

# UNIVERSITÉ DE LIMOGES

ÉCOLE DOCTORALE Sciences – Ingénierie pour l'Information.

FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2012

Thèse N° 7-2012

## Thèse

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES**

**Discipline : Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et systèmes**

présentée et soutenue par

**Hamzeh HAMIEH**

le 09 03 2012

**Caractérisation diélectrique de parois de  
bâtiments : conception d'un banc de  
mesure impulsionnel Ultra Large Bande  
(ULB) et détermination des paramètres  
pertinents de diverses parois**

Thèse dirigée par Mme. Michèle LALANDE et M. Edson MARTINOD

JURY :

<b>Valérie MADRANGEAS</b>	Professeur, Université de Limoges	Présidente
<b>Odile PICON</b>	Professeur, Université de PARIS-EST	Rapporteur
<b>Smail TEDJINI</b>	Professeur, Université de Grenoble-INP	Rapporteur
<b>Christophe LABARTHE</b>	Ingénieur, EOLANE, Les Ulis	Examineur
<b>Bernard PECQUEUX</b>	Ingénieur, CEA , GRAMAT	Examineur
<b>Edson MARTINOD</b>	Maître de Conférences, Université de Limoges	Examineur
<b>Noël FEIX</b>	Maître de Conférences, Université de Limoges	Examineur
<b>Michèle LALANDE</b>	Professeur, Université de Limoges	Examineur



*A ma chère famille...*



# *Remerciements*

Ces travaux de doctorat se sont déroulés au laboratoire XLIM. Je désire remercier le Professeur Dominique Cros de m'y avoir accueilli. Je tiens également à remercier le Professeur Bernard Jecko de m'avoir permis de mener ces travaux dans le département ondes et systèmes associés qu'il dirige.

Ma reconnaissance va également à Madame Michelle Lalande et Monsieur Edson Martinod pour avoir encadré ces recherches. Au cours de ces trois années, votre grande disponibilité, votre rigueur scientifique, votre enthousiasme et vos précieux conseils m'ont permis de travailler dans les meilleures conditions. La confiance que vous m'avez accordée ainsi que nos nombreuses discussions m'ont permis de progresser et de mieux appréhender les différentes facettes de la recherche. Soyez assurés, Madame, Monsieur, de toute mon estime et de mon profond respect.

Ces quelques pages ne pourraient être publiées sans le concours d'Odile PICON, Professeur à l'université de PARIS-EST et de Smail TEDJINI, Professeur à l'université de Grenoble-INP. Je vous remercie pour vos conseils et vos suggestions qui ont permis l'amélioration de ce manuscrit. Soyez assurée, Madame, Monsieur, de mon plus profond respect.

Madame, Messieurs, Christophe LABARTHE, Bernard PECQUEUX, Noël FEIX et Valérie MADRANGEAS, je suis très touché de l'honneur que vous me faites en acceptant d'examiner cette thèse et d'avoir pris part à ce jury.

Je désire remercier tout particulièrement Valérie Bertrand pour ses conseils pertinents et les grandes discussions qui ont été précieux dans l'avancement de mon travail.

J'ai également une pensée pour mes amis pour toujours, Jad, Bilal, Jalal, Najib, Rabia, Stéphane, Alain, Abdelkader, Guillaume, Sylvain, Adeline, Frédéric, qui savent combien la réussite de cette thèse dépend en particulier des grands moments passés ensemble, ainsi que pour les personnels du site de l'IUT GEII à Brive pour

leur sympathie et leur aide.

Mes pensées vont plus particulièrement à ma famille qui m'a soutenu et aidé dans mon cursus universitaire.

Enfin, merci beaucoup à Hélène pour la quantité de détails pris en charge, et son aide précieuse, sympathique et indispensable.

# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>6</b>
<b>Table des figures</b>	<b>14</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>17</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>19</b>
<b>Chapitre 1 : Caractérisation diélectrique des matériaux - Intérêt d'une technique transitoire ULB</b>	<b>22</b>
1.1 Introduction	23
1.2 Les propriétés électriques d'un matériau	24
1.2.1 La perméabilité magnétique	24
1.2.2 La conductivité	24
1.2.3 La permittivité diélectrique	25
1.3 Les propriétés électromagnétiques des matériaux de construction	25
1.3.1 Les matériaux de construction	27
1.3.2 Les propriétés diélectriques des matériaux de construction	29
1.4 La réflexion et la transmission des ondes planes à une interface diélectrique	29
1.4.1 Lois de Snell-Descartes	30
1.4.2 Les coefficients de Fresnel	31
1.4.2.1 Polarisation TE	31
1.4.2.2 Polarisation TM	32
1.4.2.3 Angle de Brewster	33
1.5 Phénomènes de réflexion et de transmission à travers une paroi diélectrique	34
1.5.1 Comportement d'une paroi diélectrique mono-couche	34
1.5.1.1 Illustrations en incidence normale	35
1.5.1.1.1 Influence de la permittivité diélectrique :	35
1.5.1.1.2 Influence des pertes du matériau :	37
1.5.1.2 Illustrations en incidence oblique et pour différentes polarisations	38
1.5.1.2.1 Matériau sans perte :	39
1.5.1.2.2 Matériau avec perte :	40
1.5.1.2.3 Incidence de Brewster :	41
1.5.2 Comportement d'une paroi diélectrique multi-couches	42
1.5.2.1 Illustrations en incidence normale	44
1.5.2.2 Illustrations en incidence oblique et pour différentes polarisations	45
1.6 Etat de l'art sur les méthodes de caractérisation de matériau	47
1.6.1 Méthodes à bande étroite	47
1.6.1.1 Méthode capacitive	47
1.6.1.2 Méthode de la cavité résonante	48
1.6.2 Méthodes Large bande	49



1.6.2.1	Méthode en guide d'onde . . . . .	49
1.6.2.2	Méthode de la ligne de transmission . . . . .	51
1.6.2.3	Méthode de mesure en espace libre . . . . .	52
1.6.2.3.1	La mesure en réflexion : . . . . .	53
1.6.2.3.2	La mesure en transmission : . . . . .	53
1.7	La métrologie impulsionnelle Ultra Large Bande . . . . .	55
1.7.1	Définition d'un signal Ultra Large Bande . . . . .	55
1.7.2	Les applications et les intérêts des systèmes impulsionnels Ultra Large bande . . . . .	56
1.7.2.1	Banc de caractérisation de connecteurs en terme de compatibilité électromagnétique . . . . .	57
1.7.2.2	L'intérêt de la métrologie impulsionnelle pour la caractérisation de matériaux . . . . .	60
1.8	Objectifs d'une caractérisation diélectrique de matériaux de construction via une mesure impulsionnelle Ultra Large Bande . . . .	60

## **Chapitre 2 : Techniques d'extraction des caractéristiques diélectriques des matériaux applicables à une mesure en espace libre . . . 62**

2.1	Introduction . . . . .	63
2.2	Simulation électromagnétique transitoire impulsionnelle via le logiciel CST . . . . .	64
2.3	Extraction de la permittivité diélectrique moyenne sur la bande de fréquence . . . . .	65
2.3.1	Estimation de la partie réelle de la permittivité complexe moyenne . . . . .	66
2.3.2	Estimation de la partie imaginaire de la permittivité complexe moyenne . . . . .	67
2.3.3	Paroi diélectrique homogène . . . . .	68
2.3.4	Paroi diélectrique multi-couches . . . . .	71
2.3.5	Discussion sur la validité du modèle extrait par cette technique	72
2.4	Extraction de l'évolution fréquentielle des permittivités diélectriques .	75
2.4.1	Technique qui utilise la réflexion sur l'interface ou la première transmission . . . . .	75
2.4.1.1	A partir de la réflexion sur l'interface . . . . .	76
2.4.1.1.1	Matériau homogène à faibles pertes : . . . .	76
2.4.1.1.2	Matériau homogène à fortes pertes : . . . .	78
2.4.1.1.3	Matériau multi-couches : . . . . .	79
2.4.1.2	A partir de la première transmission . . . . .	80
2.4.1.2.1	Matériau homogène à faibles pertes : . . . .	81
2.4.1.2.2	Matériau homogène à fortes pertes : . . . .	82
2.4.1.2.3	Matériau multi-couches : . . . . .	84
2.4.2	Technique des multiples réflexions ou multiples transmissions .	86
2.4.2.1	Matériau homogène . . . . .	87
2.4.2.2	Matériau multi-couches . . . . .	90

2.5	Intérêt de l'identification des trajets multiples en réflexion et en transmission . . . . .	93
2.6	Conclusion . . . . .	94

**Chapitre 3 : Recherche d'identification des trajets multiples à travers une paroi diélectrique . . . . . 96**

3.1	Introduction . . . . .	97
3.2	Modélisations des paramètres $S_{ij}(f)$ d'une paroi diélectrique par une somme d'exponentielles amorties . . . . .	97
3.2.1	Modélisation pour un matériau non-dispersif . . . . .	101
3.2.1.1	Modélisation paramétrique du coefficient de réflexion : 101	
3.2.1.2	Modélisation paramétrique du coefficient de transmission : . . . . .	104
3.2.2	Modélisation pour un matériau dispersif . . . . .	106
3.2.2.1	Modélisation paramétrique du coefficient de réflexion	107
3.2.2.2	Modélisation paramétrique du coefficient de transmission . . . . .	109
3.3	Utilisation et adaptation de l'algorithme de CLEAN . . . . .	111
3.3.1	L'algorithme CLEAN adapté à l'identification des trajets multiples à travers une paroi diélectrique . . . . .	112
3.3.1.1	Initialisation de l'algorithme : . . . . .	114
3.3.1.2	Recherche des pics significatifs par itérations et illustration de l'évolution des signaux : . . . . .	115
3.3.2	Etude d'un matériau dispersif . . . . .	121
3.3.2.1	Application de CLEAN sur le paramètre $h_{11}$ . . . . .	121
3.3.2.1.1	Extraction des propriétés diélectriques à partir du trajet 1 en réflexion . . . . .	124
3.3.2.2	Application de CLEAN sur le paramètre $h_{21}$ . . . . .	125
3.3.2.2.1	Extraction des propriétés diélectriques à partir du trajet 1 en transmission . . . . .	128
3.4	Conclusion . . . . .	129

**Chapitre 4 : Mise en œuvre des bancs de mesure impulsionnelle ULB pour la caractérisation diélectrique de matériaux de construction . . 130**

4.1	Présentation des bancs de mesures . . . . .	131
4.2	Configurations expérimentales des bancs de mesures en réflexion et en transmission . . . . .	132
4.2.1	Configuration expérimentale de mesure en réflexion . . . . .	132
4.2.2	Configuration expérimentale de mesure en transmission . . . . .	133
4.3	L'instrumentation impulsionnelle Ultra-large Bande . . . . .	134

4.3.1	Générateurs impulsionnels . . . . .	134
4.3.2	Sonde haute tension . . . . .	136
4.3.3	Capteur de champ . . . . .	136
4.3.4	Les antennes Ultra-large Bande . . . . .	137
4.3.4.1	Antenne LIBELLULE . . . . .	138
4.3.4.2	Antenne ETS . . . . .	138
4.3.4.3	Antenne VALENTINE . . . . .	139
4.3.5	Oscilloscope numérique . . . . .	140
4.3.6	Détermination du temps clair en vu d'éliminer les échos parasites	141
4.4	Validation des bancs des mesures à partir de la détermination des réponses impulsionnelles en réflexion et en transmission . . . . .	142
4.4.1	Validation du banc de mesure en réflexion . . . . .	143
4.4.1.1	Validation de la réponse impulsionnelle en réflexion .	143
4.4.1.2	Non influence de la distance antenne d'émission / cloison sur la réponse impulsionnelle en réflexion . .	145
4.4.2	Validation du banc de mesure en transmission . . . . .	146
4.4.2.1	Validation de la réponse impulsionnelle en transmission	146
4.4.2.2	Non influence de la distance antenne d'émission / cloison sur la réponse impulsionnelle en transmission	148
4.4.3	Discussion sur la validité des bancs de mesure en réflexion et en transmission . . . . .	149
4.5	Caractérisation diélectrique de parois de bâtiments en utilisant la technique des multiples réflexions ou multiples transmissions . . . . .	150
4.5.1	Caractérisation diélectrique du mur en pierre . . . . .	151
4.5.1.1	Extraction des paramètres diélectriques du mur en pierre en utilisant la technique des multiples transmissions . . . . .	151
4.5.1.2	Extraction des paramètres diélectriques du mur en pierre en utilisant la technique des multiples réflexions	154
4.5.2	Caractérisation diélectrique du mur en parpaing . . . . .	157
4.5.2.1	Extraction des paramètres diélectriques du mur en parpaings en utilisant la technique des multiples transmissions . . . . .	158
4.5.2.2	Extraction des paramètres diélectriques du parpaing en utilisant la technique des multiples réflexions . . .	161
4.5.3	Discussion sur les paramètres $S_{ij}(f)$ mesurés et les caractéristiques diélectriques extraites en réflexion et en transmission . . . . .	164
4.6	Caractérisation diélectrique des parois de bâtiment par identification des trajets multiples - Application de l'algorithme CLEAN . . . . .	166
4.6.1	Application de l'algorithme CLEAN sur le mur en pierre . . .	166
4.6.2	Application de l'algorithme CLEAN sur le mur en parpaing .	170
4.6.3	Conclusion sur l'identification des trajet multiples par l'algorithme CLEAN . . . . .	172
4.7	Discussion sur la validité du modèle diélectrique extrait du parpaing via une simulation électromagnétique . . . . .	173

