : la particule est bloquée entre deux surfaces voisines ;
- sites de constriction : le rétrécissement formé par deux surfaces proches retient la particule ;
- sites en caverne : la particule voyage dans un “bras-mort” qu'elle ne peut traverser (similaire aux pores non débouchants [Dupont *et al.* 2011, Dupont *et al.* 2013]).

La perte de perméabilité du milieu a lieu du fait de la combinaison de plusieurs situations : blocage de la section des pores par des particules en surface et à l'intérieur du matériau, et diminution du diamètre des pores, lorsque les particules se fixent à la surface du squelette dans toute l'épaisseur du matériau.

1.2 Le colmatage des revêtements de chaussée poreux

Le matériau colmatant dans le cas des chaussées poreuses est composé de sable, matières organiques, argile, papier, etc [Nadji 1998]. Il provient de particules provenant d'une part de l'environnement de la route (elles sont transportées par le vent), et d'autre part des véhicules qui y circulent.

Nadji, dans le cadre de sa thèse consacrée à l'étude du colmatage des revêtements de chaussée poreux [Nadji 1998], a montré que dans ce cas le colmatage se produisait en parallèle :

- par filtration en gâteau, les particules de taille supérieure à $10\ \mu\text{m}$ (appelées colmatant primaire) restant bloquées dans les 2 premiers centimètres de la chaussée ;
- par filtration en profondeur, les particules fines se déposant sur toute l'épaisseur du matériau et donnant de la cohésion au matériau colmatant.

Lorsque le matériau est entièrement colmaté, il se présente donc sous la forme d'un matériau bi-couche : le niveau supérieur est assimilable à une croûte solide d'une épaisseur de 3 à 5 mm ; au niveau inférieur les particules colmatantes n'ont pas atteint l'état de cohésion finale avec le squelette.

Cet état final du revêtement est retardé si la route en question est le site d'une circulation soutenue. En effet, les particules déposées à la surface du matériau peuvent être décollées par le contact avec le pneumatique.

Lors de l'état transitoire du revêtement en phase de colmatage, le matériau semble donc présenter un gradient de propriétés. Certains pores sont bouchés par des particules de taille supérieure à la leur, ce qui rompt l'écoulement du fluide ; d'autres le sont par la création de voiles et de ponts liés au dépôt des particules fines. Celles-ci entraînent enfin un rétrécissement de la surface des vides de par leur adhérence aux parois du squelette.

Si l'on considère l'effet de ces phénomènes sur les paramètres liés à la microstructure du matériau, qui ont été définis au chapitre I et estimés au chapitre III, on peut supposer les tendances suivantes :

- l'ajout de matière solide dans le matériau entraîne une diminution de la **porosité** ;
- le piégeage des particules les plus grosses dans les sections de certains pores et la création de voiles et de ponts rompt l'écoulement du fluide et allonge le trajet parcouru par l'onde acoustique pour traverser le matériau ; cela devrait se traduire pour une augmentation de la **tortuosité** ;
- enfin, le blocage de certains pores tout comme la diminution du diamètre des pores doit tendre à diminuer la perméabilité du matériau, et donc augmenter sa **résisti-**

vité.

Il est cependant difficile d'évaluer *a priori* dans quelle mesure le colmatage affecte ces paramètres, et si leur évolution peut traduire une diminution notable des performances acoustiques du matériau.

Dans le cadre d'une opération de recherche traitant du colmatage des revêtements de chaussée poreux au Danemark [Dan 2002], il a été montré que les mesures de perméabilité par la méthode du tube de Becker (norme NF EN 12697-40 [12697-40 2012]), résultant en un classement du revêtement en une des trois catégories de perméabilité (faible, moyenne et haute), ne permettent de révéler le colmatage du revêtement que lorsque le phénomène est déjà très avancé. Les mesures de bruit sont décrites comme un outil de diagnostic plus adapté.

Enfin, des opérations de décolmatage [Dan 2002, Al-Rubaei *et al.* 2012] semblent permettre de restituer au revêtement ses performances acoustiques initiales si elles sont entreprises à temps, ce qui n'est pas le cas lorsque l'état de colmatage du matériau est trop avancé.

Il semble donc essentiel de pouvoir disposer d'un critère qualitatif et quantitatif permettant d'indiquer l'état de colmatage d'un revêtement, et ainsi de planifier les opérations de décolmatage au moment opportun pour leur efficacité. On a vu que les mesures de bruit paraissent un meilleur outil que les mesures de perméabilité réalisées *in situ* pour évaluer l'avancement du colmatage, et que celui-ci a vocation à affecter les paramètres liés à la microstructure du revêtement. L'estimation de ces paramètres par le biais de mesures acoustiques paraît ainsi une perspective intéressante dans ce contexte. Le paragraphe IV.2 décrit donc le protocole expérimental mis en place pour tenter de relier l'évolution du colmatage à celle des paramètres considérés.

2 Expérimentation mise en place

L'une des applications possibles de ce travail est de pouvoir accéder à l'évolution du colmatage par le biais de son action sur les paramètres caractérisant le revêtement. En ce sens, il nous est apparu nécessaire de disposer de données objectives permettant de relier l'état de colmatage du milieu poreux aux grandeurs acoustiques étudiées.

Il était, par ailleurs, important que le milieu soit colmaté progressivement par ajout maîtrisé de matière, de manière à pouvoir accéder par un calcul simple à la porosité.

Le colmatage progressif d'un échantillon de chaussée poreuse a donc été réalisé par

l'expérimentation décrite ci-après. Celle-ci présente néanmoins l'inconvénient de créer un colmatage en profondeur sur le matériau, ne représentant donc qu'une partie du colmatage qui a lieu en réalité *in situ*.

2.1 Matériau colmatant

La paraffine a été choisie comme matériau colmatant. En effet ce matériau présente l'intérêt de se présenter sous une phase solide ou une phase liquide en fonction de la température, tout à fait adapté à l'expérimentation proposée : le matériau sous sa phase liquide peut pénétrer dans le matériau par les pores et sur toute l'épaisseur de l'échantillon ; il fige ensuite, et passé à l'état solide il peut en première approximation être considéré comme appartenant au squelette du matériau, qui a donc augmenté de volume.

Les caractéristiques de la paraffine utilisée sont résumées dans le tableau IV.1. Sa faible température de changement de phase permet une manipulation facile du matériau.

Température de changement de phase	Densité à l'état solide	Densité à l'état liquide	Taux d'expansion
37 ° C	870 kg/m ³	779 kg/m ³	12%

Tableau IV.1 – Caractéristiques de la paraffine utilisée pour le colmatage de l'échantillon

2.2 Mode opératoire

L'échantillon choisi pour cette expérimentation est le revêtement 1 ayant fait l'objet des mesures d'impédance permettant de tester la méthode d'identification des paramètres (cf. paragraphe III.3.3). C'est un échantillon de Béton Bitumineux Drainant, de diamètre 10 cm et d'épaisseur 5.4 cm. Sa masse est de 676 g environ. Les mesures directes de sa porosité et de sa résistivité ont donné respectivement les valeurs suivantes : 0.28 et 3198Nm⁻⁴s. Les granulats qui le composent sont de taille inférieure à 10 mm, les plus gros pores étant inférieurs à 4 mm.

A chaque étape du colmatage, les opérations successives suivantes ont été menées :

- chauffage limité de l'échantillon afin d'éviter que la paraffine ne fige à sa surface (le chauffage a été obtenu en plaçant l'échantillon près d'une source de chaleur) ;
- mesure de la température de l'échantillon ;
- ajout de paraffine sur l'échantillon ; la masse de paraffine ajoutée est connue par la mesure du poids du récipient contenant la paraffine avant et après ajout ;

- mesures au tube d'impédance à différents temps de séchage, jusqu'à environ 20 mn ;
- nouvelle mesure de la température de l'échantillon.

Le colmatage de l'échantillon a été réalisé en 10 étapes, jusqu'à ce que l'absorption acoustique mesurée soit proche de 0.

La figure IV.1 présente une coupe de l'échantillon ayant fait l'objet de l'expérimentation. On peut observer que la paraffine s'est bien répandue sur toute l'épaisseur de l'échantillon.



Figure IV.1 – Coupe de l'échantillon colmaté à l'issue de l'expérimentation

Le tableau IV.2 présente la quantité de paraffine liquide ajoutée à chaque stade de colmatage, ainsi que la température de l'échantillon mesurée avant la première mesure et après la dernière mesure au tube d'impédance, et le temps de séchage correspondant à la dernière mesure. Le volume libre initial, qui s'élève à environ 110 cm^3 , a été calculé à partir du volume total de l'échantillon (392 cm^3 environ) et de la porosité mesurée à l'état initial (0.28). Cette donnée permet de calculer le pourcentage du volume des vides initial que représente la quantité de paraffine ajoutée à chaque stade, à l'état liquide puis à l'état solide. Une estimation de la porosité peut également être obtenue par ce biais (cf. paragraphe IV.4.2).

2.3 Effet de l'élévation de température de l'échantillon sur les mesures

Des mesures au tube d'impédance sur l'échantillon non colmaté ont été réalisées avant et après chauffage de l'échantillon, de manière à voir si l'élévation de température a un effet

Stade de colmatage	Masse de paraffine ajoutée	% Vo-lume libre (liquide)	% Vo-lume libre (solide)	Temp. avant 1 ^e mesure	Temp. après dernière mesure	Temps de séchage max
1	8.07 g	9.4%	8.4%	30.6 ° C	25 ° C	18 mn
2	6.99 g	8.2%	7.3%	30.5 ° C	27 ° C	15 mn
3	9.05 g	10.6%	9.5%	30.6 ° C	26.9 ° C	20 mn
4	8.71 g	10.2%	9.1%	30.4 ° C	27 ° C	18 mn
5	7.50 g	8.8%	7.8%	30.7 ° C	26.8 ° C	19 mn
6	7.58 g	8.9%	7.9%	30.4 ° C	27.3 ° C	19 mn
7	8.70 g	10.2%	9.1%	30.4 ° C	25.2 ° C	30 mn
8	8.40 g	9.8%	8.8%	30.2 ° C	26.4 ° C	18 mn
9	8.73 g	10.2%	9.1%	30.1 ° C	26.8 ° C	22 mn
10	8.67 g	10.1%	9.1%	30.0 ° C	27.2 ° C	16 mn

Tableau IV.2 – Données relevées à chaque stade de colmatage

sur les grandeurs acoustiques mesurées. La figure IV.2 présente l'impédance de surface et le coefficient d'absorption de l'échantillon à température ambiante (23 ° C), puis à la température de 31 ° C . Les courbes présentent peu de différences jusqu'à environ 1200 Hz, voire 1700 Hz pour le coefficient d'absorption. En revanche, la différence est notable entre 1200 et 2000 Hz pour l'impédance.

La figure IV.3 présente les grandeurs acoustiques calculées avec le modèle de Zwikker & Kosten étendu, pour les paramètres correspondant à l'échantillon de mesure (valeurs mesurées pour la porosité et la résistivité et valeur estimée par la méthode Olny-Panneton pour la tortuosité, cf. tableau III.1 du paragraphe III.3.3.2), pour une température de l'air de 23 ° C et 40 ° C . La différence entre les courbes correspond à celle observée sur les courbes expérimentales pour l'absorption ; en revanche en ce qui concerne l'impédance, la différence entre les courbes théoriques est visible mais beaucoup moins prononcée que sur les courbes expérimentales.

Enfin, la figure IV.4 présente deux mesures réalisées à plusieurs semaines d'intervalle sur le même échantillon à 23 ° C . On constate une légère différence entre les courbes à partir de 1200 Hz.

On en conclut donc que la différence observée sur la figure IV.2 entre les courbes à 23 ° C et à 40 ° C provient majoritairement de l'incertitude de mesure, le gradient de température dans le tube pouvant également jouer un rôle non négligeable. Pour s'en affranchir, les données de mesure ne seront utilisées dans la suite que sur la gamme 200-1200 Hz.

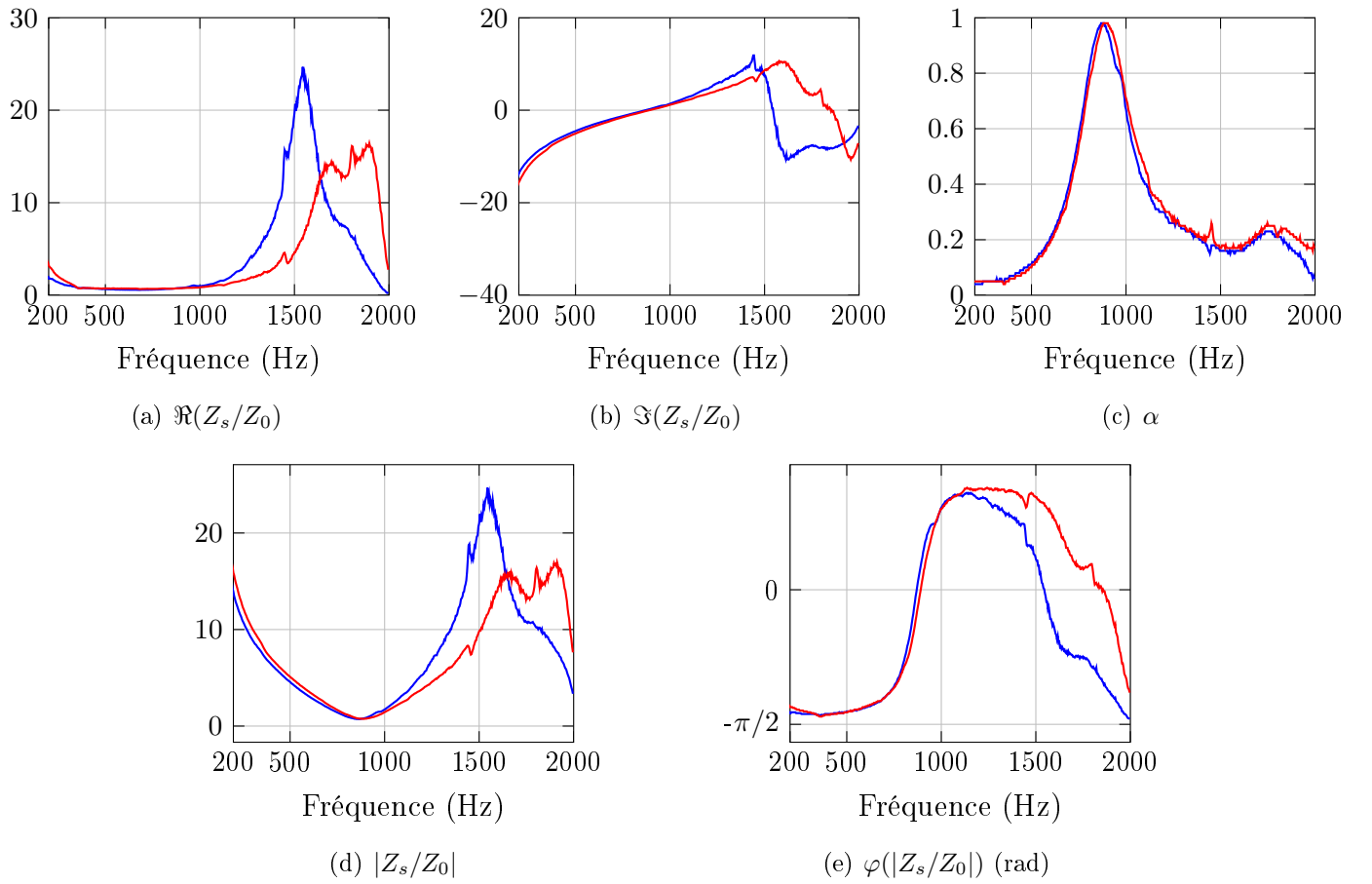


Figure IV.2 – Impédance de surface et coefficient d'absorption de l'échantillon à 23 °C — puis chauffé à 31 °C —

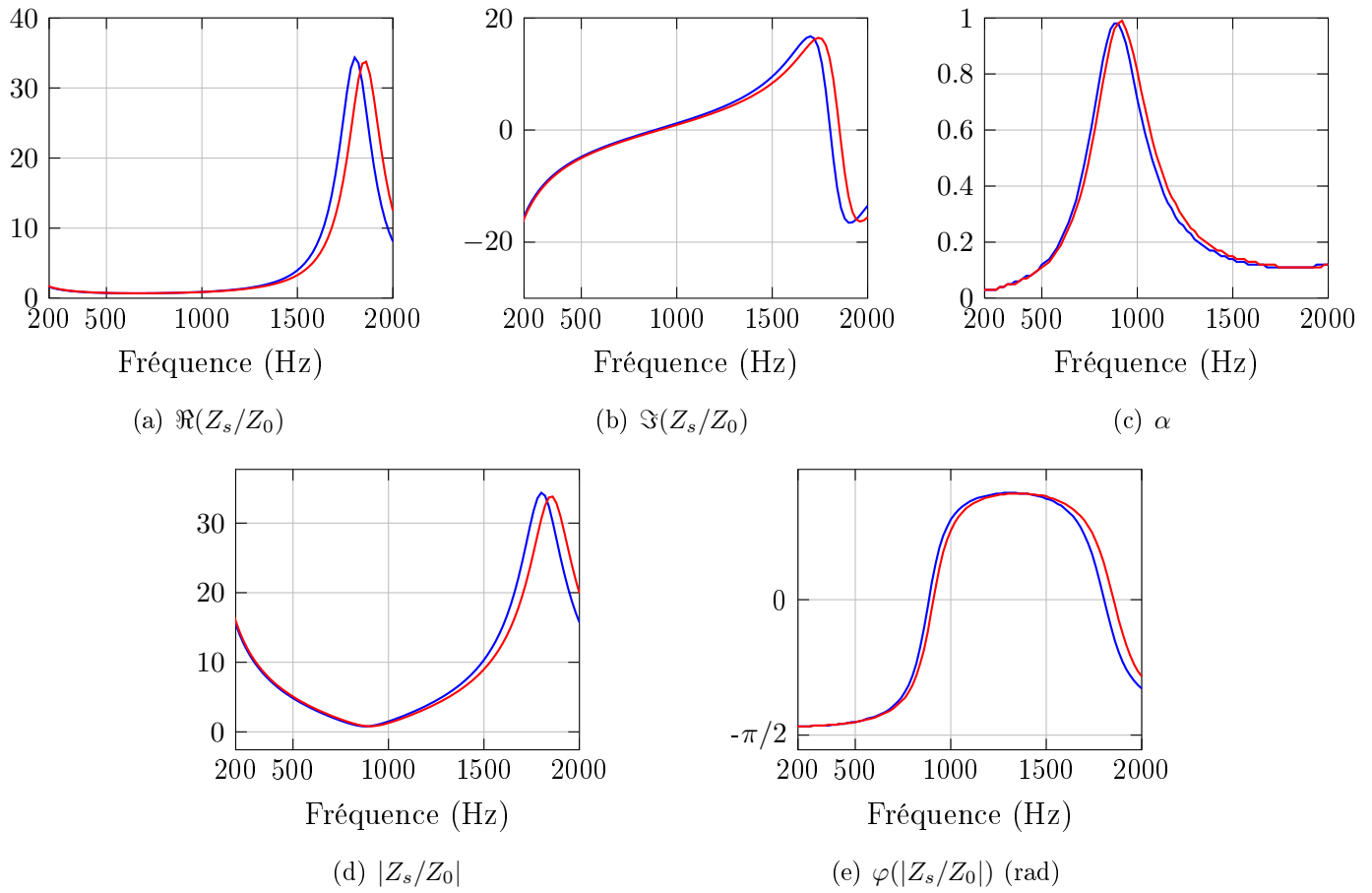


Figure IV.3 – Impédance de surface et coefficient d'absorption de l'échantillon, modèle de Zwikker & Kosten étendu, à 23 °C — et 40 °C —

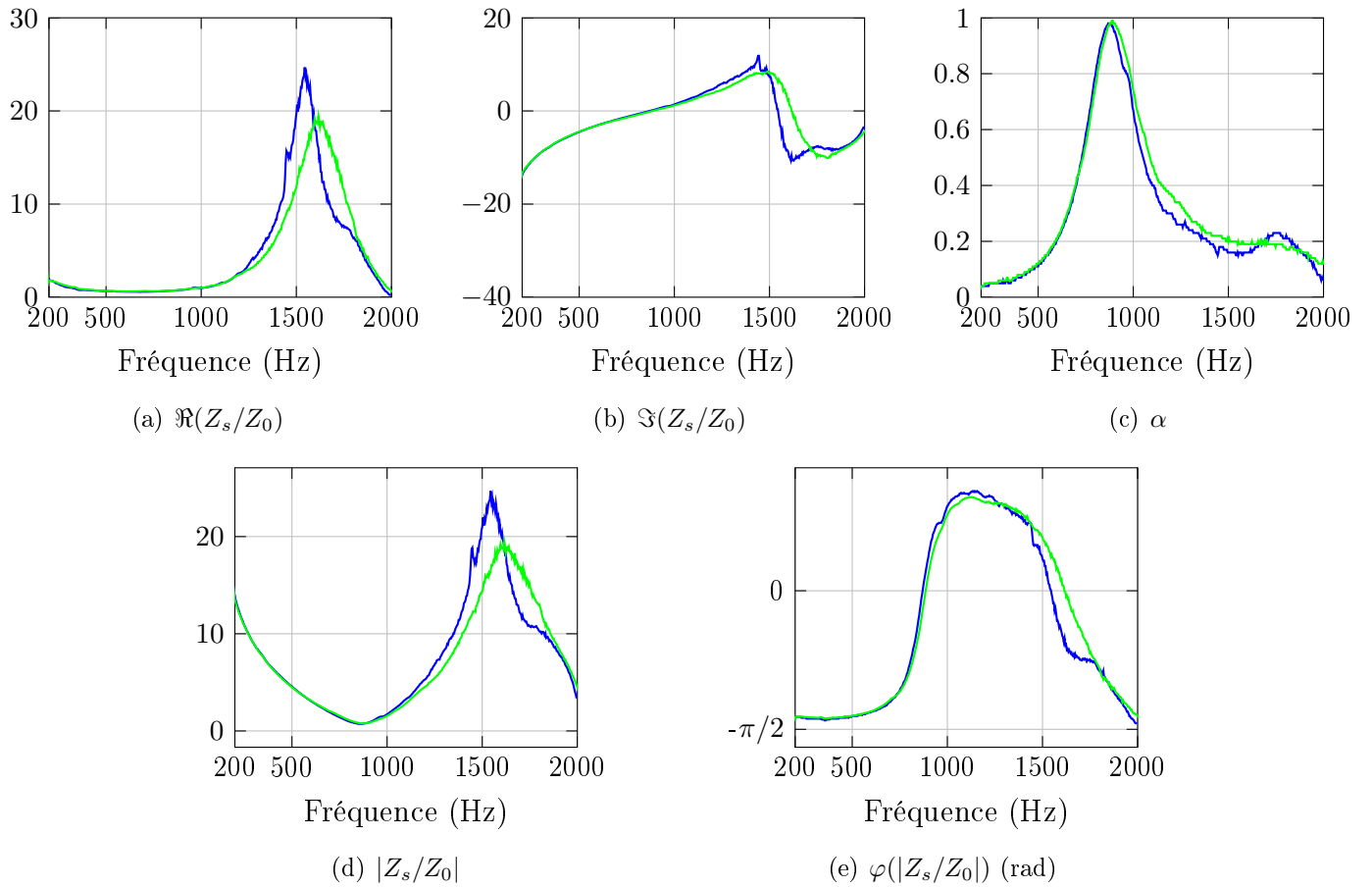


Figure IV.4 – Impédance de surface et coefficient d'absorption de l'échantillon, mesure 1 — et mesure 2 —, à température ambiante

Enfin, la figure IV.5 présente les résultats des mesures sur l'échantillon au premier stade du colmatage, mesures réalisées respectivement à $t = t_0$ (dès que la paraffine a figé), $t = t_0 + 6\text{mn}$, $t = t_0 + 12\text{mn}$ et $t = t_0 + 18\text{mn}$. On peut constater que la première mesure exceptée, les courbes sont très proches les unes des autres. On admettra donc que la mesure réalisée après le plus long temps de séchage correspond à une mesure avec la paraffine à l'état solide et l'échantillon à température ambiante; c'est cette mesure qui sera analysée par la suite pour chaque stade de colmatage, après un temps de séchage allant de 15 à 30 mn.

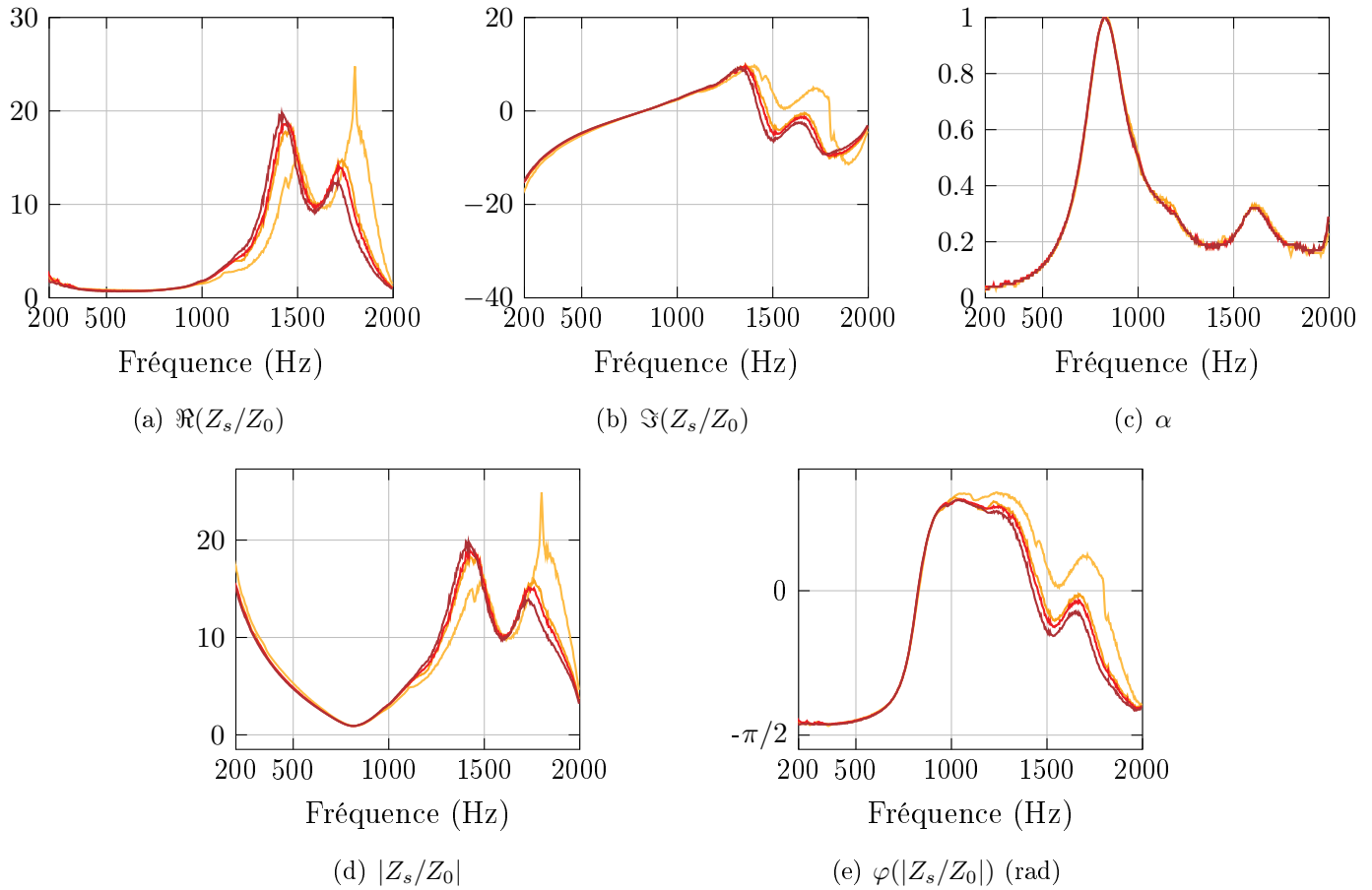


Figure IV.5 – Impédance de surface et coefficient d'absorption de l'échantillon au stade de colmatage 1, aux temps de séchage t_0 —, $t_0 + 6\text{mn}$ —, $t_0 + 12\text{mn}$ —, $t_0 + 18\text{mn}$ —

3 Évolution de l'absorption et de l'impédance avec le colmatage

3.1 Effet du colmatage sur l'absorption

La figure IV.6 présente le coefficient d'absorption de l'échantillon aux 10 stades de colmatage. La figure IV.7 zoome sur la zone de fréquence correspondant au premier pic d'absorption. Le stade de colmatage 10, ne présentant presque plus d'absorption, a été omis.

On constate que le premier stade de colmatage a pour effet l'augmentation du premier pic d'absorption, ainsi que son décalage vers les basses fréquences, l'absorption sur toute la gamme de fréquence diminuant de ce fait.

Le second stade de colmatage n'a pas d'effet sur l'amplitude du pic, mais accentue le décalage fréquentiel. Les autres stades entraînent une diminution du pic d'absorption, due principalement à l'augmentation de la résistivité, et le même décalage fréquentiel.

La diminution des performances acoustiques est progressive et régulière, hormis au stade 6 qui voit une baisse brutale du pic d'absorption.

Le colmatage a donc un effet très visible sur le coefficient d'absorption acoustique de l'échantillon, qui se traduit par le décalage fréquentiel du pic d'absorption et la diminution de son amplitude. Une étude paramétrique du modèle de Zwicker & Kosten étendu amène à conclure que l'évolution de l'amplitude du pic (y compris la première augmentation), provient de l'augmentation de la résistivité. Le décalage vers les basses fréquences semble être un effet conjoint de l'augmentation de la résistivité et de la tortuosité. Le rétrécissement de la base du pic d'absorption peut quant à lui être provoqué par la diminution de porosité. Le paragraphe IV.4 étudie plus en détails l'effet du colmatage sur les paramètres intrinsèques.

3.2 Effet du colmatage sur l'impédance

Les figures IV.8 à IV.11 présentent les parties réelle et imaginaire ainsi que l'amplitude et la phase des impédances de surface mesurées sur l'échantillon non colmaté et aux 8 stades de colmatage (les stades 9 et 10 produisant des mesures trop bruitées en impédance pour être exploitables).

On constate que le colmatage de l'échantillon a pour effet le décalage vers les basses fréquences du pic de $\Re(Z_s/Z_0)$ ainsi que son augmentation jusqu'au stade 3, à partir

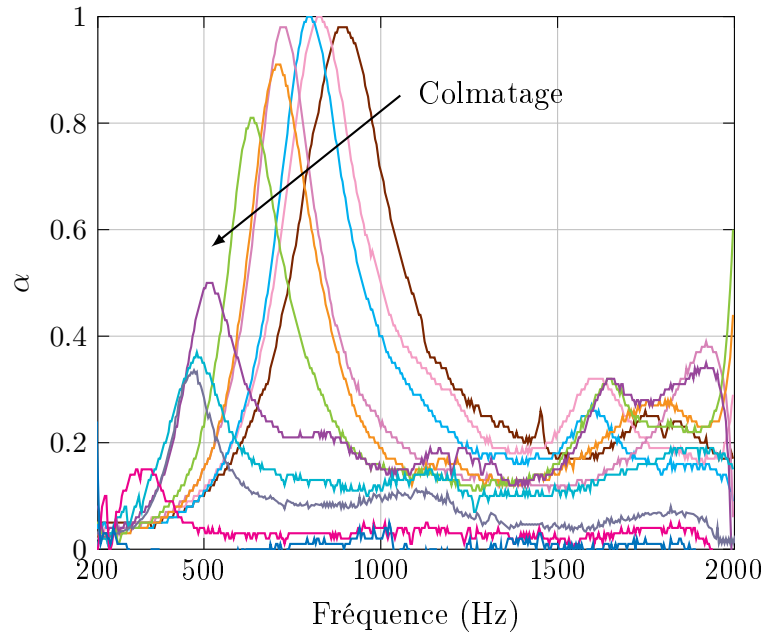


Figure IV.6 – Coefficient d'absorption de l'échantillon non colmaté — et aux stades de colmatage 1 —, 2 —, 3 —, 4 —, 5 —, 6 —, 7 —, 8 —, 9 — et 10 —

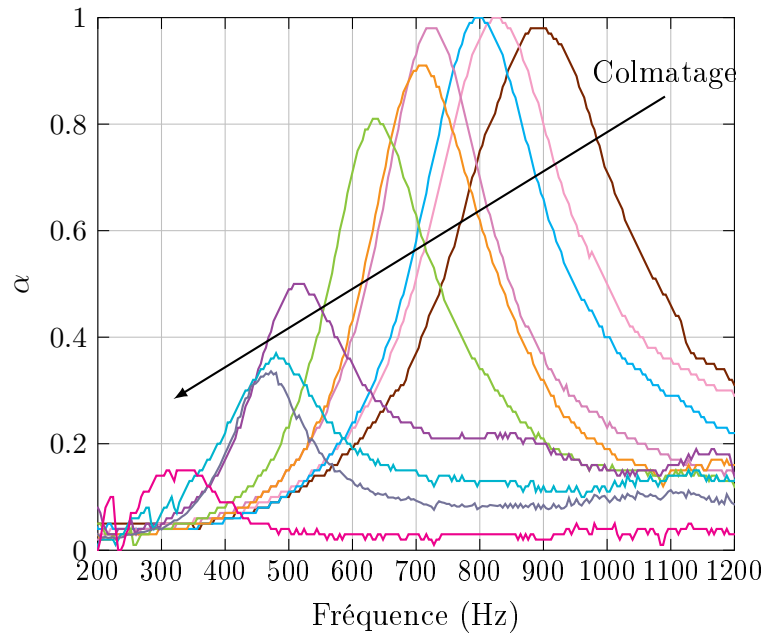


Figure IV.7 – Coefficient d'absorption de l'échantillon non colmaté — et aux stades de colmatage 1 —, 2 —, 3 —, 4 —, 5 —, 6 —, 7 —, 8 —, 9 — - premier pic d'absorption

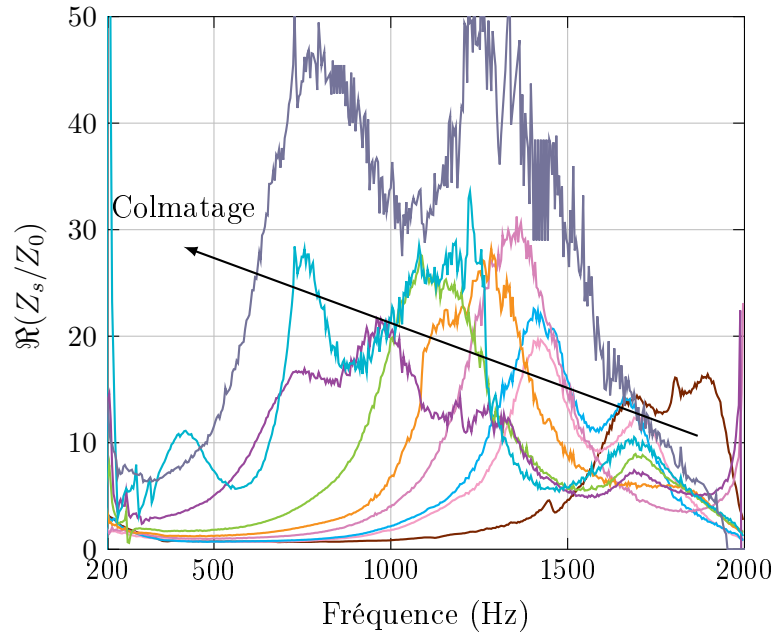


Figure IV.8 – Partie réelle de l'impédance de surface de l'échantillon non colmaté — et aux stades de colmatage 1 —, 2 —, 3 —, 4 —, 5 —, 6 —, 7 —, 8 —