4.8 Conclusion . . . . .	176
<b>Conclusion générale et perspectives . . . . .</b>	<b>177</b>
Publications et communications relatives à ce travail . . . . .	186
Annexe 1 : Expression de la différence de marche entre deux rayons . . . . .	187
Annexe 2 : Calcul du coefficient $t_i t_{i+1}$ dans les cas des polarisations TE et TM . . . . .	190
Annexe 3 : Modélisation de parois diélectrique multi-couches . . . . .	193
Annexe 4 : Estimation de la tache de rayonnement d'une antenne . . . . .	196

# Table des figures

1.1	Quelques exemples de matériaux essentiels dans la construction . . .	28
1.2	Les deux demi espaces, la réflexion et la réfraction d'onde . . . . .	30
1.3	Polarisation TE . . . . .	32
1.4	Polarisation TM . . . . .	33
1.5	Schéma représentatif d'un matériau mono-couche. . . . .	34
1.6	Evolution du coefficient de réflexion, (a) en fonction de $(\frac{d}{\lambda_0})$ , (b) en fonction de $(\frac{d}{\lambda_g})$ . . . . .	36
1.7	Evolution du coefficient de transmission, (a) en fonction de $(\frac{d}{\lambda_0})$ , (b) en fonction de $(\frac{d}{\lambda_g})$ . . . . .	36
1.8	Evolution du coefficient de réflexion, (a) en fonction de $(\frac{d}{\lambda_0})$ , (b) en fonction de $(\frac{d}{\lambda_g})$ . . . . .	38
1.9	Evolution du coefficient de transmission, (a) en fonction de $(\frac{d}{\lambda_0})$ , (b) en fonction de $(\frac{d}{\lambda_g})$ . . . . .	38
1.10	Evolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation : cas sans perte, (a) en polarisation TE, (b) en polarisation TM. . . . .	39
1.11	Evolution du coefficient de transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation : cas sans perte, (a) en polarisation TE, (b) en polarisation TM. . . . .	40
1.12	Evolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation : cas avec perte $p_e=0.1$ , (a) en polarisation TE, (b) en polarisation TM. . . . .	40
1.13	Evolution du coefficient de transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation : cas avec perte $p_e=0.1$ , (a) en polarisation TE, (b) en polarisation TM. . . . .	41
1.14	Influence de l'angle d'incidence sur l'évolution du coefficient de transmission. . . . .	41
1.15	Schématisation d'une paroi constituée d'un empilement de diélectriques. 42	
1.16	Les structures multi-couches (hétérogène) et mono-couche (homogène). 43	
1.17	les coefficients de réflexion et de transmission pour les cas 1 et 2. . . . 44	
1.18	Coefficient de réflexion : polarisation TE . . . . .	45
1.19	Coefficient de réflexion : polarisation TM . . . . .	45
1.20	Coefficient de transmission : polarisation TE . . . . .	46
1.21	Coefficient de transmission : polarisation TM . . . . .	46
1.22	Schéma représentatif de la méthode capacitive . . . . .	48
1.23	Exemple d'une cavité résonante. . . . .	48
1.24	Deux configurations de guide d'onde rectangulaire rempli de matériau sous test. . . . .	49
1.25	Sonde en guide d'onde rectangulaire. . . . .	50
1.26	Ligne coaxiale remplie de matériau à étudier . . . . .	51
1.27	Sonde en ligne coaxiale en contact avec le matériau à caractériser. . . 51	
1.28	Représentation schématique d'un banc de mesure en espace libre . . . 52	
1.29	Mesure en réflexion. . . . .	53
1.30	Principe de mesure en transmission. . . . .	55

1.31	Représentation d'un spectre bande étroite et d'un spectre ultra large bande. . . . .	56
1.32	Banc de mesure impulsionnelle ULB pour la caractérisation de dispositifs multifilaires . . . . .	57
1.33	Connecteur SUBD caractérisé . . . . .	58
1.34	Formes temporelles mesurées sur le connecteur SUBD . . . . .	59
1.35	Résultat obtenu de connecteur SUBD, broches 6 et 7 . . . . .	59
2.1	Modèle de simulation d'une paroi diélectrique mono-couche. . . . .	64
2.2	Modèle de simulation d'une paroi diélectrique multi-couches. . . . .	64
2.3	Le signal d'excitation temporel et fréquentiel . . . . .	65
2.4	Technique d'estimation de la permittivité réelle moyenne. . . . .	66
2.5	ESS pour différents couples $(\epsilon'_r, \epsilon''_r)$ . . . . .	67
2.6	ESS correspondant à la permittivité réelle estimée $\epsilon'_r$ . . . . .	68
2.7	Les modèles de références de la permittivité complexe à faibles et à fortes pertes. . . . .	69
2.8	Signaux temporels reçus à vide et en charge (paroi diélectrique homogène). . . . .	69
2.9	Coefficient ESS correspond à la partie réelle moyenne de la permittivité complexe extraite (paroi diélectrique homogène). . . . .	70
2.10	Modèle de référence de chaque couche et la valeur moyenne pondérée en fonction de la fréquence. . . . .	71
2.11	Les signaux temporels reçus à vide et en charge (paroi diélectrique multi-couches). . . . .	72
2.12	Coefficient ESS correspond à la partie réelle moyenne extraite (paroi diélectrique multi-couches). . . . .	73
2.13	Cas du matériau homogène à faibles pertes. . . . .	73
2.14	Cas du matériau homogène à fortes pertes. . . . .	74
2.15	Cas du matériau multi-couches. . . . .	74
2.16	Le phénomène des trajets multiples à travers une paroi homogène . . . . .	75
2.17	Les signaux incident et réfléchi (matériau homogène à faibles pertes) . . . . .	77
2.18	Coefficient de réflexion sur l'interface (matériau homogène à faibles pertes) . . . . .	77
2.19	Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la réflexion sur l'interface (matériau homogène à faibles pertes). . . . .	78
2.20	Les signaux incident et réfléchi (matériau homogène à fortes pertes). . . . .	78
2.21	Coefficient de réflexion sur l'interface (matériau homogène à fortes pertes) . . . . .	79
2.22	Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la réflexion sur l'interface (matériau homogène à fortes pertes). . . . .	79
2.23	Les signaux incident et réfléchi (matériau multi-couches). . . . .	80
2.24	Coefficient de réflexion sur l'interface (matériau multi-couches). . . . .	80
2.25	Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la réflexion sur l'interface (matériau multi-couches). . . . .	81
2.26	Les champs transmis à vide et en charge (matériau homogène à faibles pertes). . . . .	82

2.27	Fonction de transfert correspondant au trajet 1 (matériau homogène à faibles pertes). . . . .	82
2.28	Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la première transmission (matériau homogène à faibles pertes). . .	83
2.29	Les champs transmis à vide et en charge (matériau homogène à fortes pertes). . . . .	83
2.30	Fonction de transfert correspondant au trajet 1 (matériau homogène à fortes pertes). . . . .	83
2.31	Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la première transmission (matériau homogène à fortes pertes).. . .	84
2.32	Les champs transmis à vide et en charge (matériau multi-couches).. . .	85
2.33	Fonction de transfert correspondant au trajet 1 (matériau multi-couches). . . . .	85
2.34	Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la première transmission (matériau multi-couches). . . . .	85
2.35	Schéma représentatif du programme d'extraction de la permittivité d'un matériau en fonction des paramètres $S_{ij}(f)$ . . . . .	87
2.36	Coefficients de réflexion et de transmission (matériau homogène). . .	88
2.37	Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir du coefficient de réflexion (matériau homogène). . . . .	88
2.38	Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir du coefficient de transmission (matériau homogène). . . . .	89
2.39	Coefficients de réflexion et de transmission (matériau multi-couches). . .	90
2.40	Le modèle de référence (Valeur moyenne de la permittivité de 3 couches) en comparaison avec les valeurs extraites et extraites optimisée en réflexion (matériau multi-couches). . . . .	91
2.41	Le modèle de référence (Valeur moyenne de la permittivité de 3 couches) en comparaison avec les valeurs extraites et extraites optimisée en transmission (matériau multi-couches). . . . .	92
2.42	Modèle de la permittivité complexe. . . . .	93
2.43	Les signaux incident et transmis. . . . .	93
2.44	Réponse impulsionnelle en transmission. . . . .	94
3.1	Principe de la technique Matrix pencil. . . . .	100
3.2	Les coefficients de réflexions de départ et modélisé. . . . .	102
3.3	Coefficient de réflexion sur l'interface . . . . .	102
3.4	Coefficients de réflexions (Module et phase) correspondant au trajet 1	103
3.5	Coefficients de réflexions (Module et phase) correspondant au trajet 2	103
3.6	Coefficients de réflexions (Module et phase) correspondant au trajet 3	104
3.7	Les coefficients de transmission de départ et modélisé. . . . .	105
3.8	coefficients de transmissions (Module et phase) qui correspondent aux trajets 1, 2 et 3 . . . . .	106
3.9	Les modèles de référence de la permittivité complexe. . . . .	107
3.10	Les coefficients de réflexions de départ et modélisé. . . . .	107
3.11	Coefficient de réflexion sur l'interface . . . . .	108
3.12	Coefficients de réflexions (module et phase) qui correspondent aux trajets 1, et 2 . . . . .	109



3.13	Les coefficients de transmissions de départ et modélisé. . . . .	110
3.14	Coefficients de transmissions (module et phase) qui correspondent aux trajets 1, 2, 3 et 4. . . . .	111
3.15	Paroi diélectrique représentant la réflexion et la transmission. . . . .	113
3.16	Représentation schématique de la paroi diélectrique. . . . .	113
3.17	Identification du maximum $h_{max}$ de la réponse impulsionnelle brute. . . . .	116
3.18	Identification de la position $t_{max}$ du maximum de la réponse impulsionnelle brute. . . . .	116
3.19	Réponse impulsionnelle CLEAN correspondant au maximum de la réponse impulsionnelle brute. . . . .	117
3.20	Signal transmis, signal transmis reconstitué, signal transmis résiduel. . . . .	118
3.21	La réponse impulsionnelle résiduelle et la réponse impulsionnelle brute. . . . .	118
3.22	Les signaux temporels à la fin d'exécution de l'algorithme CLEAN . . . . .	119
3.23	Les réponses impulsionnelles non-debruitée et résiduelle. . . . .	119
3.24	Les réponses impulsionnelles brute et CLEAN. . . . .	120
3.25	Recherche des pics significatifs par itérations. . . . .	120
3.26	Les signaux incident et réfléchi sur la paroi diélectrique considérée. . . . .	121
3.27	La réponse impulsionnelle en réflexion. . . . .	122
3.28	Les signaux réfléchi, réfléchi reconstitué et réfléchi résiduel. . . . .	122
3.29	Les réponses impulsionnelles brute et résiduelle. . . . .	123
3.30	Les réponses impulsionnelles brute et finale (CLEAN). . . . .	123
3.31	La réponse impulsionnelle finale et le signal incident convolué. . . . .	124
3.32	Caractéristiques diélectriques extraites. . . . .	125
3.33	Les signaux incident et transmis à travers la parois diélectrique. . . . .	125
3.34	La réponse impulsionnelle en transmission. . . . .	126
3.35	Les signaux transmis, transmis reconstitué et transmis résiduel. . . . .	126
3.36	Les réponses impulsionnelles brute et résiduelle. . . . .	127
3.37	Les réponses impulsionnelles brute et finale (CLEAN). . . . .	127
3.38	La réponse impulsionnelle finale et le signal incident convolué. . . . .	128
3.39	Caractéristiques diélectriques extraites. . . . .	128
4.1	Configuration expérimentale de la mesure en réflexion. . . . .	132
4.2	Configuration expérimentale de la mesure en transmission . . . . .	133
4.3	Les signaux temporels et fréquentiels sans dérivateur et avec dérivateur du générateur $g_1$ . . . . .	135
4.4	Les signaux temporel et fréquentiel du générateur $g_2$ . . . . .	135
4.5	Les signaux temporel et fréquentiel du générateur $g_3$ . . . . .	136
4.6	Sonde haute tension . . . . .	136
4.7	Capteur du champ $AD - 80$ . . . . .	137
4.8	Antenne LIBELLULE . . . . .	138
4.9	Coefficient de réflexion le gain dans l'axe de l'antenne LIBELLULE. . . . .	138
4.10	Antenne ETS . . . . .	139
4.11	Coefficients de réflexion et gains dans l'axe de l'antenne ETS. . . . .	139
4.12	Antenne VALENTINE . . . . .	139
4.13	Coefficient de réflexion et gain dans l'axe de l'antenne VALENTINE. . . . .	140
4.14	Oscilloscope TDS 6804B . . . . .	140