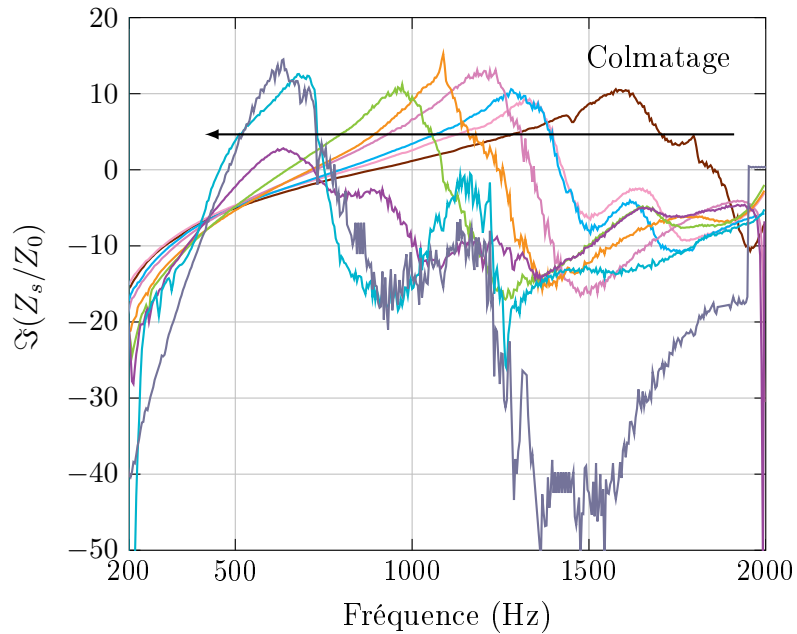


Figure IV.9 – Partie imaginaire de l'impédance de surface de l'échantillon non colmaté — et aux stades de colmatage 1 —, 2 —, 3 —, 4 —, 5 —, 6 —, 7 —, 8 —

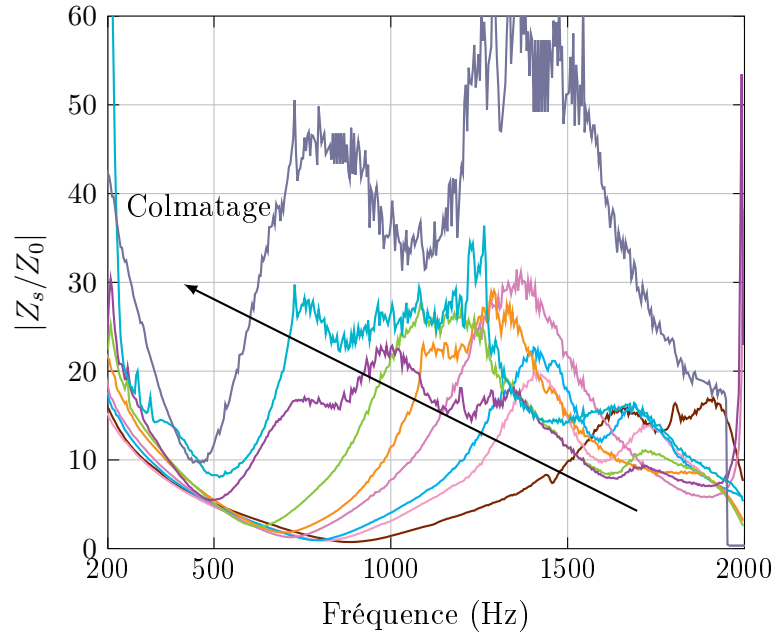


Figure IV.10 – Amplitude de l'impédance de surface de l'échantillon non colmaté — et aux stades de colmatage 1 —, 2 —, 3 —, 4 —, 5 —, 6 —, 7 —, 8 —

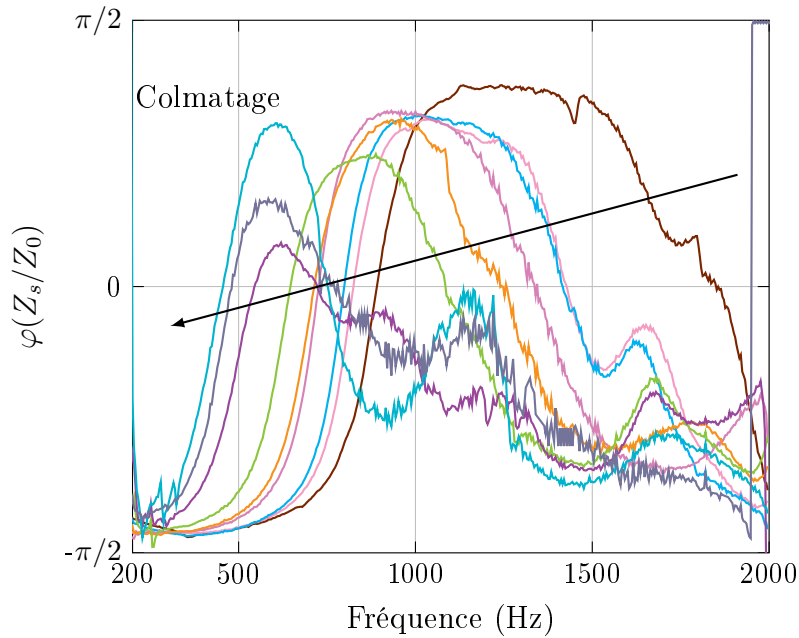


Figure IV.11 – Phase de l'impédance de surface de l'échantillon non colmaté — et aux stades de colmatage 1 —, 2 —, 3 —, 4 —, 5 —, 6 —, 7 —, 8 —

duquel l'amplitude du pic diminue comme sur le coefficient d'absorption. L'évolution de l'amplitude du pic est due aux effets conjoints des trois paramètres, la diminution de porosité et l'augmentation de tortuosité entraînant son augmentation, et l'augmentation de résistivité sa diminution, ce dernier effet devenant significatif pour de fortes valeurs de σ . L'évolution de Φ et σ amène également l'élargissement de la base du pic, à l'inverse de la tortuosité. Enfin, c'est toujours la tortuosité qui est à l'origine du décalage du pic vers les basses fréquences.

En ce qui concerne la partie imaginaire de l'impédance, le colmatage se traduit par le même décalage du pic vers les basses fréquences, son amplitude à peu de choses près constante, par le rétrécissement de sa base et par l'augmentation de la pente de la courbe à basses fréquences. Comme il a été montré au paragraphe III.2.3.3 que la porosité est le paramètre principalement influent sur $\Im(Z_s/Z_0)$ à basses fréquences, ce dernier effet peut lui être directement imputé. Par ailleurs, si l'amplitude du pic évolue peu c'est que les effets des paramètres (porosité et tortuosité pour l'augmentation et résistivité pour la diminution) semblent s'annuler. La tortuosité a le même effet de décalage vers les basses fréquences, et est responsable de la contraction de la base du pic.

Le décalage fréquentiel se retrouve sur l'amplitude et la phase de l'impédance. Le pic de l'amplitude augmente avec le colmatage, tandis que celui de la phase diminue.

L'effet du colmatage sur l'impédance et le coefficient d'absorption étant notable, il s'agit maintenant d'étudier si cette évolution se retrouve au niveau de celle des paramètres intrinsèques du matériau. Plusieurs méthodes vont donc être utilisées pour les évaluer à chaque stade de colmatage, notamment la méthode de caractérisation des revêtements poreux à partir d'une mesure *in situ* présentée au paragraphe III.

4 Évolution des paramètres avec le colmatage

4.1 Modes d'estimation utilisés

Des mesures directes de la porosité et de la résistivité à chaque stade de colmatage auraient été la méthode la plus rigoureuse pour suivre finement leur évolution au fur et à mesure du phénomène.

Le protocole expérimental mis en place se prêtant difficilement à la manipulation de l'échantillon à chaque stade de colmatage, la mesure directe de la résistivité n'a pas été réalisée. De plus, la mesure de la porosité étant réalisée par immersion, elle n'était pas envisageable ici, puisqu'elle risquait de détériorer la paraffine présente à l'intérieur du

squelette, et donc de modifier le volume des pores considéré.

C'est pourquoi plusieurs méthodes indirectes ont donc été utilisées pour évaluer les paramètres à chaque stade de colmatage :

- la porosité a pu être évaluée simplement à partir de l'estimation du volume des vides en fonction du volume de paraffine ajouté ;
- Φ et σ ont également été estimées grâce à la limite basses fréquences du module d'incompressibilité et de la densité équivalentes ;
- une estimation est fournie pour la tortuosité grâce à sa relation avec la fréquence du pic d'absorption ;
- la tortuosité a été estimée par la méthode d'inversion analytique d'Olny et Panneton [Panneton & Olny 2006, Olny & Panneton 2008], comme au paragraphe III.3, à partir des estimations basses fréquences de Φ et σ ;
- enfin, la méthode d'inversion guidée proposée au même paragraphe III.3 a été utilisée.

En ce qui concerne cette dernière méthode, les intervalles de variation des paramètres ont été modifiés au fur et à mesure de l'évolution du colmatage, pour prendre en compte la connaissance acquise lors de l'application de la méthode aux stades précédents. De plus, les mesures aux stades de colmatage les plus avancés présentent des résultats plus bruités, notamment à basses fréquences.

De ce fait, les résultats des études de sensibilité ont mis en lumière des gammes de fréquence différentes dans l'avancement de la démarche ; il s'est également avéré nécessaire de tenir compte des gammes de fréquence sur lesquelles les mesures n'étaient pas fiables. Le tableau IV.3 présente donc les inversions réalisées à chaque stade de colmatage pour évaluer les paramètres, et précise les intervalles de variation des paramètres utilisés pour les études de sensibilité et la recherche des solutions. Les stades 9 et 10, présentant des résultats trop bruités, n'ont pu être exploités pour l'estimation des paramètres.

4.2 Évolution de la porosité

Le volume de paraffine ajouté à chaque stade a été calculé à partir de la masse de paraffine et de la densité de la paraffine sèche. De cette manière, le volume des pores à chaque stade de colmatage est connu, ainsi que la porosité.

La porosité a également été estimée en utilisant la limite basses fréquences du module d'incompressibilité $K_{eq}(\omega)$, avec P_0 la pression de l'air :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Re(K_{eq}(\omega)) = \frac{P_0}{\Phi} \quad (\text{IV.1})$$

Stade	Intervalles	Paramètre	Fréquence (Hz)	Inversion sur
0	$\Phi \in [0.05 - 0.35]$	Φ	200-540	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\sigma \in [1 - 150] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	σ	200-840	$\Re(Z_s/Z_0)$
	$\alpha_\infty \in [1 - 10]$	α_∞	200-2000	α
1	$\Phi \in [0.05 - 0.30]$	Φ	200-540	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\sigma \in [1 - 150] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	σ	200-840	$\Re(Z_s/Z_0)$
	$\alpha_\infty \in [1 - 10]$	α_∞	200-2000	α
2	$\Phi \in [0.05 - 0.30]$	Φ	200-540	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\sigma \in [1 - 150] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	σ	200-840	$\Re(Z_s/Z_0)$
	$\alpha_\infty \in [1 - 10]$	α_∞	200-2000	α
3	$\Phi \in [0.05 - 0.28]$	Φ	200-420	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\sigma \in [2 - 150] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	σ	200-580	$\Re(Z_s/Z_0)$
	$\alpha_\infty \in [2 - 10]$	α_∞	200-1200	α
4	$\Phi \in [0.05 - 0.25]$	Φ	200-420	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\sigma \in [2 - 150] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	σ	200-580	$\Re(Z_s/Z_0)$
	$\alpha_\infty \in [2 - 10]$	α_∞	200-1200	α
5	$\Phi \in [0.05 - 0.22]$	α_∞	780-1000	α
	$\sigma \in [2 - 150] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	Φ	200-540	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\alpha_\infty \in [2 - 10]$	σ	200-1200	α
6	$\Phi \in [0.05 - 0.20]$	α_∞	500-700	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\sigma \in [2 - 150] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	Φ	200-540	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\alpha_\infty \in [2 - 10]$	σ	200-1200	α
7	$\Phi \in [0.05 - 0.17]$	α_∞	520-740	α
	$\sigma \in [30 - 150] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	Φ	520-720	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\alpha_\infty \in [5 - 15]$	σ	200-1200	α
8	$\Phi \in [0.05 - 0.15]$	α_∞	380-520	$\Im(Z_s/Z_0)$
	$\sigma \in [50 - 200] \text{ kNm}^{-4}\text{s}$	Φ	200-400	α
	$\alpha_\infty \in [7 - 15]$	σ	200-1200	α

Tableau IV.3 – Inversions réalisées à chaque stade de colmatage lors de l'estimation des paramètres par la méthode d'inversion guidée

La figure IV.12 présente $\frac{\Re(K_{eq}(\omega))}{P_0}$ entre 200 et 800 Hz. Les stades 7, 9 et 10 ont été omis car ils présentent des mesures trop bruitées pour être exploitables.

On constate une augmentation régulière entre les stades 0 et 5, puis une augmentation forte jusqu'au stade 8, les stades 4 et 6 se comportant toutefois différemment. Le stade 6 correspond d'ailleurs à une chute plus prononcée de l'absorption (cf. figure IV.7).

Le tableau IV.4 présente l'évolution de la porosité au fur et à mesure du colmatage artificiel de l'échantillon, la porosité de l'étape 0 correspondant à la porosité mesurée sur l'échantillon d'origine. Dans ce tableau, Φ_{calcul} correspond à la porosité calculée à partir de la masse de paraffine ajoutée à chaque étape de colmatage, $\Phi_{estimation}$ à la porosité

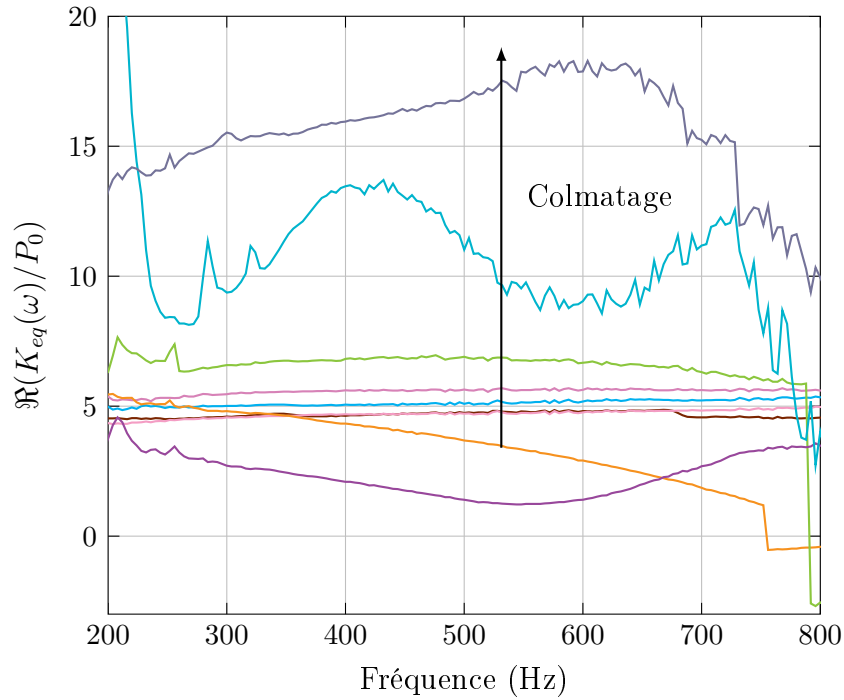


Figure IV.12 – Partie réelle de $K_{eq}(\omega)/P_0$ de l'échantillon non colmaté — et aux stades de colmatage 1 —, 2 —, 3 —, 4 —, 5 —, 6 —, 7 —, 8 —

estimée à partir de la limite basses fréquences de $\Re(K_{eq}(\omega))$ selon l'équation (IV.1) et $\Phi_{inversion}$ à la porosité estimée à partir de la démarche d'inversion guidée.

La figure IV.13 présente les courbes de l'évolution de la porosité en fonction du volume de paraffine ajouté (en pourcentage du volume des pores initial).

La porosité, étant le paramètre contrôlé dans ce protocole par l'ajout de matériau au squelette de l'échantillon, diminue linéairement. On constate que la méthode d'inversion guidée permet de retrouver cette évolution de manière assez précise.

4.3 Évolution de la résistivité

La résistivité est évaluée grâce à la limite basses fréquences de la partie imaginaire de la densité équivalente $\rho_{eq}(\omega)$ du matériau, avec ω la pulsation :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \Im(\rho_{eq}(\omega)) = -\frac{\sigma}{\omega} \quad (\text{IV.2})$$

La figure IV.14 présente $\frac{\Im(\rho_{eq}(\omega))}{\rho_0}$ entre 200 et 800 Hz. Les stades 7, 9 et 10 ont été

Étape de colmatage	Volume ajouté (% V total)	Volume ajouté (% V libre)	Φ_{calcul}	$\Phi_{estimation}$	$\Phi_{inversion}$
0	0	0	0.28	0.29	0.286
1	2.4	8.4	0.256	0.285	0.279
2	4.4	15.7	0.236	0.265	0.246
3	7.1	25.2	0.209	0.24	0.201
4	9.6	34.3	0.184	0.185	0.189
5	11.8	42.1	0.162	0.17	0.169
6	14.0	50.0	0.140	0.12	0.148
7	16.6	59.1	0.114	0.1	0.125
8	19.1	67.9	0.090	0.08	0.086
9	21.60	77	0.064	-	-
10	24.1	86.4	0.039	-	-

Tableau IV.4 – Évaluation de l'évolution de la porosité lors des étapes de colmatage

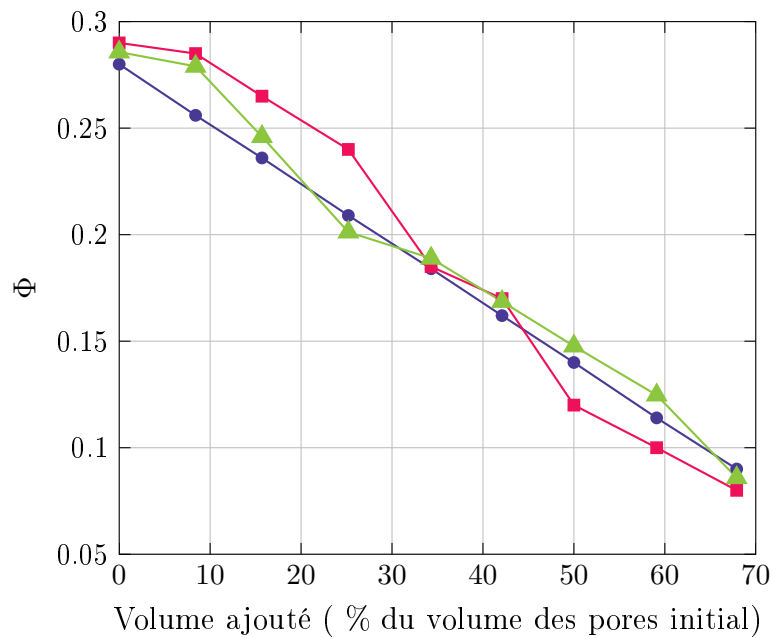


Figure IV.13 – Évolution de la porosité en fonction du volume de paraffine ajouté, par calcul —●—, par estimation BF —■— et par inversion —▲—

omis car ils présentent des mesures trop bruitées pour être exploitables.

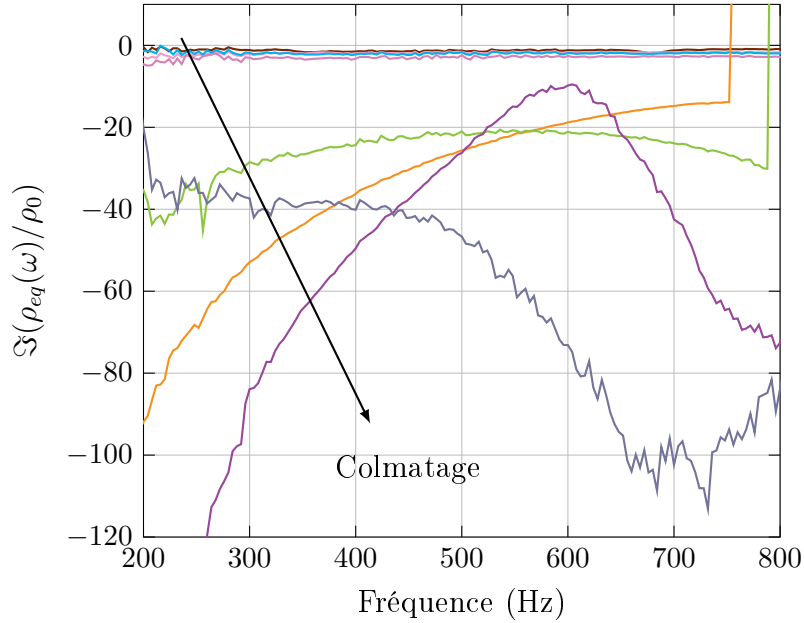


Figure IV.14 – Partie imaginaire de $\rho_{eq}(\omega)/\rho_0$ de l'échantillon non colmaté — et aux stades de colmatage 1 —, 2 —, 3 —, 4 —, 5 —, 6 —, 8 —

On constate une diminution régulière mais mesurée de la courbe entre les stades 0 à 3. Cette tendance s'accroît ensuite, avec une inversion pour les stades 4 et 5 (le stade 4 présentant déjà des résultats différents en ce qui concerne $\Re(K_{eq}(\omega))$).

Le stade 8 ne présente pas la diminution synonyme de l'augmentation de la résistivité. Cependant, la mesure de $K_{eq}(\omega)$ est liée à la mesure en transmission dans le tube, c'est-à-dire à la mesure de pression faite à l'arrière du matériau. Or, il est clair que lorsque le colmatage est avancé, l'onde arrivant à ce micro est très atténuée, et la précision de la mesure s'en ressent.

Ce point met ainsi en valeur un intérêt pour la méthode présentée au paragraphe III : en effet, elle est basée sur la mesure de l'impédance pour laquelle une mesure en réflexion suffit. Elle permet donc l'accès à la porosité pour des matériaux très résistifs pour lesquels la mesure en transmission peut se révéler problématique.

La résistivité est également estimée par la démarche d'inversion guidée proposée.

Le tableau IV.5 présente les estimations obtenues par chacune de ces méthodes pour chaque stade de colmatage, $\sigma_{estimation}$ faisant référence à l'estimation basses fréquences et $\sigma_{inversion}$ à l'estimation par la démarche d'inversion guidée.

Si on compare les résultats issus de l'inversion avec ceux issus de l'estimation basses

Étape de colmatage	Volume ajouté (% V total)	Volume ajouté (% V libre)	$\sigma_{estimation}$ (Nm ⁻⁴ s)	$\sigma_{inversion}$ (Nm ⁻⁴ s)
0	0	0	3108	4136
1	2.4	8.4	3804	3532
2	4.4	15.47	3979	4004
3	7.1	25.2	6700	3947
4	9.6	34.3	8800	5432
5	11.8	42.1	15070	15718
6	14.0	50.0	44125	53717
7	16.6	59.1	83060	95976
8	19.1	67.9	87840	98597

Tableau IV.5 – Évaluation de l'évolution de la résistivité (en Nm⁻⁴s) lors des étapes de colmatage

fréquences, on observe que les valeurs estimées aux premiers stades de colmatage sont proches ; aux stades 3 et 4 l'écart entre les estimations des deux méthodes est d'environ 3000 Hz. Aux derniers stades, la valeur estimée par la démarche d'inversion guidée est supérieure d'environ 10% à l'estimation basses fréquences. Cependant, on constate que la tendance des courbes est la même et que le point d'inflexion se situe au même stade de colmatage. On retrouve donc l'augmentation relative de la résistivité entre deux stades de colmatage avec les deux méthodes.

On note par ailleurs qu'un ajout de matériau équivalent à 25% de volume libre entraîne un doublement de la résistivité, un ajout de 35 % fait tripler la résistivité et un ajout de 42% la multiplie par 5.

Contrairement à la porosité, la résistivité évolue d'abord peu, puis augmente fortement. Le point critique se situe au stade de colmatage 5, où s'amorce l'augmentation, la résistivité étant quasiment multipliée par 3 entre les stades 4 et 5. Le stade 5 correspond par ailleurs au dernier stade avant une chute plus brusque de l'absorption de l'échantillon (voir figure IV.6). On retrouve donc bien l'évolution observée sur la figure IV.14.

On observe par ailleurs qu'alors que la porosité est divisée par un facteur compris entre 3 et 4 entre les stades 0 à 8 de colmatage, la résistivité est multipliée par un facteur proche de 30, soit une variation 10 fois plus importante que celle de la porosité.

Dans une perspective de suivi du colmatage d'un revêtement poreux avec pour objectif une action sur la chaussée, ce point d'amorce de l'augmentation de la résistivité pourrait donc être le signal pour le lancement d'une action de décolmatage du revêtement. En effet, il permet de détecter la chute du coefficient d'absorption du stade de colmatage suivant

avant qu'elle ne se produise.

On compare l'évolution de la résistivité en fonction de la porosité avec celle proposée par la loi de Kozeny-Carman [Auriault *et al.* 2009]. Cette loi permet de relier la perméabilité statique $\Pi(0)$ à la porosité :

$$\Pi(0) = \frac{1}{5} \left(\frac{R_e}{3} \right)^2 \frac{\Phi^3}{(1 - \Phi)^2} \quad (\text{IV.3})$$

Dans cette équation, R_e est le rayon équivalent des sphères composant le squelette du matériau. Si l'on considère un matériau théorique composé de cellules élémentaires de rayon R_c , contenant des sphères solides de rayon $\beta_c R_c$ [Boutin & Geindreau 2008], on a $R_e = \beta_c R_c$. Dans ce cas, il existe un lien direct entre la fraction solide β et la porosité Φ :

$$\Phi = 1 - \beta_c^3 \quad (\text{IV.4})$$

Si on fait intervenir l'écart à la situation initiale avant colmatage, on obtient la relation suivante :

$$\frac{\Pi(0)}{\Pi_{init}(0)} = \left(\frac{\beta_c}{\beta_{c,init}} \right)^2 \left(\frac{\Phi}{\Phi_{init}} \right)^3 \left(\frac{1 - \Phi_{init}}{1 - \Phi} \right)^2 \quad (\text{IV.5})$$

En remplaçant β_c par son expression en fonction de Φ , on peut exprimer la perméabilité en fonction de la seule porosité, d'où la relation entre la résistivité et la porosité :

$$\sigma = \sigma_{init} \left(\frac{\Phi_{init}}{\Phi} \right)^3 \left(\frac{1 - \Phi}{1 - \Phi_{init}} \right)^{4/3} \quad (\text{IV.6})$$

Les figures IV.15 et IV.16 comparent cette relation pour la résistivité et la perméabilité statique avec les données expérimentales obtenues (la porosité considérée pour le calcul est la porosité calculée à partir du volume de paraffine ajouté).

On observe que la tendance générale de la courbe de résistivité correspond aux données expérimentales, hormis au dernier stade de colmatage, pour lequel le palier qui semble être atteint en terme de résistivité n'est pas prédit par la loi. Ce palier ne s'explique d'ailleurs pas par les valeurs estimées, la résistivité pouvant atteindre $200000 \text{ Nm}^{-4}\text{s}$ voire plus, sur certains matériaux.

Si l'on s'intéresse à la perméabilité statique, on observe que la différence d'échelle amène à des conclusions légèrement différentes : aux premiers stades de colmatage (po-

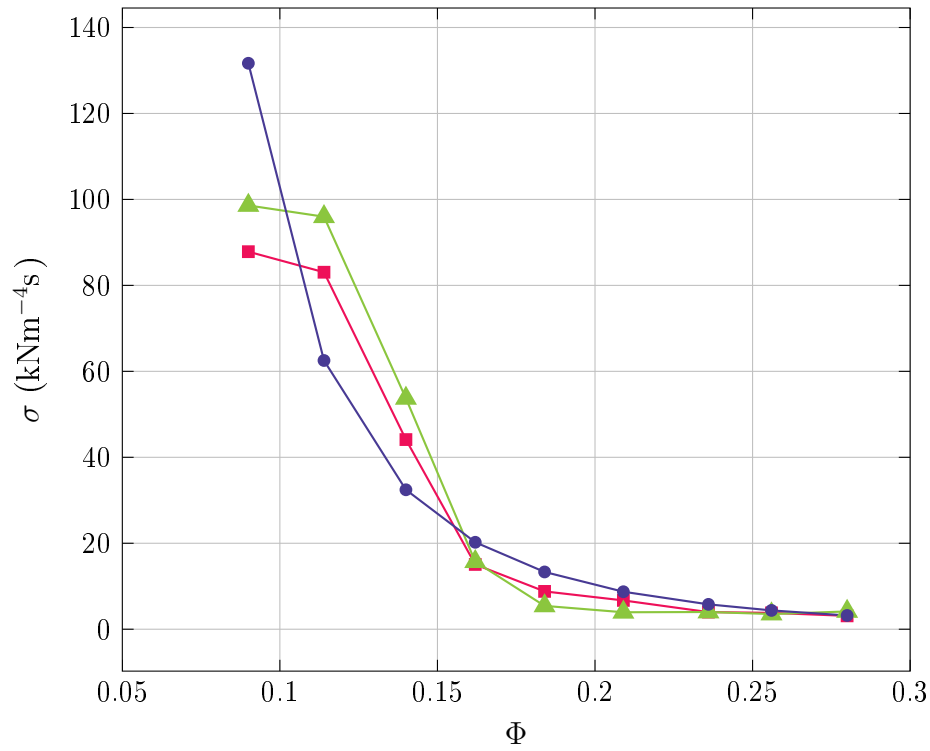


Figure IV.15 – Évolution de la résistivité en fonction de la porosité, relation de Kozeny-Carman —●— et données expérimentales (par estimation BF —■— et par inversion —▲—)

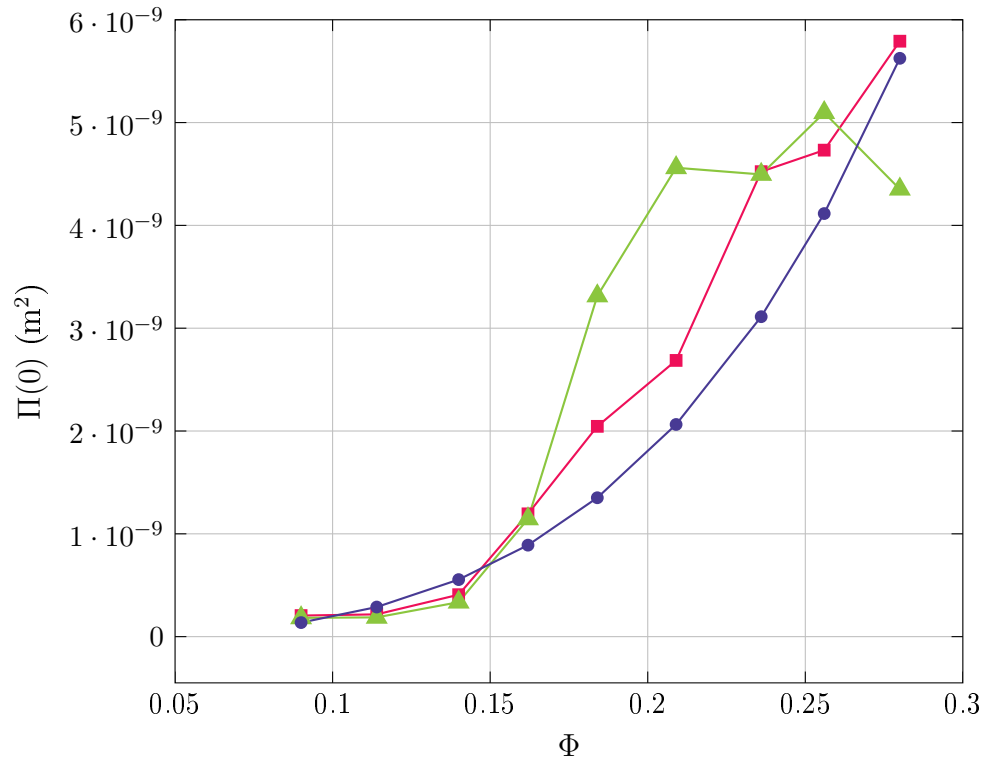


Figure IV.16 – Évolution de la perméabilité statique en fonction de la porosité, relation de Kozeny-Carman —●— et données expérimentales (par estimation BF —■— et par inversion —▲—)

rosité plus forte), les valeurs issues de l'estimation basses fréquences sont plus régulières et correspondent mieux à la courbe théorique que l'estimation issue de l'inversion guidée. La diminution de la perméabilité semble également s'amorcer plus tôt (dès le stade 4) que celle de la résistivité. L'étude conjointe de ces deux grandeurs, bien qu'elles soient directement reliées, paraît donc pertinente.

4.4 Évolution de la tortuosité

Une estimation peu précise de la tortuosité est obtenue grâce à la fréquence du maximum d'absorption, qui, si le pic d'absorption se situe dans une gamme de fréquence tendant vers le régime inertiel, correspond à la fréquence quart d'onde (voir équation (III.41) au paragraphe III.2.3.4) .

Bien qu'elle ne suffise pas à obtenir la valeur de tortuosité correspondant au modèle, cette estimation permet de s'en approcher, et ainsi d'adapter l'intervalle de variation de la tortuosité dans la démarche d'inversion guidée, notamment la borne supérieure.

La tortuosité a également été estimée grâce à la méthode d'inversion analytique de Olny et Panneton [Panneton & Olny 2006, Olny & Panneton 2008].

Le tableau IV.6 présente l'estimation liée à la fréquence quart d'onde $\alpha_{\infty, \lambda/4}$ et les estimations $\alpha_{\infty, estimation}$ à partir de la méthode analytique et $\alpha_{\infty, inversion}$ à partir de la démarche d'inversion guidée obtenues pour chaque stade de colmatage.

Étape de colmatage	Volume ajouté (% V total)	Volume ajouté (% V libre)	$\alpha_{\infty, \lambda/4}$	$\alpha_{\infty, estimation}$	$\alpha_{\infty, inversion}$
0	0	0	3.186	2.80	2.6963
1	2.4	8.4	3.753	3.21	3.113
2	4.4	15.7	3.981	3.47	3.346
3	7.1	25.2	4.869	4.56	4.2006
4	9.6	34.3	5.092	4.23	4.3009
5	11.8	42.1	6.321	5.11	4.8862
6	14.0	50.0	9.602	7.14	6.9591
7	16.6	59.1	11.115	7.87	8.947
8	19.1	67.9	11.495	8.68	8.4462
9	21.60	77	22.684	-	-

Tableau IV.6 – Évaluation de l'évolution de la tortuosité lors des étapes de colmatage

La figure IV.17 présente les courbes de l'évolution de la tortuosité en fonction de la porosité calculée.