4.15	Principe du calcul de temps clair en réflexion et en transmission dans le cas de mesure à vide . . . . .	141
4.16	Mur en béton cellulaire . . . . .	142
4.17	Configuration expérimentale de la mesure en réflexion . . . . .	143
4.18	Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux reçus à vide et en charge en utilisant le générateur $g_3$ pour une distance $d_1 = 1.36m$ . . . . .	143
4.19	Le coefficient de réflexion et la réponse impulsionnelle en utilisant le générateur $g_3$ pour une distance $d_1 = 1.36m$ . . . . .	144
4.20	Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux reçus à vide et en charge en utilisant le générateur $g_2$ pour une distance $d_1 = 1.36m$ . . . . .	144
4.21	Signal réfléchi et signal reçu à vide convolué . . . . .	145
4.22	Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux reçus à vide et en charge en utilisant le générateur $g_3$ pour une distance $d_2 = 1.7m$ . . . . .	145
4.23	Signal réfléchi le signal reçu à vide convolué . . . . .	146
4.24	Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux transmis à vide et en charge en utilisant le générateur $g_1$ pour une distance $d_1 = 1.6m$ . . . . .	146
4.25	La fonction de transfert et la réponse impulsionnelle en utilisant le générateur $g_1$ pour une distance $d_1 = 1.6m$ . . . . .	147
4.26	Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux transmis à vide et en charge en utilisant le générateur $g_2$ pour une distance $d_1 = 1.6m$ . . . . .	147
4.27	Signal transmis à vide et le signal transmis à vide convolué . . . . .	148
4.28	Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux transmis à vide et en charge en utilisant le générateur $g_2$ pour une distance $d_2 = 1.9m$ . . . . .	148
4.29	Signal transmis en charge et le signal transmis à vide convolué . . . . .	149
4.30	Mur en pierre . . . . .	151
4.31	Les différentes configurations de mesure en transmission à travers le mur en pierre . . . . .	151
4.32	coefficients de transmission obtenus en polarisation verticale pour les hauteurs 1 et 2, à travers le mur en pierre . . . . .	152
4.33	coefficients de transmission obtenus en polarisation horizontale pour les hauteurs 1 et 2, à travers le mur en pierre . . . . .	152
4.34	coefficients de transmissions moyens pour les deux polarisations verticale et horizontale à travers le mur en pierre . . . . .	153
4.35	Les caractéristiques diélectriques du mur en pierre extraites en polarisation verticale et horizontale et la fonction d'erreurs . . . . .	154
4.36	Les différentes configurations de mesure en réflexion à travers le mur en pierre . . . . .	155
4.37	coefficients de réflexion obtenus en polarisation verticale pour les hauteurs 1 et 2 à travers le mur en pierre . . . . .	155

4.38	coefficients de réflexion moyens en polarisation verticale à travers le mur en pierre . . . . .	156
4.39	Les caractéristiques diélectriques du mur en pierre extraites en polarisation verticale et la fonction d'erreurs . . . . .	157
4.40	Mur en parpaing . . . . .	157
4.41	Les différentes configurations de mesure en transmission . . . . .	158
4.42	coefficients de transmission obtenus en polarisation verticale pour les hauteurs 1 et 2 à travers le parpaing . . . . .	158
4.43	Les coefficients de transmission obtenus en polarisation horizontale pour les hauteurs 1 et 2 à travers le parpaing . . . . .	159
4.44	coefficients de transmissions moyens pour les deux polarisations verticale et horizontale à travers le mur en parpaing . . . . .	160
4.45	Les caractéristiques diélectriques du parpaing extraites en polarisation verticale et horizontale et la fonction d'erreurs . . . . .	161
4.46	Les différentes configurations de mesures en réflexion à travers le parpaing . . . . .	162
4.47	coefficients de réflexion obtenus en polarisation verticale pour les distance 1 et 2 à travers le mur en parpaing . . . . .	162
4.48	coefficients de réflexion moyens en polarisation verticale à travers le parpaing . . . . .	163
4.49	Les caractéristiques diélectriques du parpaing extraites en polarisation verticale et la fonction d'erreur . . . . .	164
4.50	Les signaux temporels bruts pour les différentes configurations de mesures en transmission à travers le mur en pierre . . . . .	167
4.51	La réponse impulsionnelle brute comparée à la réponse impulsionnelle finale obtenue par CLEAN pour les différentes configurations de mesure en transmission à travers le mur en pierre . . . . .	168
4.52	La réponse impulsionnelle finale obtenue par CLEAN pour les différentes configurations de mesure en transmission à travers le mur en pierre et les différentes fenêtres temporelles analysées . . . . .	169
4.53	Les caractéristiques diélectriques extraites en utilisant le trajet 1 paramétrées en fonction du fenêtrage temporel. . . . .	170
4.54	Les signaux temporels bruts pour les différentes configurations de mesure en transmission à travers le parpaing . . . . .	171
4.55	Les signaux temporels bruts pour les différentes configurations de mesures en transmission à travers le parpaing . . . . .	171
4.56	Les caractéristiques diélectriques extraites en utilisant le trajet 1 paramétrées en fonction du fenêtrage temporel. . . . .	172
4.57	Bloc de parpaing . . . . .	173
4.58	Les caractéristiques diélectriques du béton proposé par CST. . . . .	174
4.59	Modélisation du mur en parpaing. . . . .	174
4.60	Les signaux temporels incident et transmis et le coefficient de transmission à travers le mur en parpaing. . . . .	175
4.61	Les caractéristiques diélectriques de référence comparées aux caractéristiques diélectriques moyennes pondérées et extraites. . . . .	175
4.62	La différence de marche entre deux rayons. . . . .	187

4.63	Les deux demi espaces. . . . .	190
4.64	phénomènes à de réflexion et de transmission à l'interface entre deux milieux. . . . .	193
4.65	Estimation de la tache de rayonnement de l'antenne VALENTINE. . . . .	196
4.66	Les différentes distances prises en compte permettant d'estimer la tache de rayonnement dans le plan vertical de l'antenne VALENTINE. . . . .	197
4.67	La tache de rayonnement de l'antenne VALENTINE à la distance $d = 1.4$ m. . . . .	197
4.68	La tache de rayonnement de l'antenne VALENTINE à la distance $d = 1.6$ m. . . . .	198
4.69	La tache de rayonnement de l'antenne VALENTINE à la distance $d = 1.8$ m. . . . .	198



# Liste des tableaux

1.1	Quelques valeurs de caractéristiques diélectriques de matériaux de construction. . . . .	29
1.2	Classification du signaux selon la bande fractionnelle (BF). . . . .	56
2.1	Caractéristiques diélectriques moyennes de référence. . . . .	69
2.2	La partie réelle extraite à partir de la différence de temps d'arrivée (paroi diélectrique homogène). . . . .	70
2.3	La partie imaginaire extraite à partir du critère ESS (paroi diélectrique homogène). . . . .	70
3.1	Retard propre au trajet $k$ en réflexion. . . . .	101
3.2	Paramètres du modèle de la modélisation du coefficient de réflexion. .	101
3.3	Retard propre au trajet $k$ en transmission. . . . .	104
3.4	Paramètres du modèle de la modélisation du coefficient de transmission.	104
3.5	Paramètres du modèle de la modélisation du coefficient de réflexion. .	108
3.6	Paramètres de la modélisation du coefficient de transmission. . . . .	109
4.1	Caractéristiques techniques du capteur. . . . .	137
4.2	Caractéristiques techniques du balun. . . . .	137

# Introduction générale



Depuis quelques années, un des enjeux majeurs dans le domaine du RADAR, est d'offrir la possibilité de localiser des personnes derrière les parois de bâtiments pour différentes applications, telles que la détection des personnes ensevelies sous les gravats après une catastrophe naturelle, un tremblement de terre ou un accident (explosion due au gaz par exemple).

Une autre application de ce développement se situe dans le domaine de la sécurité militaire. En effet, la détection et la localisation des personnes dans les bâtiments sont très demandées par la police ou par les forces armées pour la surveillance du milieu urbain ou sur le champ de bataille.

Pour ces différentes applications, l'étude du phénomène de propagation des ondes électromagnétiques à travers les parois de bâtiments est nécessaire. La bonne prise en compte de ces matériaux réside dans la connaissance de leurs caractéristiques diélectriques. L'analyse de l'interaction des ondes électromagnétiques avec les matériaux est indispensable pour prendre en compte l'effet des caractéristiques diélectriques sur la réflexion et la transmission.

Pour caractériser les parois de bâtiments, différentes techniques sont présentées dans la littérature et sont classées en méthodes bande étroite et large bande. La plupart des méthodes actuelles de caractérisation de matériaux sont réalisées dans le domaine fréquentiel à l'intérieur de chambres anéchoïques. La précision et la fiabilité de ces méthodes ont atteint un niveau remarquable avec cependant des limitations dès lors qu'il s'agit d'effectuer des mesures en basses fréquences sur une large bande. En effet, la dimension des matériaux absorbants, ou l'utilisation de ferrites en basse fréquence, augmentent souvent le coût d'une chambre anéchoïque de manière prohibitive.

Dans la communauté scientifique, la caractérisation diélectrique des matériaux dans le domaine temporel a suscité bien moins d'attention que la mesure fréquentielle. Ainsi, peu de travaux sur cette thématique ont été effectués.

La technologie ULB (Ultra-Large Bande) impulsionnelle et ses performances permettent d'envisager aujourd'hui son application à la caractérisation des matériaux. L'utilisation du domaine temporel comporte des avantages non négligeables tels que :

- Une très courte durée de mesure due au fait que l’acquisition pour toutes les fréquences est réalisée en une seule fois.
- Une émission de fort niveau mais de très faible durée qui rend négligeable l’influence de l’environnement électromagnétique.
- L’utilisation des fenêtrages temporels, ce qui, en respectant certaines contraintes rend l’utilisation des chambres anéchoïques non indispensable.
- Un coût d’installation moindre comparé à celui d’une chambre anéchoïque.
- Une application envisageable sur site.

Ces multiples intérêts sont à la base de la définition des objectifs de ce travail qui repose sur l’utilisation d’une mesure transitoire impulsionnelle dédiée à la caractérisation diélectrique des matériaux en espace libre.

Depuis quelques années, dans l’équipe OSA du laboratoire XLIM, de nouvelles méthodes de mesures en transitoire ont été développées.

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur le développement des outils de traitement de signal conduisant à la mise en place d’un banc de mesure Ultra-Large Bande impulsionnel, permettant la détermination des caractéristiques diélectriques des parois de bâtiments dans la bande de fréquences [300 MHz-3GHz].

Le premier chapitre présente les propriétés diélectriques de matériaux de construction courants, ainsi que les phénomènes de réflexions et de transmissions d’une onde plane à travers une interface diélectrique. Dans la suite, une étude présente la réflexion et la transmission à travers des parois diélectriques homogènes mono-couche et multi-couche ainsi que les différentes méthodes de caractérisation diélectrique de matériaux. La technologie impulsionnelle ainsi qu’une application de la mesure transitoire sont présentées pour expliquer la technique et motiver le choix de cette approche.

Le deuxième chapitre présente les méthodes d’extractions des propriétés diélectriques des matériaux à partir des signaux temporels ou des paramètres de répartition  $S_{ij}(f)$ . Leurs validations et leurs paramétrages sont réalisés à l’aide d’outils de simulations électromagnétiques conduisant à l’identification de leurs avantages et limitations.

Le troisième chapitre montre l’intérêt de l’identification des trajets multiples

à travers les parois diélectriques pour une caractérisation diélectrique précise de matériaux. Deux algorithmes sont présentés; le premier utilise les paramètres fréquentiels  $S_{ij}(f)$  et le deuxième constitue un développement innovant dans le domaine temporel qui repose sur l'évaluation de la réponse impulsionnelle d'une paroi  $h_{ij}(t)$ .

Le quatrième et dernier chapitre est consacré d'une part, à l'élaboration d'un banc de mesure impulsionnel ULB et le choix de ses différents équipements (générateur d'impulsions, antennes ULB, câble, etc...), et d'autre part à la description des mesures réalisées, et à l'analyse des résultats obtenus par l'application des techniques développées dans le chapitre trois.

Cet manuscrit se termine par une conclusion du travail présenté et les perspectives concernant les techniques d'extractions des propriétés diélectriques des matériaux via une mesure impulsionnelle ULB en espace libre.

**Chapitre 1 :**

**Caractérisation diélectrique des  
matériaux - Intérêt d'une  
technique transitoire ULB**

## 1.1 Introduction

La propagation d'une onde électromagnétique est dépendante des caractéristiques intrinsèques du milieu où elle évolue. Ainsi, en fonction des caractéristiques diélectriques d'un matériau, une information portée par une onde électromagnétique peut pénétrer ou se propager plus ou moins efficacement.