Une relation analytique entre la tortuosité et la porosité est donnée par Boutin et Geindreau [Boutin & Geindreau 2008] dans le cas de la géométrie particulière déjà utilisée pour la relation de Kozeny-Carman pour la résistivité :

$$\alpha_{\infty} = \frac{3 - \Phi}{2} \quad (\text{IV.7})$$

La courbe illustrant cette relation est également présentée sur la figure IV.17.

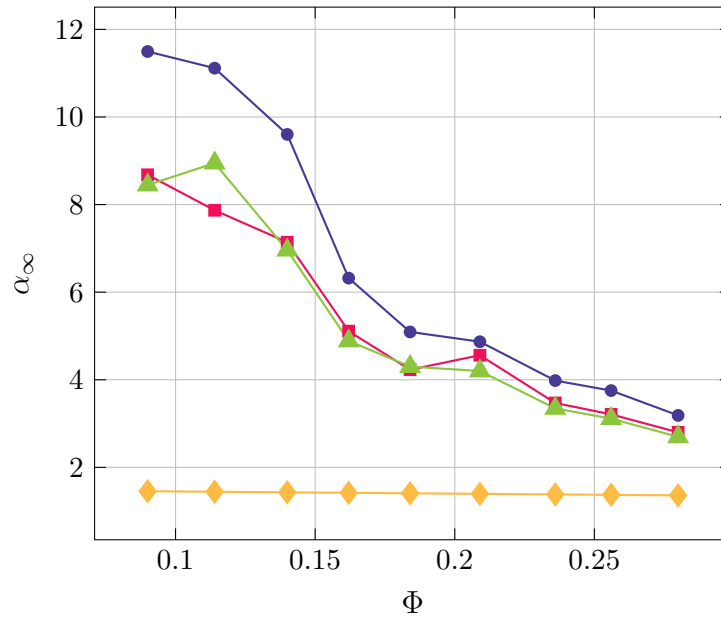


Figure IV.17 – Évolution de la tortuosité en fonction de la porosité, relation analytique —◆—, estimation liée à la fréquence quart d’onde —●—, inversion analytique —■— et inversion guidée —▲—

On constate que les estimations issues des deux procédures d’inversion (analytique par la méthode de Olny et Panneton, et guidée par la méthode proposée ici) sont proches et restent inférieures à l’ordre de grandeur fourni par la fréquence du pic d’absorption. La relation analytique de Boutin et Geindreau en revanche n’est pas adaptée au matériau considéré. La géométrie considérée pour cette relation est pourtant la même que celle donnant lieu à la relation de Kozeny-Carman pour la résistivité, qui paraît cohérente.

Entre les stades 0 à 8, la tortuosité augmente de plus du double ; la variation de tortuosité étant similaire à la variation de porosité (facteurs respectivement diviseur et multiplicateur proche de 3.5 dans les deux cas). L’augmentation est d’abord relativement progressive et s’accélère au stade 6 de colmatage, ce qui paraît cohérent avec la relation de la tortuosité avec la fréquence du pic d’absorption.

4.5 Calcul des grandeurs acoustiques à partir des paramètres estimés

Les paramètres estimés ont été utilisés pour calculer l'absorption et l'impédance à chaque stade de colmatage avec le modèle de Zwikker & Kosten étendu. Les résultats sont présentés sur la figure IV.18 pour le coefficient d'absorption et en annexe D sur les figures D.1 à D.4 pour l'impédance.

On désigne le jeu de paramètres porosité - résistivité issues de l'estimation basses fréquences - tortuosité issue de l'inversion analytique, par les “paramètres issus de l'estimation” ; le second jeu de paramètres est dénommé par les “paramètres issus de l'inversion guidée”.

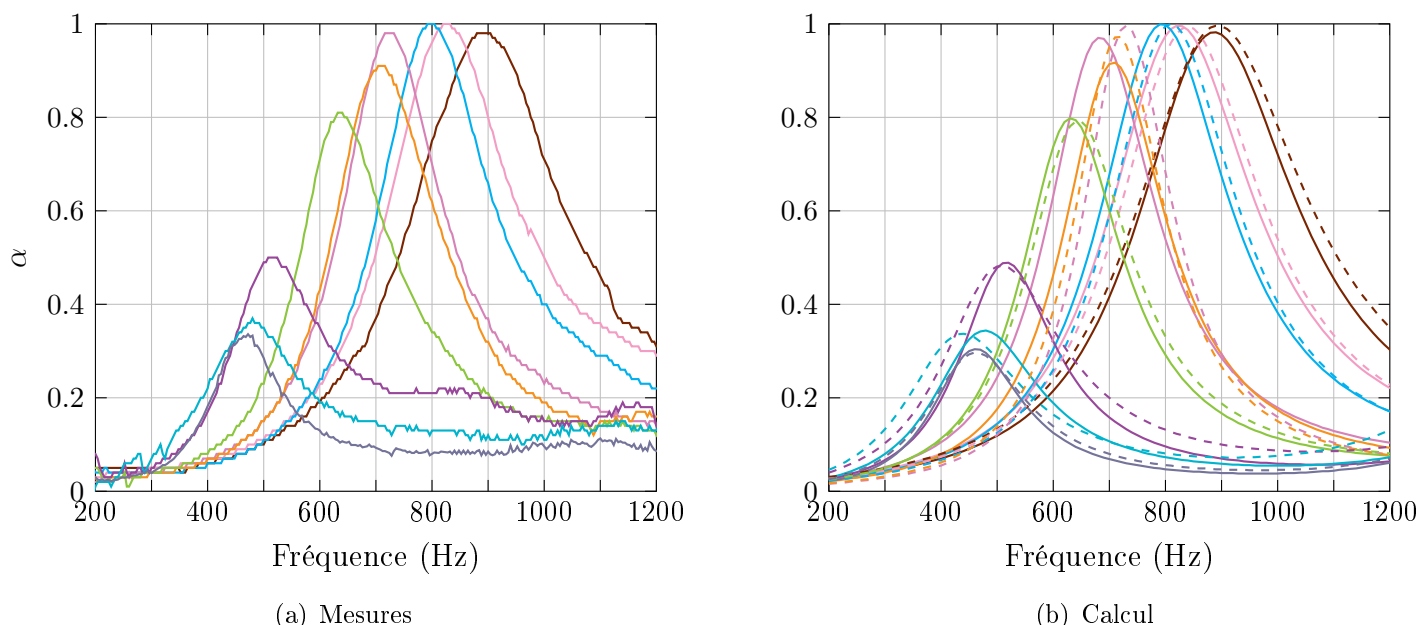


Figure IV.18 – Coefficient d'absorption de l'échantillon aux différents stades de colmatage, mesures et modèles à partir des paramètres issus de l'estimation — et de l'inversion guidée - - -

En ce qui concerne l'absorption, le modèle semble bien reproduire la tendance des mesures avec les deux jeux de paramètres estimés. On observe néanmoins des différences, notamment :

- au stade 3 — où les paramètres issus de l'estimation entraînent un décalage fréquentiel du pic plus important que sur les mesures ;
- au stade 4 — où les paramètres issus de l'inversion guidée génèrent un pic à l'amplitude plus importante que sur les mesures ; cela est probablement dû à l'erreur d'estimation de la résistivité ;

- au stade 7 — où les paramètres issus de l'estimation produisent un pic d'absorption décalé vers les basses fréquences par rapport aux mesures.

Si l'on s'intéresse à l'impédance, hormis pour la phase, les courbes issues du modèle présentent des pics très supérieurs en amplitude à ceux mesurés ; on retrouve ainsi l'observation faite aux paragraphes III.3.3 et III.3.4. En revanche, on retrouve bien les tendances à basses fréquences (avant 800 Hz) jusqu'aux stades 5 et 6, notamment la pente à l'origine sur la partie imaginaire (estimation de la porosité). Globalement les écarts entre chaque stade de colmatage apparaissent amplifiés sur les courbes issues du modèle, relativement aux mesures.

D'une manière générale le modèle permet de retrouver l'évolution des grandeurs acoustiques mesurées en fonction du colmatage, et ceci dès les premiers stades pour lesquels l'écart entre deux stades voisins est limité ; cette observation amène à valider les jeux de paramètres estimés et inversés.

4.6 Évolution de la fréquence caractéristique visco-inertielle

Les valeurs des paramètres estimés permettent d'étudier l'évolution de la fréquence caractéristique visco-inertielle f_v :

$$f_v = \frac{\omega_v}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma\Phi}{\rho_0\alpha_\infty} \quad (\text{IV.8})$$

Le tableau IV.7 présente les valeurs de f_v aux différents stades de colmatage : $f_{v,est}$ est calculée à partir des paramètres issus de l'estimation, $f_{v,inv}$ à partir de ceux issus de l'inversion guidée.

La figure IV.19 présente l'évolution de f_v en fonction du volume de paraffine ajouté (en % du volume des pores initial).

On observe des valeurs différentes pour les deux fréquences visco-inertielles, mais les tendances des courbes sont similaires.

La fréquence caractéristique visco-inertielle est multipliée par 4 au cours du processus de colmatage. Cependant, elle reste inférieure à 200 Hz. Les résultats étant étudiés sur la gamme 200-2000 Hz, on peut considérer que le processus de colmatage ne modifie pas le régime de l'écoulement sur la gamme de fréquence considérée.

On constate ainsi que bien que la résistivité soit multipliée par 30 dans le processus de colmatage, la diminution de la porosité et l'augmentation de la tortuosité compense cette

Étape de colmatage	Volume ajouté (% V total)	Volume ajouté (% V libre)	f_{vest} (Hz)	f_{vinv} (Hz)
0	0	0	42.6	57.9
1	2.4	8.4	44.6	41.8
2	4.4	15.7	40.2	38.9
3	7.1	25.2	46.6	25
4	9.6	34.3	50.9	31.5
5	11.8	42.1	66.3	71.7
6	14.0	50.0	98	150.7
7	16.6	59.1	139.5	176.8
8	19.1	67.9	107	132.6

Tableau IV.7 – Évaluation de l'évolution de la tortuosité lors des étapes de colmatage

augmentation de telle sorte que la variation de la fréquence caractéristique visco-inertielle reste modérée.

5 Conclusion

Un protocole expérimental a été mis en place pour simuler le colmatage progressif d'un échantillon de revêtement poreux. Des mesures ont été réalisées au tube d'impédance, permettant l'accès à l'impédance de surface et au coefficient d'absorption.

Le colmatage du matériau a un effet très visible sur ces grandeurs acoustiques. Notamment, le pic d'absorption se décale vers les basses fréquences et à partir d'un certain stade diminue progressivement, et la pente à l'origine de la partie imaginaire de l'impédance de surface augmente régulièrement.

Cette évolution de Z_s et α se retrouve sur les paramètres intrinsèques au matériau que sont la porosité, la résistivité et la tortuosité. Celles-ci ont été évaluées par le biais de plusieurs méthodes (estimation basses fréquences, méthode d'inversion exposée au chapitre III, ordre de grandeur liée à la fréquence du pic d'absorption et inversion analytique pour la tortuosité). Les résultats montrent clairement une évolution liée à l'ajout de matériau solide dans l'échantillon. La méthode de caractérisation décrite au chapitre III a par ailleurs démontré qu'elle permettait d'accéder à cette évolution des paramètres, même lorsque l'écart sur les grandeurs acoustiques est minime aux premiers stades de colmatage.

La porosité, étant le paramètre "contrôlé" dans le protocole de mesure de par le contrôle de la masse de matériau ajouté, diminue linéairement, passant de 0.28 à 0.04. La

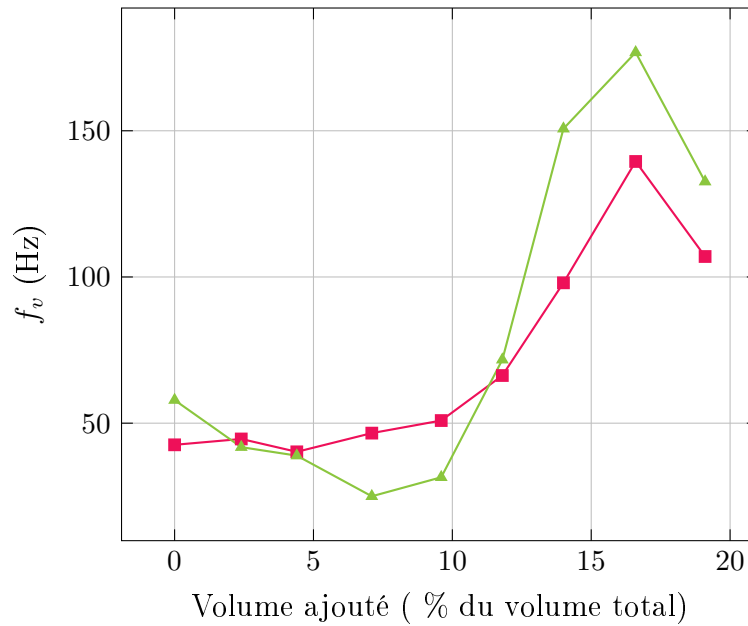


Figure IV.19 – Évolution de la fréquence caractéristique visco-inertielle en fonction du volume de paraffine ajouté (% du volume des pores initial), $f_{v,est}$ —■— et $f_{v,inv}$ —▲—

méthode d'inversion guidée permet de suivre assez précisément l'évolution calculée par le ratio volume des vides sur volume total.

La tortuosité évolue de manière plus mesurée, passant tout de même du simple à plus du double de sa valeur. L'ordre de grandeur issu de sa relation avec la fréquence du pic d'absorption semble surestimer la valeur réelle, mais permet de fixer un intervalle de variation pour ce paramètre.

Enfin, la résistivité augmente d'abord peu, puis fortement, décrivant ainsi une courbe d'évolution non linéaire, différente de celle de la porosité. Par ailleurs, l'augmentation de la résistivité présente un point d'inflexion qui peut se révéler tout à fait intéressant dans une démarche de suivi régulier d'un revêtement pour déterminer le moment où mettre en place une opération de décolmatage utile. En effet, elle permet d'anticiper la dégradation accélérée de l'absorption du revêtement. La loi de Kozeny-Carman, qui relie résistivité et porosité, représente assez bien cette évolution.

La méthode de caractérisation d'un revêtement présentée au chapitre III semble donc pouvoir permettre, à partir de mesures de l'absorption et de l'impédance de surface, d'estimer l'évolution des paramètres intrinsèques du matériau et servir d'outil de suivi et de diagnostic de l'état des revêtements poreux dans le cadre d'un suivi régulier.

Ces conclusions méritent toutefois d'être nuancées ; en effet, le protocole expérimental y

ayant conduit n'a permis d'étudier que le colmatage en profondeur, qui ne représente qu'une partie du phénomène se produisant *in situ*. Des mesures régulières sur un revêtement poreux en conditions réelles permettraient de prendre en compte le phénomène dans sa globalité.

Le revêtement en fin de colmatage se présentant sous la forme d'un matériau bi-couches, il pourrait donc être nécessaire d'introduire une approche multi-couches, ou une approche en gradient de propriétés, pour modéliser le phénomène dans son ensemble.

Par ailleurs, dans cette étude on a fixé l'épaisseur à sa valeur mesurée pour mieux étudier l'évolution des paramètres. Par la suite, il pourrait être intéressant de ne pas la fixer et de l'intégrer dans les inconnues du modèle, à estimer lors de la démarche d'inversion. En effet, cela permettrait de comparer les épaisseurs estimées avec la profondeur de pénétration de l'onde dans le matériau, qui peut être approchée par $\Im(k(\omega)^{-1})$. On pourrait alors constater si l'estimation de l'épaisseur est faussée lorsque le matériau devient très résistif.

On note que cette démarche pourrait permettre de décrire le comportement acoustique de matériaux partiellement saturés d'eau. En effet, si la vitesse de drainage du matériau est suffisamment lente, l'eau peut être considérée comme immobile. Une hypothèse simplificatrice consiste à assimiler l'eau à de l'apport de matière "solide" dans le matériau, qui vient s'ajouter au squelette, tout comme la paraffine dans le protocole décrit ici. La méthode présentée ici pourrait ainsi permettre d'associer la variation des propriétés acoustiques de matériaux partiellement saturés d'eau aux caractéristiques de la microstructure.

Conclusion et perspectives

Contributions de ce travail

Dans le cadre de cette thèse, consacrée à la caractérisation de l'état de revêtements de chaussée poreux par le biais d'une mesure acoustique non destructive, des outils ont été mis en place pour répondre à la problématique.

Trois méthodes de mesure de l'impédance de surface et du coefficient d'absorption *in situ* ont été testées sur une mousse polymère et comparées au tube d'impédance, puis testées sur un Béton Bitumineux Drainant. Ces mesures ont permis de vérifier la fiabilité de la méthode Fonction de transfert et de mettre en lumière les perspectives intéressantes de la méthode Bruit ambiant, pour laquelle un champ incident de type bruit routier a été validé si le niveau de bruit est suffisant. Par ailleurs, ces mesures ont confirmé la difficulté d'obtenir des résultats fiables sur des matériaux peu absorbants.

Le modèle de Zwikker & Kosten étendu à trois paramètres (porosité, résistivité, tortuosité) a été utilisé pour caractériser le comportement de revêtements poreux, et il a été montré qu'il était adapté à la description de ce type de matériaux tout en maintenant les paramètres nécessaires à un nombre raisonnable.

Une étude de sensibilité de ce modèle a été menée à l'aide d'un indice basé sur la variance ; elle permet de disposer d'indications qualitatives et quantitatives sur l'influence des paramètres sur les sorties du modèle quand ceux-ci varient simultanément. Une méthode d'inversion guidée a été proposée sur la base des conclusions de cette étude, permettant d'estimer les paramètres du modèle, y compris l'épaisseur, à partir des données issues des mesures acoustiques *in situ*. Cette méthode de caractérisation a été validée par l'application à des échantillons de revêtements poreux, qui ont fait l'objet de mesures directes de la porosité et de la résistivité et de mesures au tube d'impédance. La méthode présentée a, par ailleurs, été appliquée aux mesures effectuées *in situ* sur le Béton Bitumineux Drainant évoqué plus haut, et a fourni des résultats cohérents.