L'étude du phénomène de propagation des ondes électromagnétiques à travers ces matériaux est donc nécessaire pour différentes applications telles que l'imagerie Radar [1] et la modélisation des canaux de propagation [2]. La compréhension des phénomènes de propagation dans ces matériaux réside dans la connaissance de leurs caractéristiques diélectriques ou magnétiques. Parmi les matériaux de construction les plus courants citons le béton cellulaire, la brique, le parpaing et le béton armé. La propagation d'une onde électromagnétique à travers un milieu donné se traduit par une réflexion et une transmission qui dépendent de sa nature et des caractéristiques de l'onde incidente (fréquence, polarisation, angle d'incidence).

Dans un premier temps, les caractéristiques électriques des matériaux de construction (parpaing, béton cellulaire, béton armé, pierre, etc) sont présentées en introduisant la perméabilité, la permittivité et la conductivité. Dans la suite, les phénomènes de réflexions et de transmissions d'une onde plane à travers une interface diélectrique sont abordés en tenant compte des angles d'incidence et de la polarisation des ondes électromagnétiques (verticale et horizontale).

Une seconde partie est dédiée à la description des phénomènes de réflexions et de transmissions à travers des parois diélectriques mono-couches (parois homogènes) et multi-couches (parois hétérogènes). Le comportement électromagnétique de ces parois est présenté dans le but de mieux comprendre les effets des caractéristiques diélectriques, des angles d'incidence et de la polarisation des ondes électromagnétiques sur la réflexion et la transmission.

L'étude de la réflexion et de la transmission exige la connaissance des paramètres diélectriques des parois considérées. Pour cette raison, différentes méthodes existantes dans la littérature pour la caractérisation des matériaux [3] sont présentées afin de sélectionner la mieux adaptée à notre contexte de travail.

La méthodologie impulsionnelle Ultra Large Bande (ULB) fait l'objet de recherches approfondies en raison de ses applications intéressantes dans les domaines

de la télédétection [4] [5], des communications sans fil [6] et de la caractérisation de matériaux [7]. Une présentation de cette technologie et un exemple d'application sont donc proposés pour montrer ses avantages et ses inconvénients.

## 1.2 Les propriétés électriques d'un matériau

Selon les équations de Maxwell, lorsque les ondes électromagnétiques se propagent dans un milieu, elles sont fonctions de trois paramètres essentiels : la perméabilité magnétique  $\mu$ , la permittivité diélectrique  $\epsilon$  et la conductivité  $\sigma$ . Ces derniers constituent les caractéristiques électriques d'un milieu.

### 1.2.1 La perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique [Henry/m] représente la capacité d'un matériau donné à concentrer l'induction magnétique  $\vec{B}$ . Cette induction  $\vec{B}$  [Tesla] et le champ magnétique  $\vec{H}$  [Ampère/m] sont reliés par la relation suivante :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1.1)$$

On obtient la perméabilité magnétique  $\mu$  en multipliant la perméabilité du vide  $\mu_0$  [Henry/m] par la perméabilité relative  $\mu_r$  ( $\mu_0$  égale à  $4\pi 10^{-7}$  [H/m] et  $\mu_r$  caractéristique du matériau).

### 1.2.2 La conductivité

Un milieu est dit conducteur s'il existe des charges électriques libres qui se déplacent sur des distances macroscopiques lorsqu'un champ électrique  $\vec{E}$  [Volt/m] est appliqué. La densité de courant  $\vec{j}_c$  [Ampère/m<sup>2</sup>] est lié à la conductivité électrique  $\sigma$  [Siemens/m] selon la loi d'Ohm :

$$\vec{j}_c = \sigma \vec{E} \quad (1.2)$$

La valeur de la conductivité dépend de la nature du matériau et de différents paramètres, comme la température.

### 1.2.3 La permittivité diélectrique

En appliquant un champ électrique dans un milieu, les mouvements de charges sont liés à une grandeur physique nommée permittivité diélectrique [Farad/m]. L'induction électrique  $\vec{D}$  [Coulomb/m<sup>2</sup>] est reliée au champ électrique  $\vec{E}$  par la relation suivante :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (1.3)$$

La permittivité d'un milieu donné traduit la réponse du milieu diélectrique considéré sous l'application d'un champ électrique  $\vec{E}$ .

## 1.3 Les propriétés électromagnétiques des matériaux de construction

Les équations de Maxwell décrivent les relations entre les propriétés d'un milieu et les champs électromagnétiques. Dans notre contexte de travail, seules les propriétés diélectriques  $\epsilon_r$  et la conductivité  $\sigma$  sont prises en compte impliquant l'hypothèse que les matériaux à étudier sont non-magnétiques [8]. L'extraction et la connaissance de ces paramètres (les caractéristiques diélectriques et la conductivité du milieu) nous permettent de déduire les effets d'un matériau sur la propagation des ondes électromagnétiques.

Tout d'abord, considérons un champ électrique sinusoïdal  $\vec{E}$  à une fréquence donnée ( $f$ ), se propageant en onde plane selon l'axe  $z$  positif. Ce champ électrique peut être représenté par l'écriture mathématique de son amplitude complexe suivante :

$$E(z, \omega) = E_0 e^{-\gamma(\omega)z} \quad (1.4)$$

Où :

- $E_0$  : amplitude crête du champ électrique.
- $z$  : représente la direction de propagation.
- $\omega = 2\pi f$  est la pulsation ( $f$  : la fréquence de travail en Hz).

–  $\gamma$  : représente la constante de propagation.

La constante de propagation  $\gamma(\omega)$  est définie par :

$$\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + j\beta(\omega) = j\omega\sqrt{\mu(\omega)\epsilon(\omega)} \quad (1.5)$$

où  $\alpha$  ( $Np/m$ ) est représentatif de la constante d'atténuation dans le milieu considéré,  $\beta$  ( $rad/m$ ) est la constante de phase.  $\epsilon$  et  $\mu$  représentent respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique. Dès que les matériaux à caractériser sont des matériaux non-magnétiques, on peut considérer la perméabilité magnétique  $\mu = \mu_r\mu_0 \cong \mu_0$ .

La permittivité diélectrique complexe est de la forme suivante :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega) \quad (1.6)$$

où :  $\epsilon' = \epsilon_r \epsilon_0$  représente la partie réelle de la permittivité diélectrique complexe,  $\epsilon_r$  est la permittivité relative de milieu ou la constante diélectrique normalisée par rapport à la permittivité du vide  $\epsilon_0 = 8.854187 \cdot 10^{-12}$  [F/m]. La partie imaginaire  $\epsilon''$  est liée aux pertes diélectriques dans le matériau. On peut définir les pertes diélectriques dans le matériau par un paramètre appelé facteur de pertes diélectriques qui est un rapport entre la partie imaginaire  $\epsilon''$  et la partie réelle  $\epsilon'$  :

$$\tan\delta(\omega) = \frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon'(\omega)} \quad (1.7)$$

Un autre facteur de pertes lié à la conductivité peut être introduit par un paramètre supplémentaire sur la partie imaginaire de la permittivité diélectrique complexe :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\left(\epsilon''(\omega) + \frac{\sigma(\omega)}{\omega}\right) \quad (1.8)$$

$\sigma(\omega)$  est la conductivité du matériau. Il existe des pertes liées à la permittivité diélectrique complexe et à la conductivité du matériau. Dans le cas où il s'avère difficile de dissocier les deux types de pertes, elles sont représentées par un facteur



de pertes effectif :

$$p_e(\omega) = \frac{\epsilon''(\omega) + \frac{\sigma(\omega)}{\omega}}{\epsilon'(\omega)} \quad (1.9)$$

En utilisant ce qui précède, une permittivité relative effective  $\epsilon_{re}$  est définie de la manière suivante :

$$\epsilon_{re}(\omega) = \epsilon'_r(\omega) [1 - jp_e(\omega)] \quad (1.10)$$

La constante de propagation est définie par :

$$\gamma(\omega) = \frac{j\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{re}(\omega)} = \frac{j\omega}{c} \sqrt{\epsilon'_r(\omega) (1 - jp_e(\omega))} \quad (1.11)$$

où  $c \cong 3 \times 10^8$  [m/s] est la célérité de la lumière dans le vide.

Pour une onde plane se propageant dans le matériau, le coefficient d'atténuation  $\alpha$  et la constante de phase  $\beta$  peuvent être décrits de la façon suivante :

$$E(z, \omega) = E_0 e^{-\gamma(\omega)z} = E_0 e^{-j\beta(\omega)z} e^{-\alpha(\omega)z} \quad (1.12)$$

La constante d'atténuation est définie par :

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{c} \left\{ \frac{\epsilon'_r(\omega)}{2} \left[ \sqrt{1 + p_e^2(\omega)} - 1 \right] \right\}^{1/2} \quad (1.13)$$

La constante de phase est définie par :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} \left\{ \frac{\epsilon'_r(\omega)}{2} \left[ \sqrt{1 + p_e^2(\omega)} + 1 \right] \right\}^{1/2} \quad (1.14)$$

### 1.3.1 Les matériaux de construction

Parmi les différents matériaux, les plus utilisés dans les constructions sont les suivants (figure 1.1) :

- Le béton cellulaire : matériau de construction destiné au gros oeuvre. Fabriqué exclusivement à partir de matières premières naturelles, il résulte d'un savant dosage d'eau, de sable, de ciment, de poudre d'aluminium ou de pâte d'aluminium, et d'air.
- La brique : parallélépipède rectangle de terre argileuse, séchée au soleil ou cuite au four.
- Le bloc de béton : élément de maçonnerie moulé désigné par le terme de parpaing.
- La pierre naturelle.
- Le mortier : mélange d'un liant et d'agréats avec de l'eau. Il est utilisé en maçonnerie comme élément de liaison, de scellement ou comme enduit.
- Le béton armé : est un matériau composite constitué de béton et d'acier qui allie la résistance à la compression du béton à la résistance à la traction de l'acier.



(a) Béton cellulaire

(b) La brique

(c) Le bloc béton ou parpaing



(d) La pierre naturelle

(e) Le mortier

(f) le béton armé

FIGURE 1.1 – Quelques exemples de matériaux essentiels dans la construction

### 1.3.2 Les propriétés diélectriques des matériaux de construction

Différents travaux ont été réalisés dans le domaine de la caractérisation diélectrique de matériaux de constructions. Souvent la caractérisation est réalisée sur une bande de fréquence étroite [9] et plutôt haute fréquence [10] [11].

Le tableau 1.1 représente des valeurs de caractéristiques diélectriques de matériaux de construction. Cependant, elles sont souvent non-utilisables du fait que les caractéristiques diélectriques dépendent des propriétés chimiques et des dosages employés qui ne sont pas décrits dans la plupart des publications.

Matériau	f(GHz)	$\epsilon'_r$	$\epsilon''$	$\sigma$ (S/m)	Référence
Béton	8-18	4.47-8.04			[12]
-	0.1-0.9	4.10-6.20	0.57-0.99		[8]
-	8-12.5	7.7		0.18	[13]
-	8-12.5	6.9		0.22	[13]
Béton armé	1	6.2		0.019	[14]
-	2	6.3		0.077	[15]
Brique	2	5.2		0.031	[15]
-	3	3.7		0.02	[14]
Parpaing	2.02-3.22	2.22-2.23			[7]
Mortier	0.1-0.9	8.20-9	2.5-2.78		[8]
-	8-12.5	7.1	0.27		[16]

TABLE 1.1 – Quelques valeurs de caractéristiques diélectriques de matériaux de construction.

Les valeurs des caractéristiques diélectriques citées sont données pour différentes bandes de fréquences. Selon l'auteur, on constate que pour le même matériau et dans la même bande de fréquence, les caractéristiques diélectriques ne sont pas identiques. Ce problème peut être dû à des différences de taux d'humidité du matériau ou de composition chimique.

## 1.4 La réflexion et la transmission des ondes planes à une interface diélectrique

Considérons deux milieux diélectriques semi-infinis homogènes et isotropes ayant les permittivités diélectriques effectives  $\epsilon_{re1}$ , et  $\epsilon_{re2}$  (figure 1.2). Soit  $n_1 = \sqrt{\epsilon_{re1}}$  et  $n_2 = \sqrt{\epsilon_{re2}}$  les indices de réfraction respectivement dans le milieu 1 et le milieu 2.