Une application de ce travail peut résider en l'évaluation de l'évolution du colmatage d'un revêtement poreux grâce à des mesures régulières de l'impédance de surface ou de l'absorption acoustique. Ce type de données n'étant pas disponible à l'heure actuelle, un protocole expérimental a été mis en place pour colmater progressivement un échantillon de revêtement poreux avec de la paraffine, permettant ainsi de contrôler la masse de matériau ajouté et donc la porosité. La méthode de caractérisation proposée a été utilisée pour évaluer l'évolution des paramètres suite à ce colmatage du matériau. Cette expérimentation a montré que l'effet du colmatage était visible sur les paramètres estimés ; par ailleurs, dans le cas d'un colmatage en profondeur, la résistivité pourrait être le paramètre à étudier pour planifier des opérations de décolmatage efficaces.

Perspectives

Plusieurs pistes ont été mises en lumière pour la poursuite des travaux présentés dans le cadre de cette thèse.

La première concerne les mesures de l'impédance de surface et l'absorption *in situ*. La méthode de caractérisation présentée est particulièrement pertinente à basses fréquences. On a cependant constaté qu'il était difficile d'obtenir des résultats de mesures *in situ* précis à des fréquences inférieures à 500 Hz. Le développement de méthodes de mesure *in situ* performantes à basses fréquences constitue donc un défi dans ce domaine. Par ailleurs, la méthode Bruit ambiant mériterait, au vu des bons résultats fournis malgré sa simplicité de mise en œuvre, de faire l'objet de travaux plus poussés. Il serait notamment intéressant de la tester en bord de voie circulée.

En ce qui concerne le colmatage des revêtements poreux, Nadji [Nadji 1998] a montré qu'au stade final de colmatage le matériau se présentait sous la forme d'un bi-couche, avec des propriétés différentes, la couche supérieure étant moins poreuse et moins perméable. On aurait donc affaire à deux matériaux différents, caractérisés par deux jeux de paramètres à estimer ; il s'agirait donc de tester la méthode proposée avec huit paramètres à estimer (l'épaisseur étant incluse) au lieu de quatre. La modélisation la plus pertinente pour le revêtement poreux en phase de colmatage est probablement de type gradient de propriétés, comme celle proposée par De Ryck *et al.* [De Ryck *et al.* 2008] ; mais elle peut se révéler trop complexe pour pouvoir être caractérisée par le seul biais des données mesurables *in situ*. Des mesures régulières sur un revêtement poreux en service seront par ailleurs nécessaires pour poursuivre les investigations sur des données réalistes. La démarche décrite présente également des perspectives intéressantes dans l'étude des

matériaux poreux partiellement saturés d'eau.

Enfin, la méthode de caractérisation non destructive d'un matériau au sol par une mesure acoustique *in situ* peut être appliquée à d'autres types de matériaux, notamment les sols naturels. Les digues, en raison de la problématique de l'érosion interne notamment, pourraient ainsi être un objet de travail intéressant. Les sols naturels présentent cependant des porosités différentes, plus élevées ; par ailleurs l'épaisseur du matériau ne peut pas être déterminée aussi clairement que pour la couche de forme d'un revêtement de chaussée. Ces matériaux ouvrent donc des possibilités quant à l'application et au développement dans un contexte différent de la méthode de caractérisation présentée dans le cadre de cette thèse.

Bibliographie

- [12697-40 2012] NF EN 12697-40. *Mélanges Bitumineux - Méthodes D'essai Pour Mélange Hydrocarboné À Chaud - Partie 40 : Drainabilité in Situ*, 2012.
- [13472-1 2002] ISO 13472-1. *Acoustique - Mesurage in Situ Des Propriétés D'absorption Acoustique Des Revêtements de Chaussée - Partie 1- Méthode de la Surface Étendue*, 2002.
- [Al-Rubaei *et al.* 2012] A.AM Al-Rubaei, A.L. Stenglein, G.-T. Blecken et M. Viklander. *Can Vacuum Cleaning Recover the Infiltration Capacity of a Clogged Porous Asphalt ?* In International Conference on Water Sensitive Urban Design, Melbourne, 2012.
- [Allard & Atalla 2009] J.-F. Allard et N. Atalla. *Propagation of sound in porous media : Modelling sound absorbing materials*, second edition. Wiley, 2009.
- [Allard & Sieben 1985] J.F. Allard et B. Sieben. *Measurements of Acoustic Impedance in a Free Field with 2 Microphones and a Spectrum Analyser*. J. Acous. Soc. Am., vol. 77(4), p. 1617–1618, 1985.
- [Allard *et al.* 1994] J.-F. Allard, B. Castagnède, M. Henri et W. Lauriks. *Evaluation of Tortuosity in Acoustics Porous Materials Saturated by Air*. Rev. Sci. Instrum., vol. 65, p. 754–755, 1994.
- [APMR] APMR. *Acoustical Porous Material Recipes*. [Http ://Apmr.Matelsys.Com](http://Apmr.Matelsys.Com).
- [Atalla & Panneton 2005] Y. Atalla et R. Panneton. *Inverse acoustical characterization of open-cell porous media using impedance tube measurements*. Canadian Acoustics, vol. 33 (1), p. 11–24, 2005.
- [Attenborough *et al.* 2011] K. Attenborough, I. Bashir et S. Taherzadeh. *Outdoor Ground Impedance Models*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 129 (5), p. 2806–2819, 2011.
- [Attenborough 1987] K. Attenborough. *On the Acoustic Slow-Wave in Air-Filled Granular Media*. J. Acous. Soc. Am., vol. 81 (1), p. 93–102, 1987.
- [Auriault *et al.* 2009] J.-L. Auriault, C. Boutin et C. Geindreau. *Homogénéisation de phénomènes couplés en milieux hétérogènes*. Hermes Science Publications, 2009.

- [Auriault 1991] J.-L. Auriault. *Mécanique des milieux hétérogènes*. Institut de mécanique de Grenoble, Grenoble, 1991.
- [Bar & Delanne 1993] P. Bar et Y. Delanne. *Réduire le bruit pneumatiques - chaussées*. Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, 1993.
- [Barnard & Rao 2004] A.R. Barnard et M.D. Rao. *A Comparison of Acoustics Absorption Coefficient Measurements from the in-Situ Method with Traditional Methods*. In Noise-Con, 2004.
- [Bécot *et al.* 2013] F.-X. Bécot, L. Jaouen, G. Benoit et F. Chevillotte. *Linking in-Situ Measured Surface Properties to Material Micro-Structure*. In Internoise 2013, Innsbruck, 2013.
- [Benoit *et al.* 2013] G. Benoit, C. Heinkélé et E. Gourdon. *Characterising a Porous Road Pavement Using Surface Impedance Measurements : A Guided Numerical Inversion Procedure*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 134, p. 4782–4791, 2013.
- [Beranek 1942] L.L. Beranek. *Acoustic Impedance of Porous Materials*. J. Acous. Soc. Am., vol. 13, p. 242–260, 1942.
- [Berendt & Schmidt 1963] R.D. Berendt et H.A. Schmidt. *A Portable Impedance Tube*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 35-7, p. 1049–1052, 1963.
- [Bérenghier *et al.* 1997] M. Bérenghier, M.R. Stinson, G.A. Daigle et J.-F. Hamet. *Porous Road Pavements : Acoustical Characterization and Propagation Effects*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 101(1), p. 155–162, 1997.
- [Bin Che Din *et al.* 2012] N. Bin Che Din, T. Otsuru, R. Tomiku, N. Okamoto et K. Asniawaty. *Measurement Method with a Pressure-Velocity Sensor for Measuring Surface Normal Impedance of Materials Using Ensemble Averaging : Comparison with Other Methods and its Geometrical Configuration*. Acoust. Sci. & Tech., vol. 33 (2), p. 86–95, 2012.
- [Biot 1956] M.A. Biot. *Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. Low-Frequency Range and II. High-Frequency Range*. J. Acous. Soc. Am., vol. 28, p. 168–191, 1956.
- [Borne 1983] L. Borne. *Contribution À L'étude Du Comportement Dynamique Des Milieux Poreux Saturés Déformables : Étude de la Loi de Filtration Dynamique*. Thèse de doctorat, INPG (Grenoble), 1983.
- [Boutin & Geindreau 2008] C. Boutin et C. Geindreau. *Estimates and Bounds of Dynamic Permeability of Granular Media*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 124 (6), p. 3576–3593, 2008.
- [Boutin 1987] C. Boutin. *Dynamique Des Milieux Poreux Saturés Déformables - Fonction de Green - Perméamètre Dynamique*. Thèse de doctorat, Université scientifique, technologique et médicale de Grenoble, 1987.

- [Brandão *et al.* 2011] E. Brandão, R.C.C. Flesch, A. Lenzi et C.A. Flesch. *Estimation of Pressure-Particle Velocity Impedance Measurement Uncertainty Using the Monte Carlo Method*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 130 (1), p. 25–31, 2011.
- [Bree *et al.* 1996] H.-E. de Bree, P.J. Korthorst, M.T. Jansen, H.V. Lammerinck et M. El-wenspoek. *The Microflow : a novel device measuring acoustical flows*. Sensors and Actuators A-Physical, vol. 54, p. 552–557, 1996.
- [Brown 1980] R. Brown. *Connection Between Formation Factor of Electrical Resistivity and Fluid Solid Coupling Factor in Biot's Equation for Acoustic Waves in Fluid-Filled Porous Media*. Geophysics, vol. 45, p. 1269–1275, 1980.
- [Champoux & Allard 1991] Y. Champoux et J.-F. Allard. *Dynamic Tortuosity and Bulk Modulus in Air-Saturated Media*. Journal of Applied Physics, vol. 70(4), p. 1975–1979, 1991.
- [Champoux 1991] Y. Champoux. *Etude Expérimentale Du Comportement Acoustique Des Matériaux Poreux À Structure Rigide*. Thèse de doctorat, Université de Carlton, Ottawa, 1991.
- [Dan 2002] *Clogging of Porous Bituminous Surfacing - an Investigation in Copenhagen*. Rapport technique 120, Danish Road Institute, 2002.
- [Daniel 1973] C. Daniel. *One-at-a-Time Plans*. Journal of the American Statistical Association, vol. 68, p. 353–360, 1973.
- [De Geetere 2004] L. De Geetere. *Analysis and Improvement of the Experimental Techniques to Assess the Acoustical Reflection Properties of Boundary Surfaces*. Thèse de doctorat, K.U. Leuven, 2004.
- [De Ryck *et al.* 2008] L. De Ryck, W. Lauriks, P. Leclaire, J.-P. Groby, A. Wirgin et C. Depollier. *Reconstruction of Material Properties Profiles in One-Dimensional Macroscopically Inhomogeneous Rigid Frame Porous Media in the Frequency Domain*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 124(3), p. 1591–1606, 2008.
- [Delachambre 1966] Y. Delachambre. *Contribution À L'étude de L'écoulement D'une Suspension À Travers un Milieu Poreux et Du Mécanisme de Filtration*. Thèse de doctorat, Université de Nancy, 1966.
- [Delany & Bazley 1970] M.E. Delany et E.N. Bazley. *Acoustical Properties of Fibrous Absorbent Materials*. Applied Acoustics, vol. 3, p. 105–116, 1970.
- [Dérobert *et al.* 2001] X. Dérobert, C. Fauchard, P. Côte, E. Le Brusq, E. Guillaumont, J.-Y. Dauvignac et C. Pichot. *Step-frequency radar applied on thin road layers*. Journal of Applied Geophysics, vol. 47 (3-4), p. 317–325, 2001.
- [Dupont *et al.* 2011] T. Dupont, P. Leclaire, O. Sicot, X.L. Gong et R. Panneton. *Acoustic Properties of Air-Saturated Porous Materials Containing Dead-End Porosity*. J. Appl. Phys., vol. 110, 2011.

- [Dupont *et al.* 2013] T. Dupont, P. Leclaire et R. Panneton. *Acoustic Methods for Measuring the Porosities of Porous Materials Incorporating Dead-End Pores*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 133 (4), p. 2136–2145, 2013.
- [Dutilleux & Ecotière 2006] G. Dutilleux et D. Ecotière. *Identification Automatique de Paramètres Intrinsèques de Revêtements et Mesure D'absorption Acoustique*. In Journées Des Sciences de l'Ingénieur, 2006.
- [Dutilleux 1999] G. Dutilleux. *Mesures in Situ de L'absorption Acoustique Des Matériaux Dans Le Bâtiment*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1999.
- [Garai *et al.* 1998] M. Garai, M. Bérengier, P. Guidorzi et Ph. L'Hermitte. *Procedure for Measuring the Absorption of Road Surfaces in Situ*. In Euronoise, 1998.
- [Goldberg 1989] D. Goldberg. Genetic algorithms in search, optimization, and machine learning. Addison-Wesley Professional, 1989.
- [Groby *et al.* 2010] J.-P. Groby, E. Ogam, L. De Ryck, N. Sebaa et W. Lauriks. *Analytical Method for the Ultrasonic Characterization of Homogeneous Rigid Porous Materials from Transmitted and Reflected Coefficients*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 127 (2), p. 764–772, 2010.
- [Hamet & Bérengier 1993] J.-F. Hamet et M. Bérengier. *Acoustical Characterization of Porous Pavements : A New Phenomenological Model*. In Proc. Internoise 93, p. 641–646, 1993.
- [Herzig *et al.* 1970] J.P. Herzig, D.M. Leclerc et P.L. Goff. *Flow of Suspensions Through Porous Media. Application to Deep Filtration*. Industrial and engineering chemistry, vol. 62 (5), p. 8–35, 1970.
- [Hübelt & Sarradj 2002] J. Hübelt et E. Sarradj. *A Model for the Acoustical Optimization of Porous Road Surfaces*. In Internoise 2002, Dearborn, USA, 2002.
- [Hübelt *et al.* 2010] J. Hübelt, C. Kühnert et U. Figula. *Estimation of the Porosity of Asphalts by Surface Impedance Measurements*. In Proc. ICSV 17, Cairo, p. 1–5, Cairo, 2010.
- [Iwase *et al.* 1998] T. Iwase, Y. Izumi et R. Kawabata. *A New Measuring Method for Sound Propagation Constant by Using Sound Tube Without Any Air Spaces Back of a Test Material*. In Proc. Internoise 98, Christchurch, New Zealand, 1998.
- [Jacques 2005] J. Jacques. *Contributions À L'analyse de Sensibilité et À L'analyse Discriminante Généralisée*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2005.
- [Johnson *et al.* 1987] D.L. Johnson, J. Koplik et R. Dashen. *Theory of Dynamic Permeability and Tortuosity in Fluid-Saturated Porous Media*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 176, p. 379–402, 1987.

- [Kirkpatrick *et al.* 1983] S. Kirkpatrick, CD. Gellat et MP. Vecchi. *Optimization with Simulated Annealing*. Science, vol. 220, p. 671–680, 1983.
- [Kruse 2007] R. Kruse. *Application of the 2-Microphone Method for in-Situ Ground Impedance Measurements*. Acta Acustica, vol. 93, p. 837–842, 2007.
- [Kruse 2008] R. Kruse. *Effect and Minimization of Errors in in Situ Ground Impedance Measurements*. Applied Acoustics, vol. 69(10), p. 884–890, 2008.
- [Laarhoven & Aarts 1987] PJM Laarhoven et EHL. Aarts. *Simulated annealing : Theory and applications*. Kluwer Academic Publishers, 1987.
- [Lafarge *et al.* 1997] D. Lafarge, P. Lemarinier, J.-F. Allard et V. Tarnow. *Dynamic Compressibility of Air in Porous Structures at Audible Frequencies*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 102(4), p. 1995–2006, 1997.
- [Lanoye *et al.* 2004] R. Lanoye, H.-E. de Bree, W. Lauriks et G. Vermeir. *A Practical Device to Determine the Reflection Coefficient of Acoustic Materials in-Situ Based on a Microflow and Microphone Sensor*, 2004.
- [Lanoye *et al.* 2006] R. Lanoye, G. Vermeir, W. Lauriks, R. Kruse et V. Mellert. *Measuring the free field acoustic impedance and absorption coefficient of sound absorbing materials with a combined particle velocity-pressure sensor*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 119 (5), p. 2826–2831, 2006.
- [Leclaire *et al.* 2003] P. Leclaire, O. Umnova, K.V. Horoshenkov et L. Maillet. *Porosity Measurement by Comparison of Air Volumes*. Review of Scientific Instruments, vol. 3, p. 1366–1370, 2003.
- [Legeay & Sez nec 1983] V. Legeay et R. Sez nec. *On the Determination of the Acoustical Characteristics of Absorbent Materials*. Acustica, vol. 53 (4), p. 171–192, 1983.
- [London 1950] A. London. *The Determination of Reverberant Sound Absorption Coefficients from Acoustic Impedance Measurements*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 22 (2), p. 263–269, 1950.
- [Metropolis & Ulam 1949] N. Metropolis et S. Ulam. *The Monte Carlo Method*. Journal of the American Statistical Association, vol. 44, p. 335–341, 1949.
- [Miki 1990] Y. Miki. *Acoustical Properties of Porous Materials - Modifications of Delany-Bazley Models*. J. Acoust. Soc. Jpn (E), vol. 11(1), p. 19–24, 1990.
- [Mommertz 1995] E. Mommertz. *Angle-Dependent in Situ Measurement of Reflection Coefficients Using a Subtraction Technique*. Applied Acoustics, vol. 46, p. 251–263, 1995.
- [Morgan & Watts 2002] P.A. Morgan et G.R. Watts. *Dynamic Measurements of the Sound Absorption of Porous Road Surfaces*. In Institute of Acoustics, 2002.

- [Morgan *et al.* 2001] P.A. Morgan, G.R. Watts et S.M. Philipps. *Trials of a Mobile MLS Technique for Characterising Road Surface Absorption*. In *Internoise 2001*, La Haye, Pays-Bas, 2001.
- [Nadji 1998] D. Nadji. *Colmatage D'un Milieu Modèle Par Une Suspension D'argile : Application Au Colmatage Des Chaussées Poreuses*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 1998.
- [Nobile & Hayek 1985] M.A. Nobile et S.I. Hayek. *Acoustic propagation over an impedance plane*. J. Acous. Soc. Am., vol. 78 (4), p. 1325–1336, 1985.
- [Nocedal & Wright 2000] J. Nocedal et S.J. Wright. *Numerical optimization - series in operations research*. Springer Verlag, New York, 2000.
- [Olny & Panneton 2008] X. Olny et R. Panneton. *Acoustical Determination of the Parameters Governing Thermal Dissipation in Porous Media*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 123 (2), p. 814–824, 2008.
- [Olny 1999] X. Olny. *Absorption Acoustique Des Milieux Poreux À Simple et Double Porosité - Modélisation et Validation Expérimentale*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1999.
- [Ouisse *et al.* 2012] Morvan Ouisse, Mohamed Ichchou, Slaheddine Chedly et Manuel Collet. *On the Sensitivity Analysis of Porous Material Models*. Journal of Sound and Vibration, vol. 331(24), p. 5292 – 5308, 2012.
- [Panneton & Olny 2006] R. Panneton et X. Olny. *Acoustical Determination of the Parameters Governing Viscous Dissipation in Porous Media*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 119 (4), p. 2027–2040, 2006.
- [Perrot 2006] C. Perrot. *Microstructure et Macro-Comportement Acoustique : Approche Par Reconstruction D'une Cellule Élémentaire Représentative*. Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke - INSA de Lyon, 2006.
- [Pride *et al.* 1993] S.R. Pride, F.D. Morgan et A.F. Gangi. *Drag Forces of Porous Media Acoustics*. Phys. Rev. B, vol. 47, p. 4964–4975, 1993.
- [Roh *et al.* 1991] H.-S. Roh, W.P. Arnott, J.M. Sabatier et R. Raspet. *Measurement and Calculation of Acoustic Propagation Constants in Arrays of Small Air-Filled Rectangular Tubes*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 89 (6), p. 2617–2624, 1991.
- [Saltelli & Bolado 1998] A. Saltelli et R. Bolado. *An Alternative Way to Compute Fourier Amplitude Sensitivity Test (Fast)*. Computational Statistics Data Analysis, vol. 26, p. 445–460, 1998.
- [Sanchez-Palencia 1980] E. Sanchez-Palencia. *Non-homogeneous media and vibration theory*. Springer-Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 1980.

- [Schroeder 1979] M.R. Schroeder. *Integrated-impulse method measuring sound decay without using impulse*. J. Acous. Soc. Am., vol. 66 (2), p. 497–500, 1979.
- [Sellen 2003] Nadine Sellen. *Modification de L'impédance de Surface D'un Matériau Par Contrôle Actif : Application À la Caractérisation et À L'optimisation D'un Absorbant Acoustique*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [Seybert & Ross 1977] A.F. Seybert et D.F. Ross. *Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique*. J. Acous. Soc. Am., vol. 61, p. 1362–1370, 1977.
- [Sgard *et al.* 2000] F. Sgard, N. Atalla et J. Nicolas. *A Numerical Model for the Low-Frequency Diffuse Field Sound Transmission Loss of Double-Wall Sound Barriers with Elastic Porous Lining*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 108 (6), p. 2865–2872, 2000.
- [Simonin 2005] J.-M. Simonin. *Contribution À L'étude de L'Auscultation des Chaussées par Méthodes d'Impact Mécanique pour la Détection et la Caractérisation des Défauts d'Interface*. Thèse de doctorat, INSA de Rennes, 2005.
- [Sobol 1993] I.M. Sobol. *Sensitivity Estimates for Non Linear Mathematical Models*. Mathematical Modelling and Computational Experiments, vol. 1, p. 407–414, 1993.
- [Spandöck 1934] F. Spandöck. *Experimentelle Untersuchung der Akustischen Eigenschaften Von Baustoffen Durch Die Kurztonmethode*. Annalen der Physik, vol. 5 (20), p. 328–344, 1934.
- [Standard 1999] American National Standard. *Template Method for Ground Impedance*. American National Standards Institute, Inc., vol. S1.18-1999, 1999.
- [Stinson & Champoux 1991] M.R. Stinson et Y. Champoux. *Propagation of Sound and the Assignment of Shape Factors in Model Porous Materials Having Simple Pore Geometries*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 91 (2), p. 685–695, 1991.
- [Stinson & Champoux 1992] M.R. Stinson et Y. Champoux. *Propagation of Sound and the Assignment of Shape Factors in Model Porous Materials Having Simple Pore Geometries*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 91(2), p. 685–695, 1992.
- [Stinson 1991] M.R. Stinson. *The Propagation of Plane Sound Waves in Narrow and Wide Circular Tubes, and Generalization to Uniform Tubes of Arbitrary Cross-Sectional Shape*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 89 (2), p. 550–558, 1991.
- [Syed 1985] A.A. Syed. *Acoustic Impedance Measurement System*. In Proceedings Noise-Con, 1985.
- [Takahashi *et al.* 2005] Y. Takahashi, T. Otsuru et R. Tomiku. *In Situ Measurements of Surface Impedance and Absorption Coefficients of Porous Materials Using Two Microphones and Ambient Noise*. Applied Acoustics, vol. 66, p. 845–865, 2005.

- [Turanyi 1990] T. Turanyi. *Sensitivity Analysis of Complex Kinetic System, Tools and Applications*. Journal of Mathematical Chemistry, vol. 5, p. 203–248, 1990.
- [Umnova *et al.* 2000] O. Umnova, K. Attenborough et K.M. Li. *Cell Model Calculations of Dynamic Drag Parameters in Packings of Spheres*. J. Acoust. Soc. Am., vol. 107 (6), p. 3113–3119, 2000.
- [Umnova *et al.* 2005] O. Umnova, K. Attenborough et A. Shin H-C. et Cummings. *Deduction of Tortuosity and Porosity from Acoustic Reflection and Transmission Measurements on Thick Samples of Rigid-Porous Materials*. Applied Acoustics, vol. 66, p. 607–624, 2005.
- [Villain *et al.* 2012] G. Villain, Z.M. Sbartaï, X. Dérobert, V. Garbier et J.-P. Balayssac. *Durability Diagnosis of a Concrete Structure in a Tidal Zone by Combining NDT Methods : Laboratory Tests and Case Study*. Concrete and Building Materials, vol. 37, p. 893–903, 2012.
- [WHO 2011] (World Health Organization) WHO. Burden of disease from environmental noise - quantification of healthy life years lost in europe, 2011.
- [Zwikker & Kosten 1949] C. Zwikker et C.W. Kosten. Sound absorbing materials. Elsevier, New York, 1949.

Annexe A

Modèle de Johnson-Champoux-Allard

Le modèle de Johnson *et al.* [Johnson *et al.* 1987] propose l'expression suivante pour la densité équivalente du matériau poreux :

$$\rho_{eq}(\omega) = \frac{\alpha_\infty \rho_0}{\Phi} \left(1 - j \frac{\sigma \Phi}{\omega \rho_0 \alpha_\infty} \sqrt{1 + j \frac{4\alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda_v^2 \Phi^2}} \right) \quad (\text{A.1})$$

Si on l'exprime sous une forme similaire au modèle de Zwikker et Kosten, on obtient :

$$\rho_{eq}(\omega) = \frac{\alpha_\infty \rho_0}{\Phi} \left[1 - j \frac{\omega_v}{\omega} F_j \left(\frac{\omega}{\omega_v} \right) \right] \quad (\text{A.2})$$

avec

$$F_j(u) = \sqrt{1 + j \frac{4\alpha_\infty \eta}{\Lambda_v^2 \sigma \Phi} u} \quad (\text{A.3})$$

Par analogie, Champoux et Allard [Champoux & Allard 1991] ont proposé l'expression suivante pour le module d'incompressibilité équivalent :

$$K_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \Phi}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{8\eta}{\Lambda_t^2 N_{Pr} \omega \rho_0} \sqrt{1 + j \frac{\rho_0 \omega N_{Pr} \Lambda_t^2}{16\eta}} \right]^{-1}} \quad (\text{A.4})$$

Annexe B

Mesures complémentaires par méthode Fonction de transfert sur mousse polymère

La figure B.1 présente les configurations testées avec une distance sol-microphone bas de 5 mm.

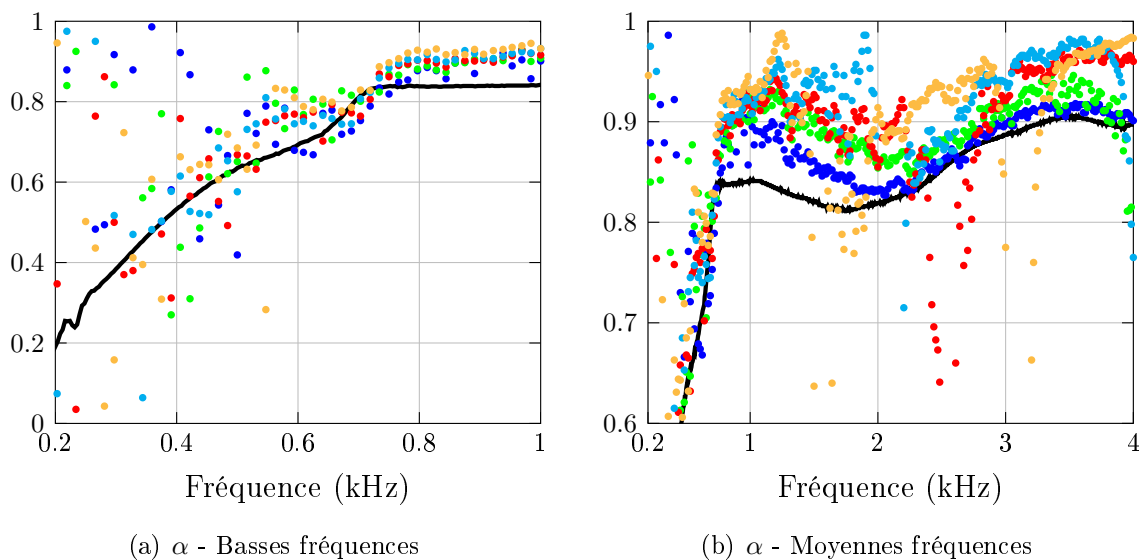


Figure B.1 – Mesures Tube d'impédance —, et Fonction de transfert configurations (5 mm,17mm) •••, (5 mm,42.5mm) •••, (5 mm,68mm) •••, (5 mm,85mm) ••• et (5 mm,113mm) ••• sur U150

La figure B.2 présente les configurations testées avec une distance sol-microphone bas de 20 mm.

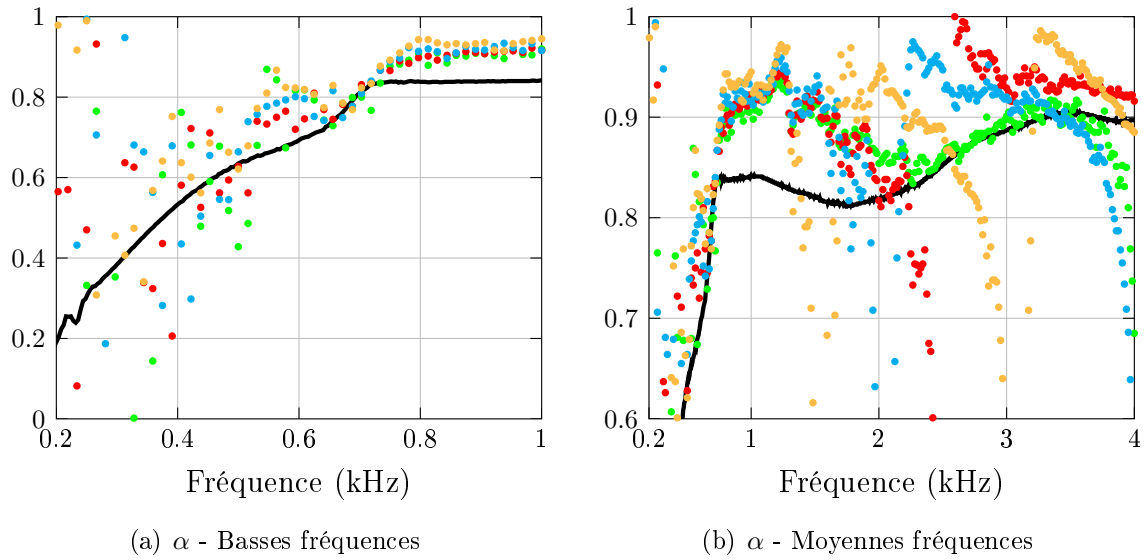


Figure B.2 – Mesures Tube d'impédance —, et Fonction de transfert configurations (20 mm,17mm) •••, (20 mm,42.5mm) •••, (20 mm,68mm) •••, (20 mm,85mm) ••• et (20 mm,113mm) ••• sur U150

La figure B.3 présente les configurations testées avec une distance sol-microphone bas de 50 mm.

La figure B.4 présente les configurations testées avec une distance sol-microphone bas de 100 mm.

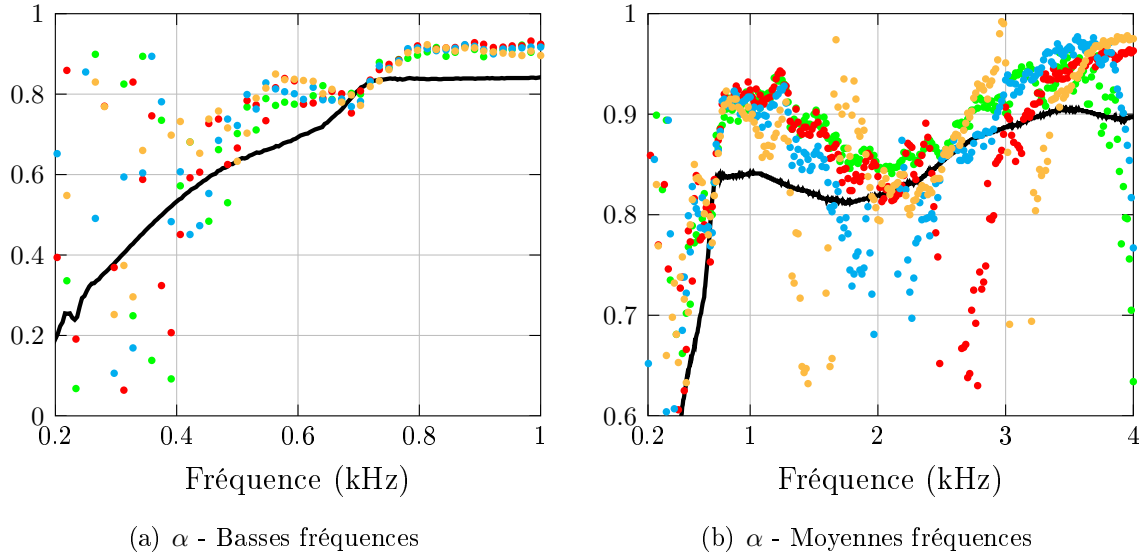


Figure B.3 – Mesures Tube d'impédance —, et Fonction de transfert configurations (50 mm,42.5mm) ●●, (50 mm,68mm) ●●, (50 mm,85mm) ●● et (50 mm,113mm) ●● sur U150

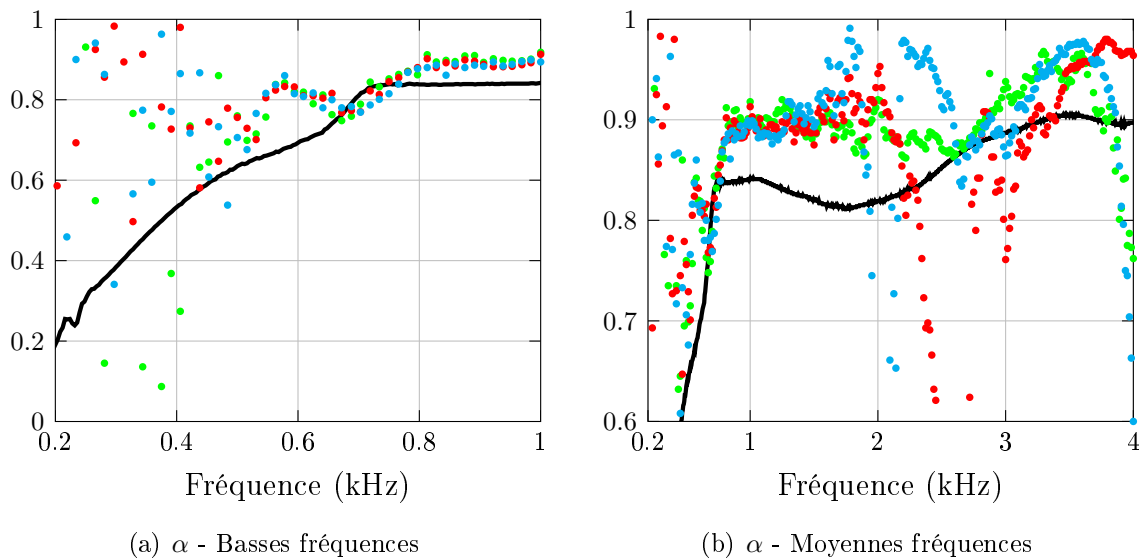


Figure B.4 – Mesures Tube d'impédance —, et Fonction de transfert configurations (100 mm,42.5mm) ●●, (100 mm,68mm) ●● et (100 mm,85mm) ●● sur U150

Annexe C

Études de sensibilité complémentaires lors de la démarche de caractérisation du revêtement in situ

Les figures [C.1](#) à [C.3](#) présentent les résultats des études de sensibilité menées dans le cadre de l'estimation des paramètres du Béton Bitumineux Drainant grâce aux mesures Fonction de transfert réalisées *in situ* (cf. chapitre [III.3.4.1](#)).