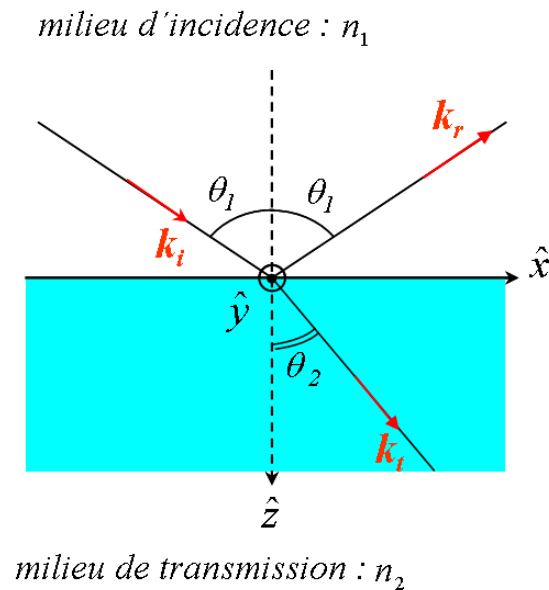


FIGURE 1.2 – Les deux demi espaces, la réflexion et la réfraction d'onde

Soit une onde plane de vecteur d'onde  $k_i$  comme représentée figure 1.2 qui se propage en faisant un angle d'incidence  $\theta_1$  avec l'axe de propagation  $oz$ . A l'interface entre les deux espaces deux phénomènes apparaissent :

- Réflexion : il y a réflexion lorsque le rayon émerge (vecteur d'onde  $k_r$  et d'angle  $\theta_1$ ) se propage dans le même milieu que le rayon incident.
- Réfraction : il y a réfraction lorsque le faisceau émerge (vecteur d'onde  $k_t$  d'angle  $\theta_2$ ) se propage dans le milieu séparé du milieu incident par l'interface.

Les vecteurs d'onde incident ( $k_i$ ), réfléchi ( $k_r$ ) et réfracté ( $k_t$ ) sont contenus dans un même plan nommé plan d'incidence.

### 1.4.1 Lois de Snell-Descartes

Les lois de Snell-Descartes permettent de déterminer la direction des ondes réfléchies et transmises, mais ne donnent aucune information sur leurs amplitudes.

- Loi de la réflexion : l'angle réfléchi est égal à l'opposé de l'angle incident  $\theta_1$
- Loi de la réfraction : l'angle réfracté  $\theta_2$ , dans le milieu de transmission, est tel que :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.15)$$

Où  $n_1$  et  $n_2$  sont respectivement les indices des milieux d'incidence et de transmission .

## 1.4.2 Les coefficients de Fresnel

Les lois de Snell-Descartes nous permettent uniquement de déterminer la direction des ondes réfléchies et transmises [17]. Les coefficients de Fresnel nous permettent de déterminer les amplitudes des ondes. On distingue deux cas qui sont la polarisation TE (transverse électrique) et la polarisation TM (transverse magnétique).

Dans la suite, sont faites les hypothèses suivantes :

- les milieux considérés sont non magnétiques.
- les milieux considérés sont linéaires, homogènes et isotropes.

### 1.4.2.1 Polarisation TE

Le champ électrique incident est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence, le champ magnétique est contenu dans le plan d'incidence comme le montre la figure 1.3.

$E_i$ ,  $E_r$  et  $E_t$  sont les amplitudes associées respectivement aux champs électriques incident, réfléchi et transmis.

On introduit le coefficient de réflexion en amplitude  $r$  et le coefficient de transmission en amplitude  $t$  du champ électrique tels que :

$$r = \frac{E_r}{E_i} \quad (1.16)$$

$$t = \frac{E_t}{E_i} \quad (1.17)$$

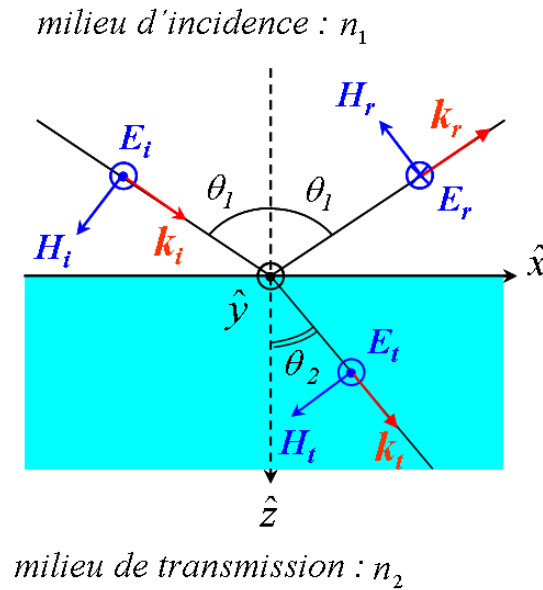


FIGURE 1.3 – Polarisation TE

Les coefficients de transmission et de réflexion s'écrivent de la façon suivante pour la polarisation TE :

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (1.18)$$

$$t_{TE} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (1.19)$$

#### 1.4.2.2 Polarisation TM

Le champ magnétique incident est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence, le champ électrique est contenu dans le plan d'incidence comme le montre la figure 1.4.

$E_i$ ,  $E_r$  et  $E_t$  sont les amplitudes associées respectivement aux champs électriques incident, réfléchi et transmis.

Dans ce cas, le coefficient de réflexion en amplitude  $r$  et le coefficient de transmission en amplitude  $t$  du champ électrique s'écrivent de la façon suivante :

$$r_{TM} = \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (1.20)$$

$$t_{TM} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \quad (1.21)$$

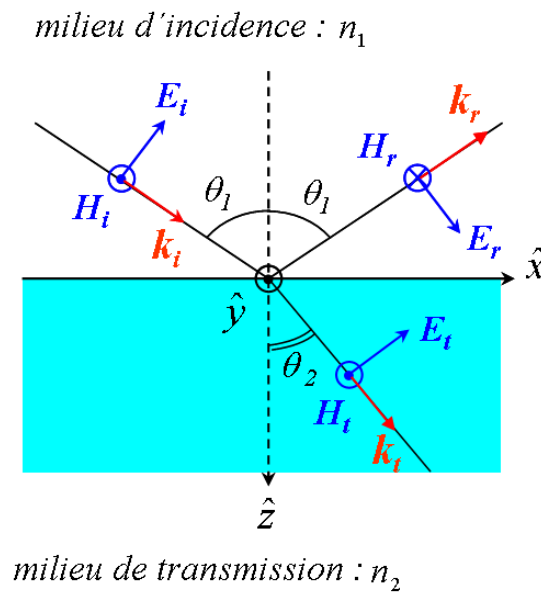


FIGURE 1.4 – Polarisation TM

### 1.4.2.3 Angle de Brewster

Le cas de polarisation TM est remarquable par rapport à la polarisation TE. En effet, le coefficient de réflexion dans le cas de la polarisation TM peut devenir nul pour un angle d'incidence, dit angle de Brewster [17].

Cet angle est défini par :

$$\theta_B = \arctan \left( \frac{\sqrt{\epsilon_r 2}}{\sqrt{\epsilon_r 1}} \right) \quad (1.22)$$

## 1.5 Phénomènes de réflexion et de transmission à travers une paroi diélectrique

La réflexion et la transmission à travers les milieux diélectriques pour des parois mono-couche (air - diélectrique - air) et multi-couches (empilement de couches diélectriques) font l'objet de cette partie. Une étude paramétrique est présentée dans le but d'évaluer l'influence des paramètres du milieu, des angles d'incidence, et des différentes polarisations sur les coefficients de transmission et de réflexion.

### 1.5.1 Comportement d'une paroi diélectrique mono-couche

Pour illustrer le comportement d'une paroi mono-couche illuminée par des ondes électromagnétiques, une lame diélectrique d'épaisseur  $d$ , de constante diélectrique  $\epsilon_r$ , de facteur des pertes  $p_e$  est considérée. La lame diélectrique est illuminée en incidence quelconque pour une onde plane à une fréquence donnée. La lame diélectrique considérée est supposée de surface plane infinie, ce qui permet de négliger les effets de bord.

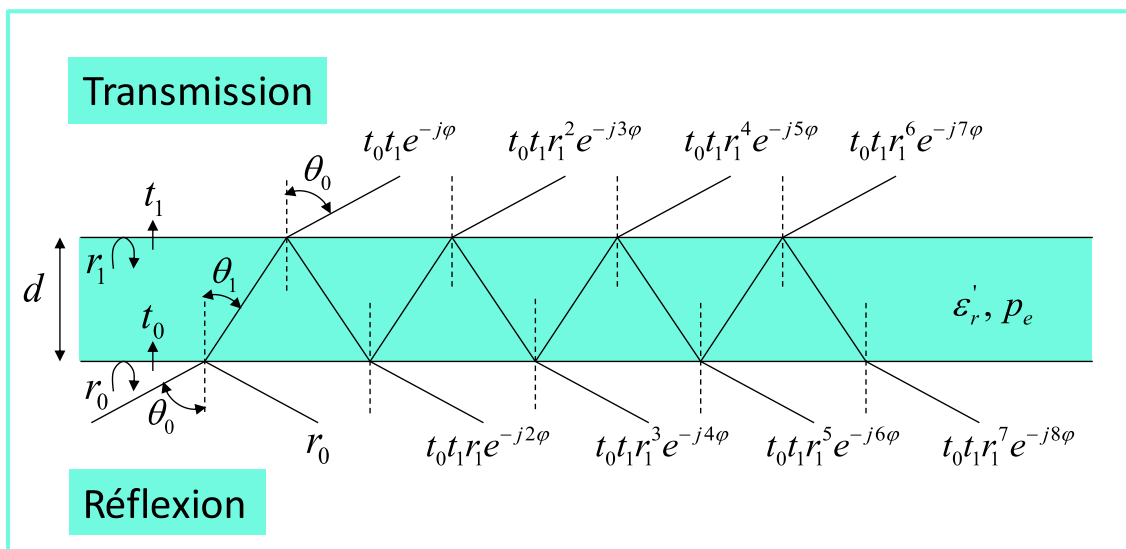


FIGURE 1.5 – Schéma représentatif d'un matériau mono-couche.

La figure 1.5 montre une lame diélectrique mono-couche, les différents coefficients de transmission et les différents coefficients de réflexion sur les deux interfaces.

Où :

- $r_0$  : le coefficient de réflexion sur l'interface air-lame diélectrique.
- $t_0$  : le coefficient de transmission sur l'interface air-lame diélectrique.



- $r_1$  : le coefficient de réflexion sur l'interface lame diélectrique-air.
- $t_1$  : le coefficient de transmission sur l'interface lame diélectrique-air.
- $\varphi = k_0 n d \cos \theta_1$  : correspond à la différence de marche entre deux rayons (annexe [1]).
- $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  : correspond à la constante de propagation dans le vide.
- $t_0 t_1 = 1 - r_0^2$  quelque soit la polarisation (annexe [2]).
- $n$  : représente l'indice du milieu diélectrique.

Les coefficients de réflexion et de transmission totaux sur les deux interfaces de la lame diélectrique correspondent respectivement à la somme de toutes les réflexions et de toutes les transmissions subies aux interfaces. Notons que ces expressions sont valables quelle que soit la polarisation.

$$t = \frac{(1 - r_0^2) e^{-j\varphi}}{1 - r_0^2 e^{-j2\varphi}} \quad (1.23)$$

$$r = r_0 \frac{1 - e^{-j2\varphi}}{1 - r_0^2 e^{-j2\varphi}} \quad (1.24)$$

### 1.5.1.1 Illustrations en incidence normale

La lame diélectrique est illuminée en incidence normale par une onde plane. Dans la suite, les effets de la variation de la constante diélectrique, et de la variation des pertes dans le matériau sur les coefficients de transmission et de réflexion sont étudiés.

**1.5.1.1.1 Influence de la permittivité diélectrique :** Les figures 1.6 et 1.7 montrent respectivement l'évolution des coefficients de réflexion et de transmission en incidence normale, pour différentes permittivités, d'une lame diélectrique sans perte en fonction de son épaisseur  $0 < d < \lambda_0$ . Les courbes sont tracées pour des valeurs de  $\epsilon_r$  de 2.25, 6 et 10 et l'épaisseur est normalisée par rapport à la longueur d'onde guidée  $\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$  ou par rapport à la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$ . Cette représentation en fonction de l'épaisseur normalisée équivaut à une représentation en fonction de la fréquence.

L'évolution du coefficient de réflexion (figure 1.6) montre des passages par

des minima et des maxima en fonction de l'épaisseur normalisée pour différentes permittivités réelles relatives  $\epsilon_r$ . Dans le cas où le coefficient de réflexion est représenté en fonction de l'épaisseur normalisée par rapport à la longueur d'onde  $\lambda_0$ , on remarque que la position des résonances varie en fonction de la permittivité diélectrique relative. Ce n'est pas le cas pour la représentation en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_g})$ . De plus, le coefficient de réflexion augmente lorsque la permittivité réelle augmente.

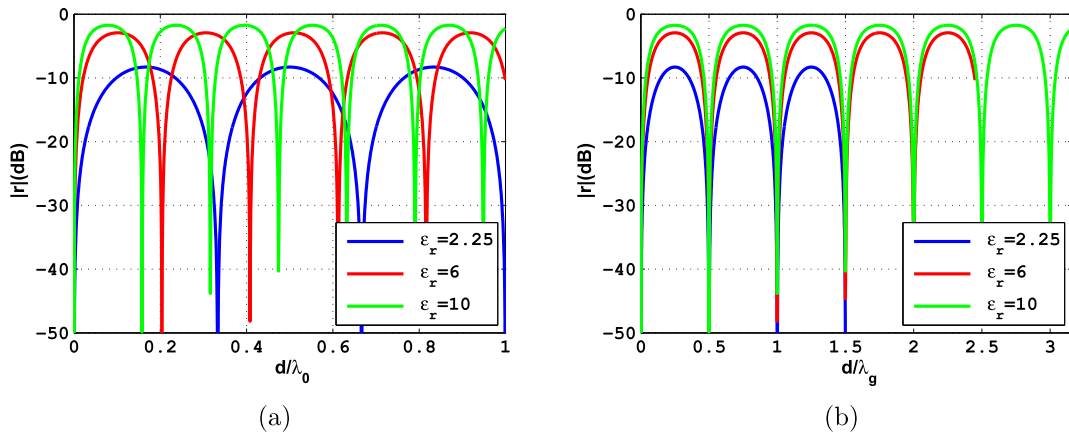


FIGURE 1.6 – Evolution du coefficient de réflexion, (a) en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_0})$ , (b) en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_g})$ .