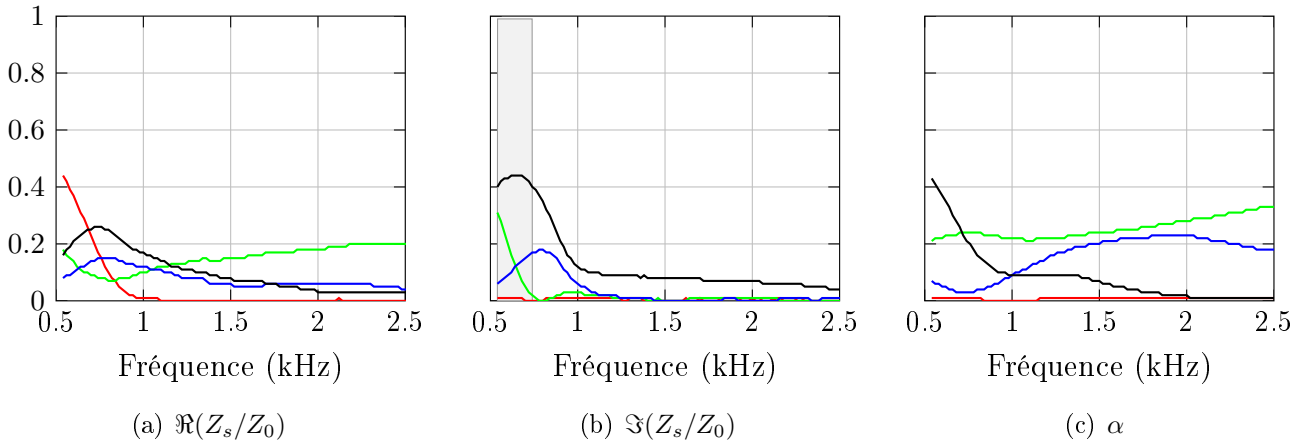


Figure C.1 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwicker & Kosten étendu (σ —, Φ —, α_∞ —, e —)

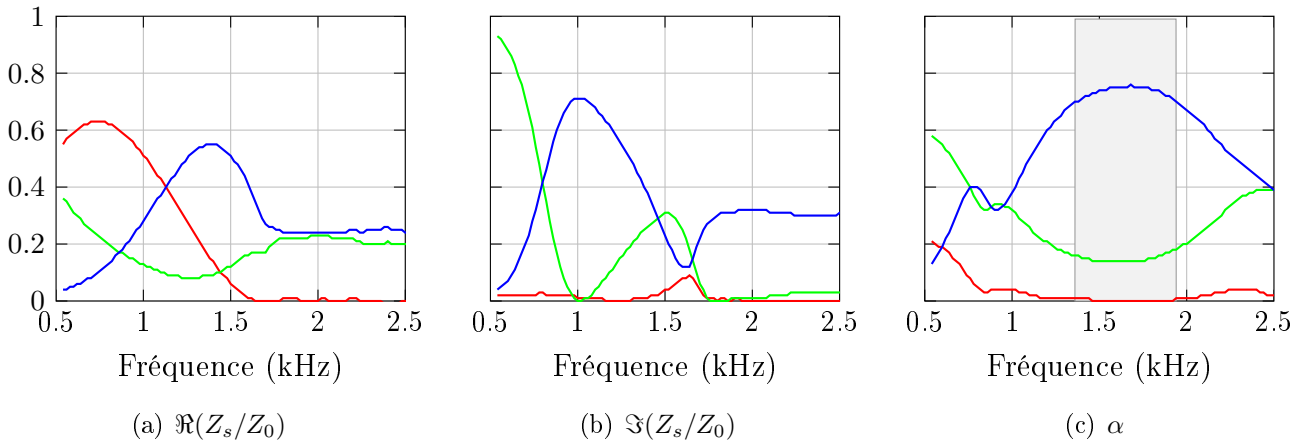


Figure C.2 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwicker & Kosten étendu, $e = 32\text{mm}$ (σ —, Φ —, α_∞ —)

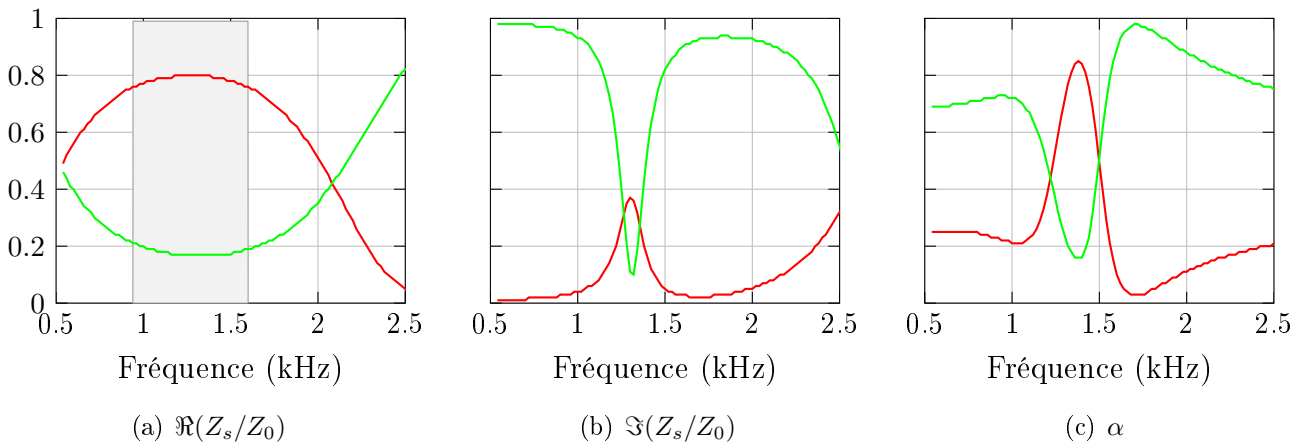
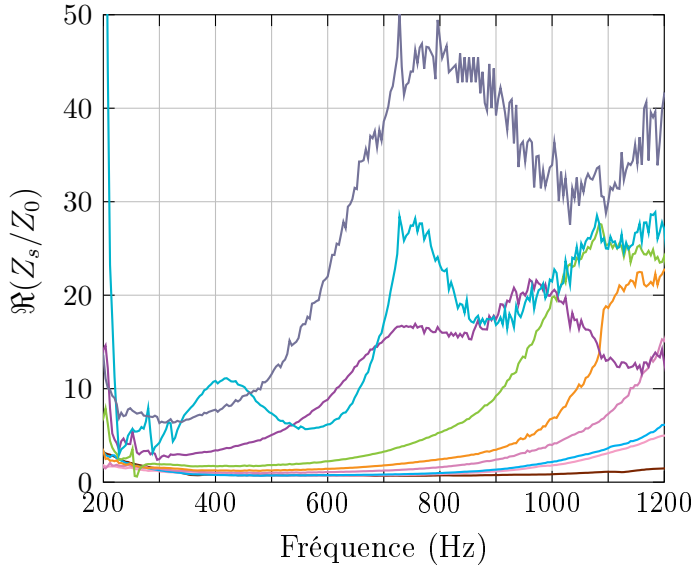


Figure C.3 – Indices de sensibilité du premier ordre de Z_s et α dans le modèle de Zwicker & Kosten étendu, $e = 32\text{ mm}$, $\alpha_\infty = 3.350$ (σ —, Φ —)

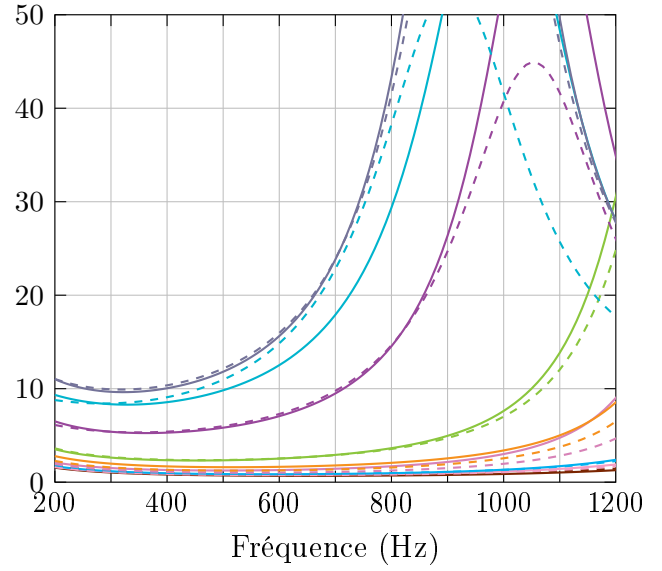
Annexe D

Colmatage d'un échantillon de revêtement poreux : comparaison entre grandeurs acoustiques mesurées et calculées à partir des jeux de paramètres estimés

Les paramètres estimés au paragraphe [IV.4](#) grâce aux mesures sur l'échantillon ont été utilisés pour calculer l'absorption et l'impédance à chaque stade de colmatage avec le modèle de Zwikker & Kosten étendu . Les résultats sont présentés sur les figures [D.1](#) à [D.4](#) pour l'impédance.

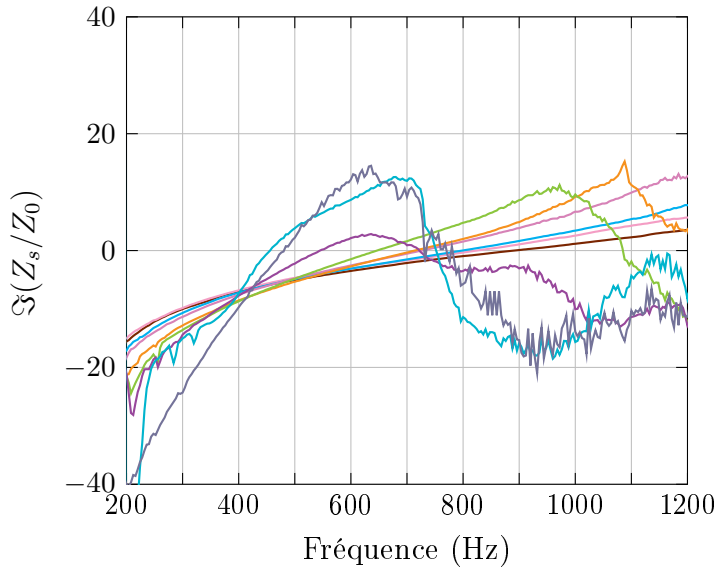


(a) Mesures

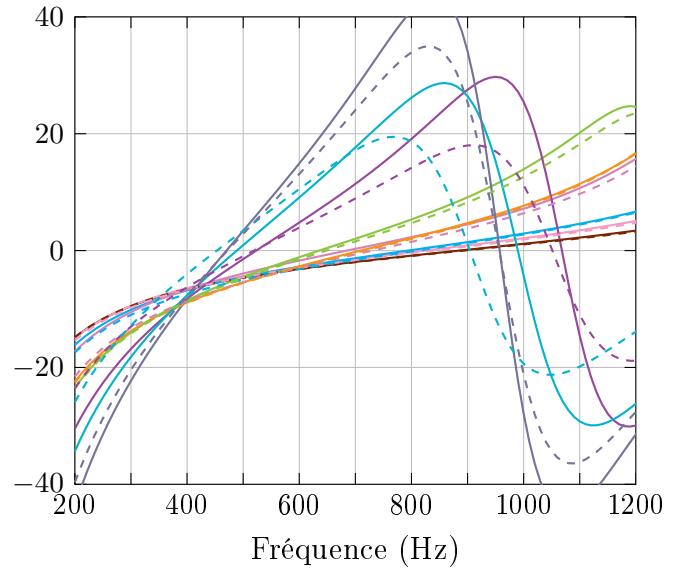


(b) Calcul

Figure D.1 – Partie réelle de l'impédance de l'échantillon aux différents stades de colmatage, mesures et modèles à partir des paramètres issus de l'estimation — et de l'inversion guidée ---

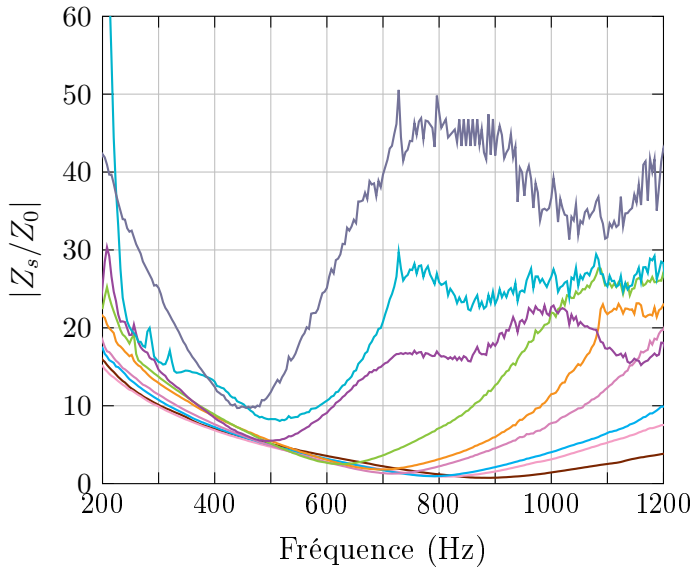


(a) Mesures

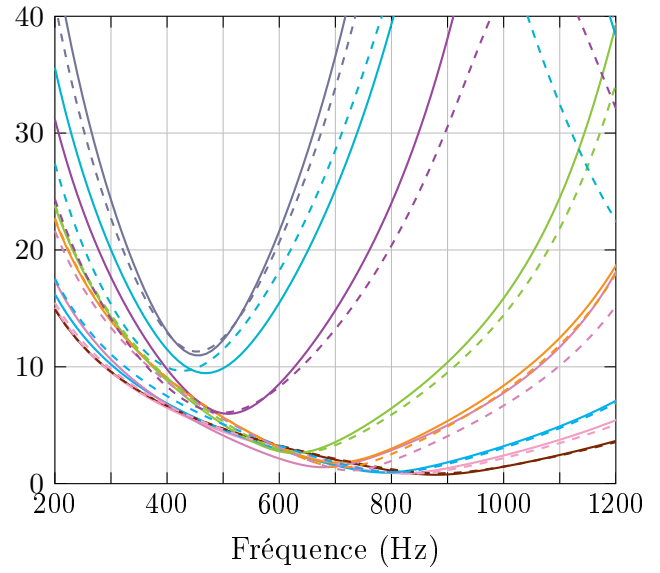


(b) Calcul

Figure D.2 – Partie imaginaire de l'impédance de l'échantillon aux différents stades de colmatage, mesures et modèles à partir des paramètres issus de l'estimation — et de l'inversion guidée ---

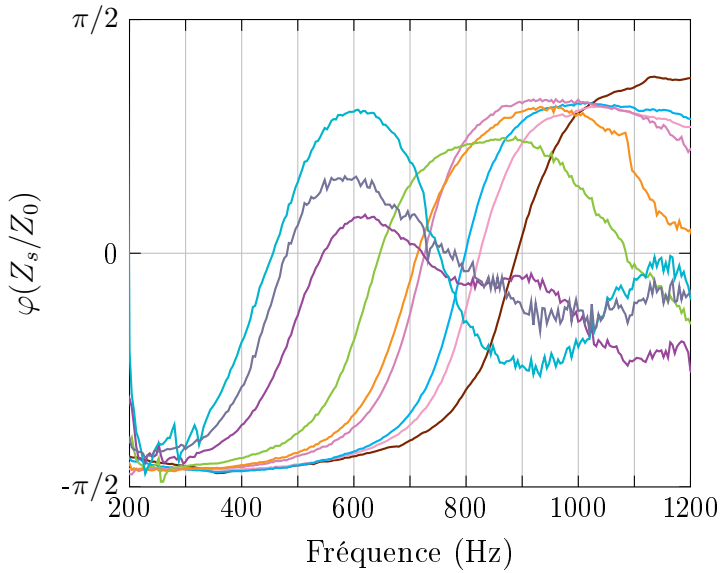


(a) Mesures

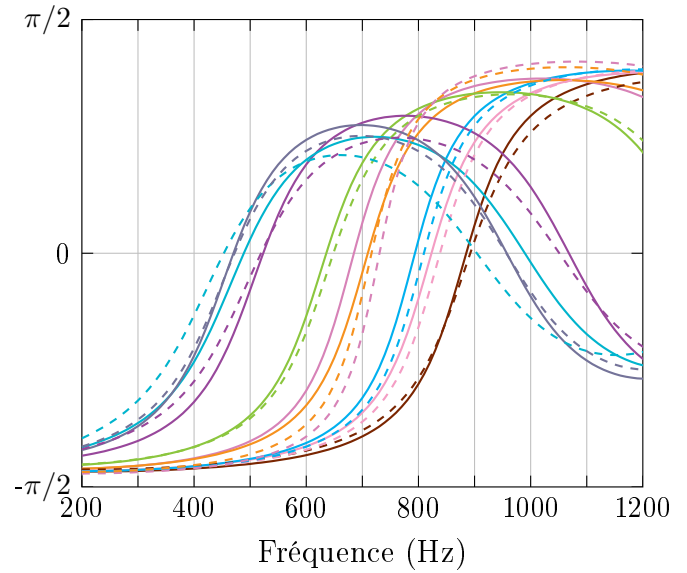


(b) Calcul

Figure D.3 – Amplitude de l'impédance de l'échantillon aux différents stades de colmatage, mesures et modèles à partir des paramètres issus de l'estimation — et de l'inversion guidée ---



(a) Mesures



(b) Calcul

Figure D.4 – Phase de l'impédance de l'échantillon aux différents stades de colmatage, mesures et modèles à partir des paramètres issus de l'estimation — et de l'inversion guidée ---