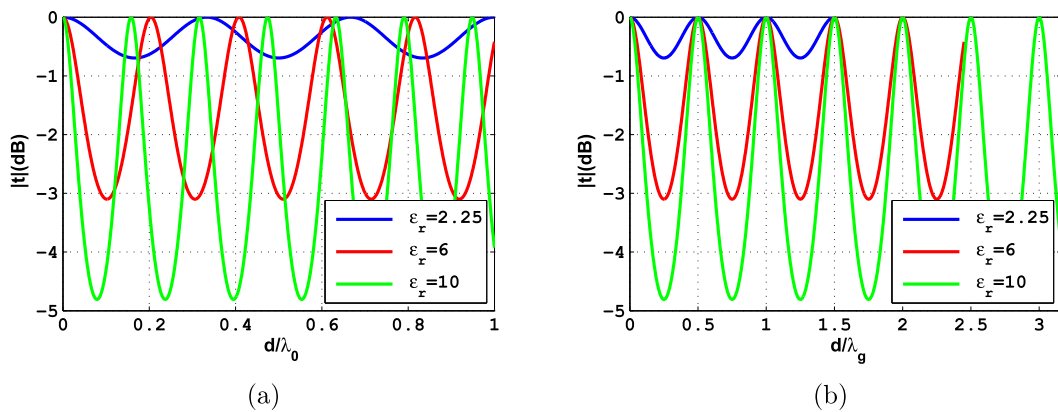


FIGURE 1.7 – Evolution du coefficient de transmission, (a) en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_0})$ , (b) en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_g})$ .

La figure ci-dessus représente la variation du coefficient de transmission en fonction de l'épaisseur normalisée, paramétrée par la permittivité réelle relative  $\epsilon_r$ . Ce coefficient de transmission passe par des valeurs maximales et par des valeurs minimales quelle que soit la permittivité réelle. Sur la représentation en fonction de l'épaisseur normalisée par rapport à la longueur d'onde  $\lambda_0$ , la position des résonances de ce coefficient dépend de la permittivité réelle relative. Tandis que

dans le cas où ce coefficient est représenté en fonction de l'épaisseur normalisée par rapport à la longueur d'onde guidée  $\lambda_g$ , la paroi est résonante aux mêmes points quelle que soit la permittivité relative réelle.

Le niveau maximum de la transmission de  $0\text{ dB}$  est obtenu quelle que soit la permittivité réelle. De plus, une transmission maximale se traduit par une réflexion minimale. En transmission, ces maxima et minima apparaissent respectivement pour les différences de phase indiquées ci-dessous.

$$\varphi = k\pi \text{ pour } d = k \frac{\lambda_g}{2} \quad (1.25)$$

$$\varphi = (2k + 1) \frac{\pi}{2} \text{ pour } d = (2k + 1) \frac{\lambda_g}{4} \quad (1.26)$$

Pour une épaisseur donnée, l'évolution du coefficient de transmission en fonction de la fréquence se traduit par des transmissions totales à des fréquences particulières, même pour des permittivités élevées.

**1.5.1.1.2 Influence des pertes du matériau :** La partie ci-dessus a permis d'étudier l'effet de la permittivité réelle sur la réflexion et la transmission à travers une lame diélectrique d'épaisseur  $d$ . L'analyse des phénomènes de réflexion et transmission en fonction des pertes est réalisée pour une lame diélectrique de permittivité  $\epsilon_r = 6$  et pour différents facteurs de pertes  $p_e = 0, 0.01, \text{ et } 0.1$ . Le coefficient de réflexion et le coefficient de transmission sont tracés en fonction du rapport entre l'épaisseur  $d$  et la longueur d'onde guidée  $\lambda_g$  ou la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$ .

Les figures 1.8 et 1.9 permettent de montrer que les positions des maxima et des minima du coefficient de réflexion et du coefficient de transmission sont indépendantes des pertes diélectriques.

En réflexion (figure 1.8), le coefficient de réflexion tend vers une valeur moyenne qui dépend du facteur de pertes. On remarque que la présence de pertes dans le matériau provoque une chute importante de la transmission en fonction de  $\frac{d}{\lambda_0}$  (figure 1.9).

Plus les pertes sont importantes et moins les oscillations des coefficients de transmission et de réflexion autour d'une valeur moyenne sont d'amplitude importante. Pour des pertes importantes ( $p_e(f) = 0.1$ ), le coefficient de transmission chute à  $-8\text{ dB}$  pour  $d = 2.5 \lambda_g$  qui correspond à  $f = 1.5\text{ GHz}$  si  $d = 20\text{ cm}$ .

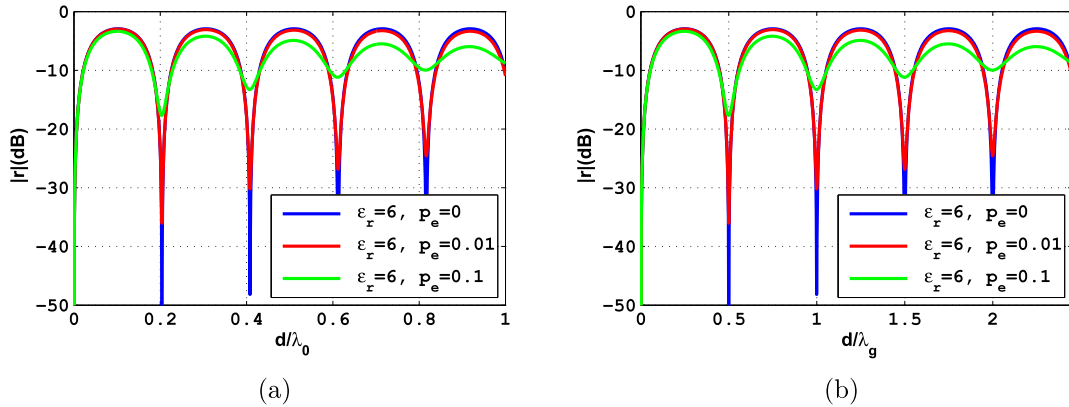


FIGURE 1.8 – Evolution du coefficient de réflexion, (a) en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_0})$ , (b) en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_g})$ .

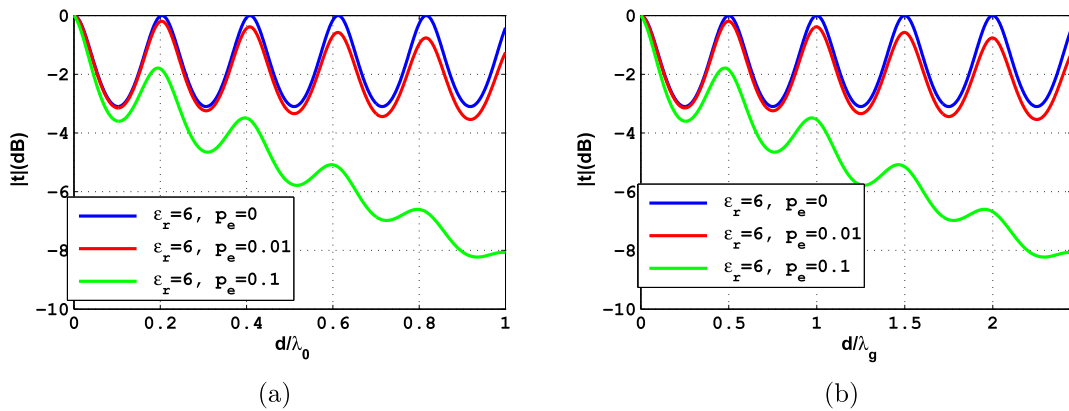


FIGURE 1.9 – Evolution du coefficient de transmission, (a) en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_0})$ , (b) en fonction de  $(\frac{d}{\lambda_g})$ .

### 1.5.1.2 Illustrations en incidence oblique et pour différentes polarisations

L'influence de la permittivité réelle et du facteur de pertes a été étudiée pour une lame diélectrique illuminée en incidence normale (1.5.1.1). Cette section est consacrée à l'étude de l'effet de l'angle d'incidence et de la polarisation sur la transmission et la réflexion. Nous considérons le cas d'une lame diélectrique monocouche de permittivité réelle  $\epsilon_r=10$  et de facteur de pertes  $p_e=0$ , et  $0.1$  illuminée

en incidence oblique  $0 < \theta_0 < 90^\circ$  par une onde plane en polarisations TM et TE.

**1.5.1.2.1 Matériau sans perte :** L'influence de la polarisation (TM ou TE), et de l'angle d'incidence sur le coefficient de réflexion (figure 1.10) et sur le coefficient de transmission (figure 1.11) dans le cas où le matériau est sans perte, est présentée en fonction de l'épaisseur normalisée à la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$ .

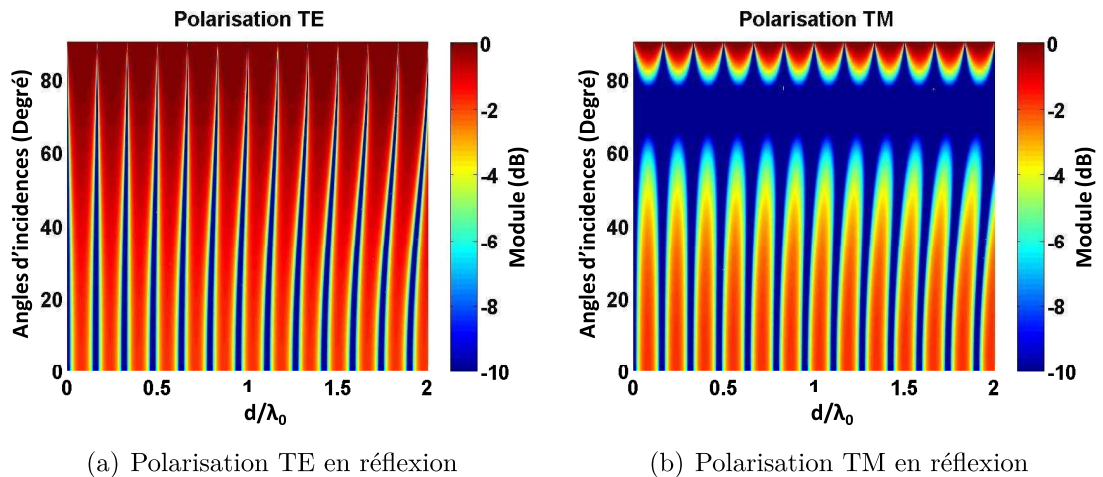


FIGURE 1.10 – Evolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation : cas sans perte, (a) en polarisation TE, (b) en polarisation TM.

La réflexion en polarisation verticale en fonction de l'épaisseur normalisée par rapport à la longueur d'onde (figure 1.10 (a)) passe par des minima et des maxima. Par contre, plus l'angle d'incidence tend vers l'incidence rasante, plus le coefficient de réflexion augmente jusqu'à une réflexion totale. En polarisation TM (figure 1.10 (b)), il y a une réflexion minimale pour l'angle d'incidence de Brewster qui se caractérise par une transmission totale.

En transmission (figure 1.11) pour les deux polarisations, pour différents angles d'incidence, il apparaît des transmissions maximales pour certaines valeurs de  $\frac{d}{\lambda_0}$ . Dans le cas d'une polarisation TM, à l'angle de Brewster, la transmission est totale.

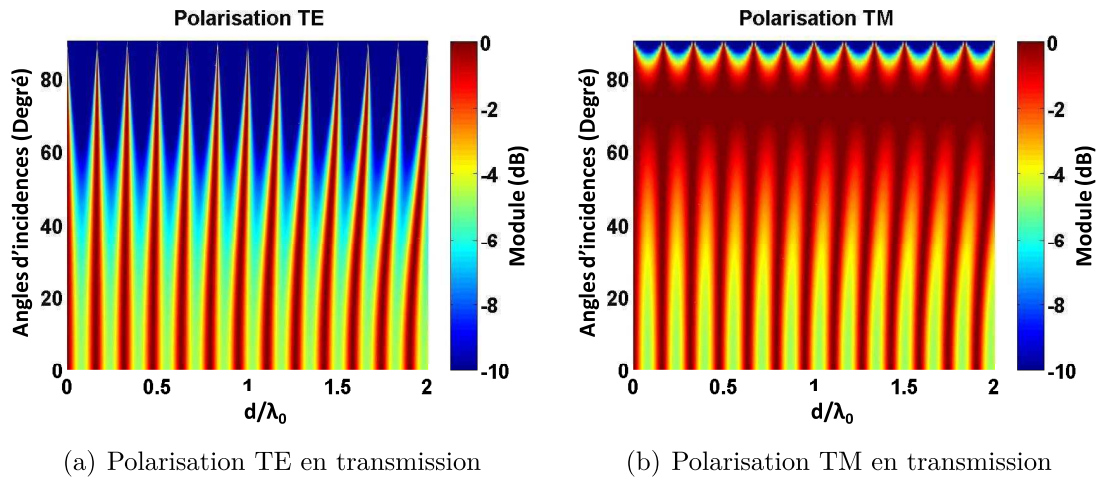


FIGURE 1.11 – Evolution du coefficient de transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation : cas sans perte, (a) en polarisation TE, (b) en polarisation TM.

**1.5.1.2.2 Matériau avec perte :** le résultat dans le cas où le matériau à étudier est à perte  $p_e=0.1$  (figure 1.12 et figure 1.13) est similaire au résultat obtenu dans le cas sans perte, à ceci près que le niveau de réflexion et de transmission est diminué pour chaque angle d'incidence. De plus, pour l'incidence de Brewster, une diminution importante du coefficient de transmission (figure 1.13 (b)) est observée pour les fortes valeurs de  $\frac{d}{\lambda_0}$ .

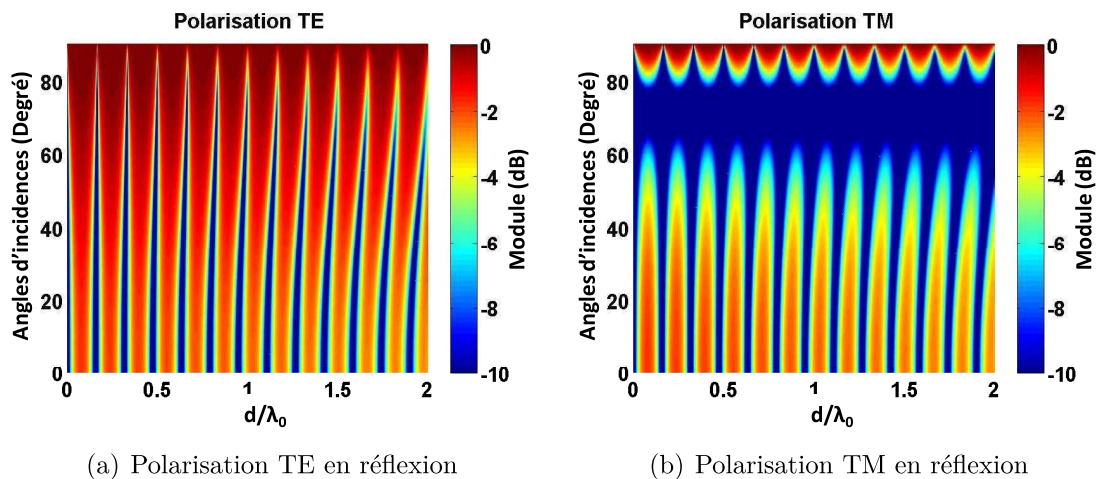


FIGURE 1.12 – Evolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation : cas avec perte  $p_e=0.1$ , (a) en polarisation TE, (b) en polarisation TM.

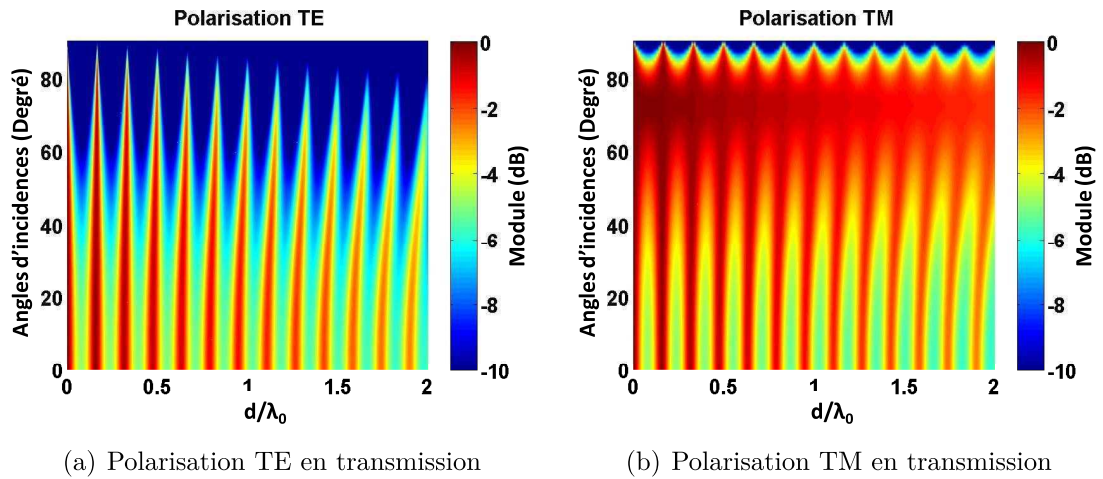


FIGURE 1.13 – Evolution du coefficient de transmission en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation : cas avec perte  $p_e=0.1$ , (a) en polarisation TE, (b) en polarisation TM.

**1.5.1.2.3 Incidence de Brewster :** La figure 1.14 montre une comparaison entre différentes incidences et l'incidence de Brewster au niveau de la transmission à travers une couche diélectrique de permittivité  $\epsilon_r=10$  et présentant des pertes caractérisées respectivement par  $p_e=0.01$ , et  $0.1$ .

On constate que :

- l'incidence de Brewster correspond à la transmission maximale.
- l'augmentation des pertes dans le matériau provoque une évolution du coefficient de transmission tendant vers l'asymptote de Brewster pour des incidences pas trop proches de l'incidence rasante.

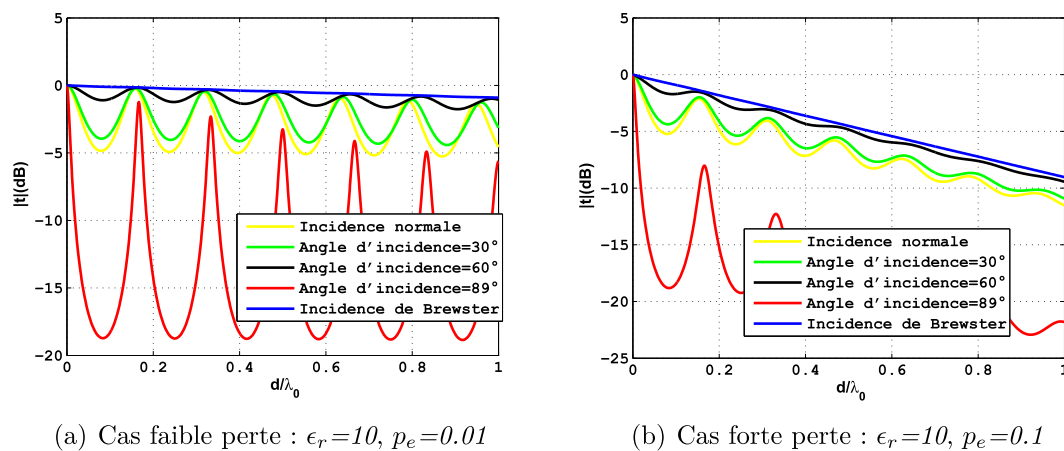


FIGURE 1.14 – Influence de l'angle d'incidence sur l'évolution du coefficient de transmission.

Il est possible de définir une expression approximative du coefficient de

transmission pour l'angle de Brewster dans le cas où le facteur des pertes  $p_e$  est plus petit que 0.3 :

$$t_{dB} = 27.3 \sqrt{\epsilon_r} \frac{d}{\lambda_0} p_e \quad (1.27)$$

Cette expression permet une évaluation rapide de l'atténuation apportée par une couche diélectrique y compris pour des angles d'incidence éloignés de l'angle de Brewster dans le cas où le mur diélectrique présente de fortes pertes.

### 1.5.2 Comportement d'une paroi diélectrique multi-couches

L'influence des paramètres du milieu, de l'angle d'incidence et des polarisations a été montrée pour une lame diélectrique mono-couche (homogène). Ce paragraphe est dédié au comportement de parois diélectriques multi-couches illuminées en incidence quelconque par une onde plane. Chaque couche diélectrique est caractérisée par une épaisseur  $d_i$ , une constante diélectrique  $\epsilon_{ri}$ , et un facteur de pertes  $p_{ei}$  comme le montre la figure 1.15.

$E_+^0$ ,  $E_-^0$ , et  $E_+^n$  sont respectivement le champ incident, le champ réfléchi total, et le champ transmis total. Les matrices  $I^i$  représentent les phénomènes intervenant au niveau des interfaces, et les matrices  $T^i$  ceux intervenant entre les différentes interfaces (annexe [3]).

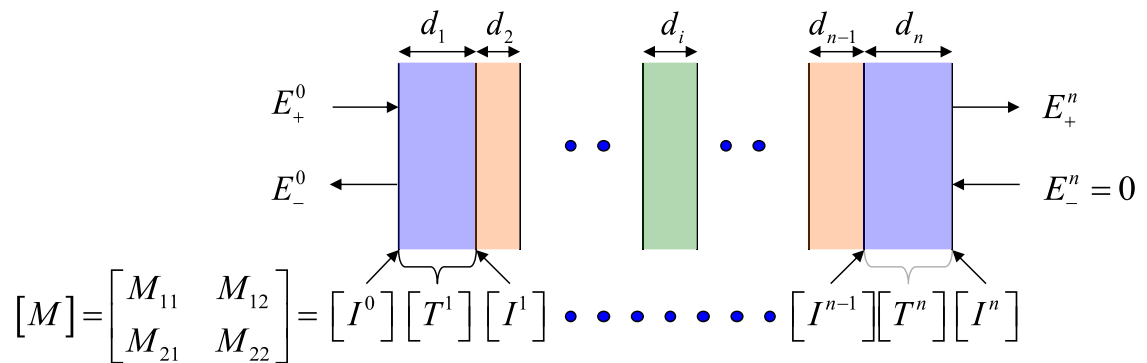


FIGURE 1.15 – Schématisation d'une paroi constituée d'un empilement de diélectriques.

$$I^i = \begin{bmatrix} \frac{1}{t_i} & \frac{r_i}{t_i} \\ r_i & \frac{1}{t_i} \end{bmatrix} \quad (1.28)$$



$$T^i = \begin{bmatrix} e^{j\varphi_i} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi_i} \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

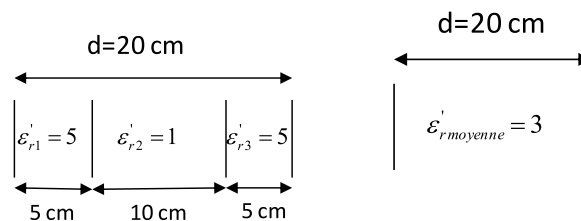
La matrice M représente la matrice chaîne caractéristique de la paroi constituée d'un empilement de diélectriques avec :

$$\begin{bmatrix} E_+^0 \\ E_-^0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_+^n \\ E_-^n \end{bmatrix} \quad (1.30)$$

$$r = \frac{E_-^0}{E_+^0}, \quad t = \frac{E_+^n}{E_+^0} \quad (1.31)$$

$r$  et  $t$  représentent respectivement les coefficients de réflexion et de transmission totaux à travers la paroi.

Dans le but de montrer l'influence d'un milieu diélectrique multi-couches sur la propagation, considérons une paroi diélectrique multi-couches (figure 1.16(a)) sans perte, d'épaisseur totale 20cm, de surface plane infinie. Le profil d'indice est supposé constant en fonction de la fréquence pour chaque couche. Le but de cette étude consiste à analyser la différence de comportement entre une paroi diélectrique multi-couches d'épaisseur globale  $d$  avec une paroi diélectrique mono-couche de permittivité moyenne  $\epsilon'_{r\text{ moyenne}}$  et épaisseur  $d$ .  $\epsilon'_{r\text{ moyenne}}$  est calculée en tenant compte des permittivités et des épaisseurs des différentes couches de la structure multi-couches.



(a) Cas 1 : structure multi-couches (b) Cas 2 : structure mono-couche équivalente

FIGURE 1.16 – Les structures multi-couches (hétérogène) et mono-couche (homogène).

La permittivité moyenne  $\epsilon'_{r\text{ moyenne}}$  de la structure multi-couches est obtenue à partir de l'équation 1.32.

$$\sqrt{\epsilon'_{r\text{ moyenne}}(f)} = \frac{\sum_{i=1}^n \sqrt{\epsilon'_{ri}(f)} * d_i}{\sum_{i=1}^n d_i} \quad (1.32)$$

Elle est égale à 2.62 ici. Est menée dans la suite, une étude comparative des coefficients de réflexion et de transmission entre le cas de la structure multi-couches et le cas de la structure mono-couche équivalente.

### 1.5.2.1 Illustrations en incidence normale

Les deux structures sont illuminées en incidence normale par une onde plane. La figure 1.17 présente l'évolution des coefficients de transmission et de réflexion en fonction de l'épaisseur ( $0 < d < 2\lambda_0$ ) normalisée par rapport à la longueur d'onde  $\lambda_0$ .  $d/\lambda_0 = 0.2$  correspond à  $f = 300 \text{ MHz}$ .

Pour les deux cas, la variation des coefficients de transmission et réflexion est incomparable, les courbes montrent que les parois ne sont pas réfléchissantes et passantes pour les mêmes fréquences.

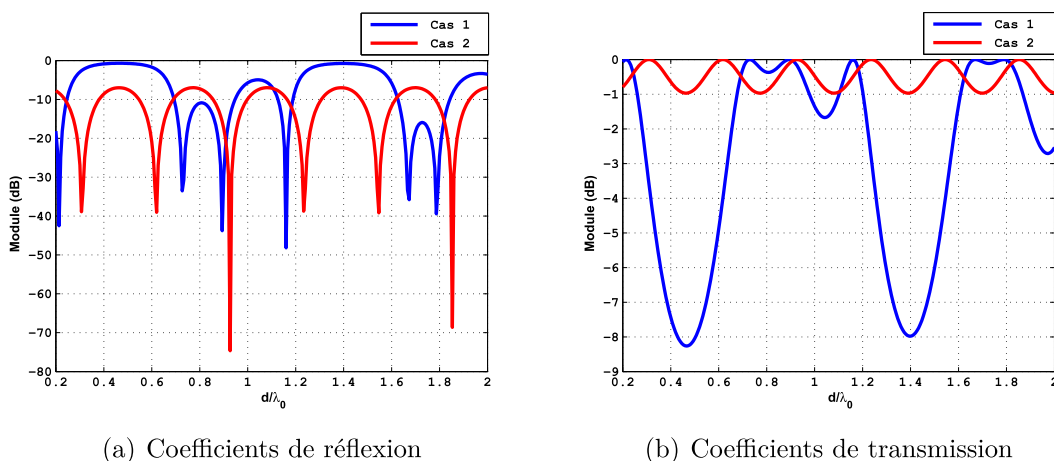


FIGURE 1.17 – les coefficients de réflexion et de transmission pour les cas 1 et 2.

En conclusion, si la permittivité varie fortement (cas 1), l'amplitude de variation des coefficients de réflexion et de transmission est plus importante. On constate une difficulté à définir une paroi mono-couche équivalente à une paroi multi-couches.

### 1.5.2.2 Illustrations en incidence oblique et pour différentes polarisations

Les cas 1 et 2 sont illuminés en incidence oblique ( $0 < \theta_0 < 90^\circ$ ) par une onde de polarisation TE puis TM. Il s'agit ici de montrer une comparaison au niveau de la réflexion et de la transmission entre un mur multi-couches à fort profil d'indice (cas 1) et un mur mono-couche (cas 2), pour différents angles d'incidence dans les deux cas de polarisation (TM et TE), en fonction de l'épaisseur ( $0 < d < 2\lambda_0$ ) normalisée par rapport à la longueur d'onde  $\lambda_0$ .

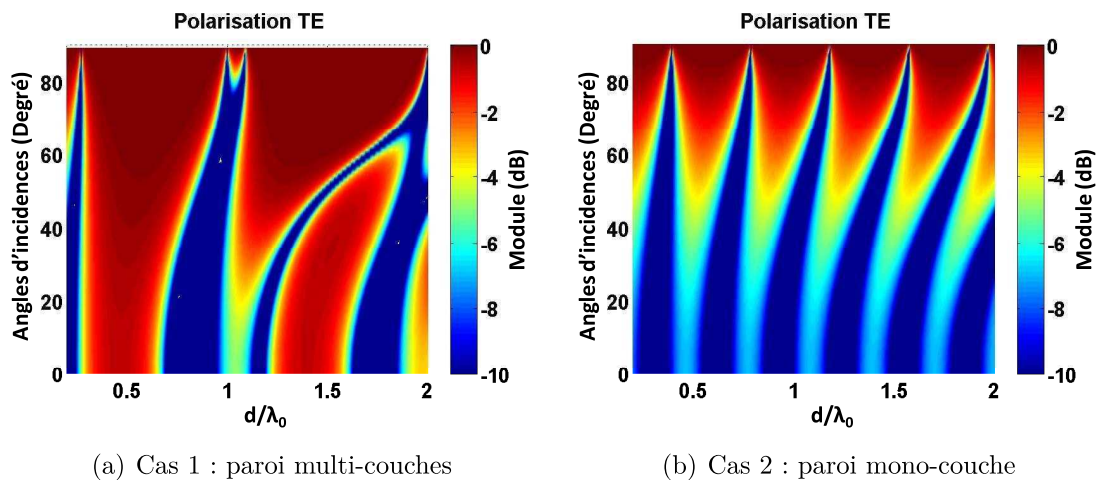


FIGURE 1.18 – Coefficient de réflexion : polarisation TE

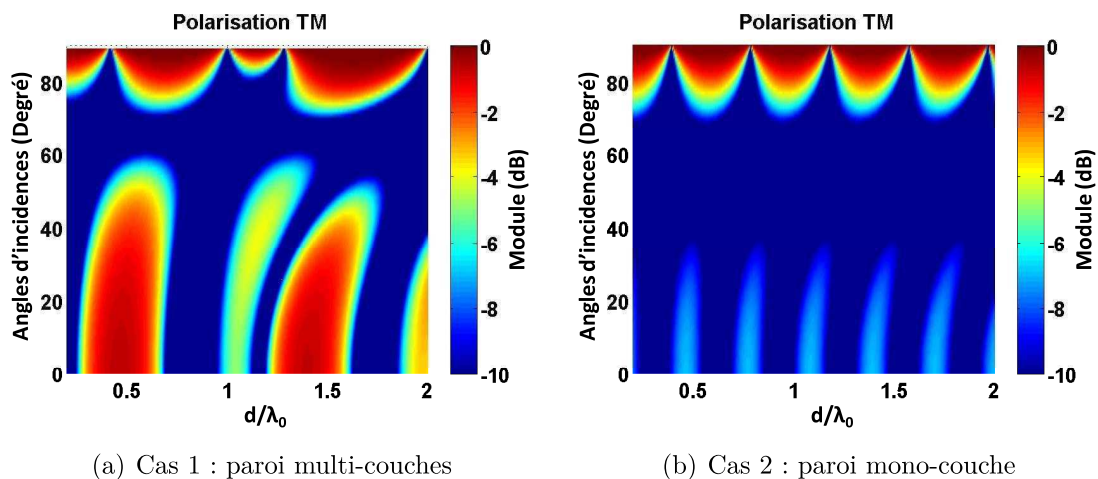
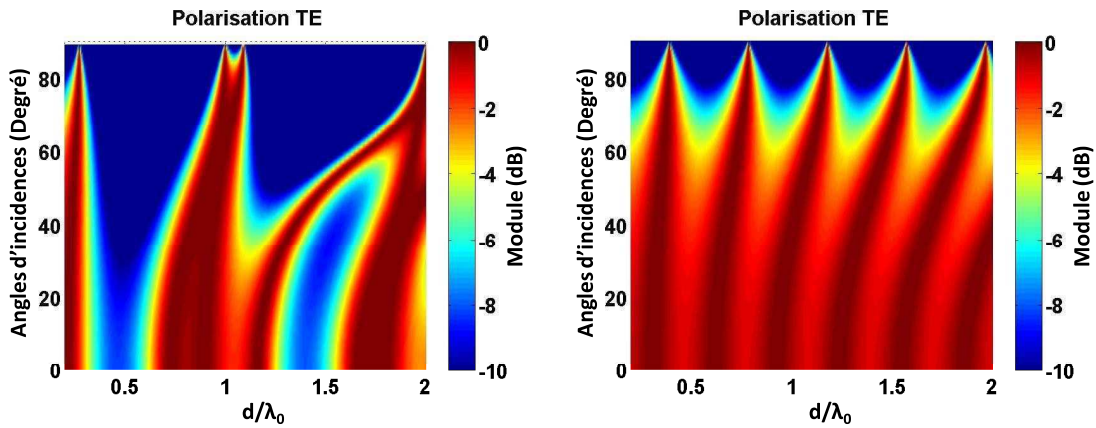


FIGURE 1.19 – Coefficient de réflexion : polarisation TM

En mode TE (figure 1.18), la paroi homogène présente un fort coefficient de réflexion pour des angles d'incidence proches de  $90^\circ$  alors que la paroi multi-couches présente, pour certaines valeurs de  $\frac{d}{\lambda_0}$  un fort coefficient de réflexion même pour des incidences proches de l'incidence normale. Ces mêmes conclusions sont applicables

dans le cas du mode TM (figure 1.19) à ceci près que le niveau de réflexion diminue plus rapidement que dans le cas précédent.

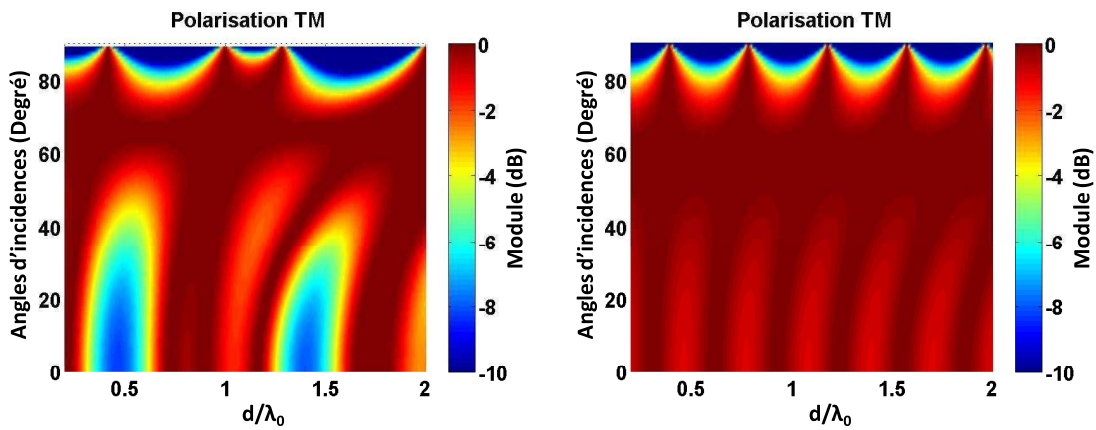
Les profils d'indice jouent un rôle important sur la transmission. Les figures 1.20 et 1.21 montrent des décalages des fréquences passantes.



(a) Cas 1 : paroi multi-couches

(b) Cas 2 : paroi mono-couche

FIGURE 1.20 – Coefficient de transmission : polarisation TE



(a) Cas 1 : paroi multi-couches

(b) Cas 2 : paroi mono-couche

FIGURE 1.21 – Coefficient de transmission : polarisation TM

Même avec un fort profil d'indice, des fréquences sont totalement transmises quels que soient l'angle d'incidence et la polarisation. Cette constatation montre l'intérêt d'émission ULB pour de l'imagerie derrière les cloisons.

## 1.6 Etat de l'art sur les méthodes de caractérisation de matériau

Les phénomènes de propagation à travers différentes natures de parois de bâtiments dépendent des caractéristiques diélectriques de ces matériaux. Les parties précédentes ont montré par des exemples l'influence que peuvent avoir les caractéristiques d'un milieu sur la propagation. Une analyse paramétrique a permis d'appréhender les effets des propriétés diélectriques sur la réflexion et la transmission d'une onde électromagnétique.

Afin de prendre en compte ces phénomènes, de nombreuses techniques de caractérisation diélectrique de matériaux de construction ont été développées. Différents travaux sont publiés dans la littérature.

Parmi les méthodes de caractérisation abordées dans la suite citons, la méthode capacitive, la méthode de la cavité résonnante, la méthode en guide d'onde, la méthode de la ligne de transmission, et la méthode de mesure en espace libre. Le choix d'une méthode dépend de différents critères, tels que :

- la nature du matériau à caractériser (liquide, gaz, solide),
- l'altération du matériau apportée par la caractérisation (méthode destructive ou non destructive),
- la forme de l'échantillon qu'il est nécessaire d'extraire pour la caractérisation.
- la structure de matériau (homogène ou hétérogène),
- la bande de fréquence de travail (large bande, bande étroite),
- les paramètres électriques recherchés (permittivité diélectrique, perméabilité magnétique, conductivité).

### 1.6.1 Méthodes à bande étroite

#### 1.6.1.1 Méthode capacitive

La méthode capacitive consiste à placer le matériau à caractériser entre deux plaques métalliques parallèles en général rectangulaires ou circulaires comme le montre la figure 1.22. C'est une méthode destructive qui nécessite la préparation de l'échantillon (matériau à caractériser). Elle permet de déterminer les caractéristiques diélectriques des matériaux à une fréquence unique ou à plusieurs fréquences discrètes. De plus, elle est capable de fournir les paramètres diélectriques pour des

fréquences allant de quelques Hz à quelques MHz [18].

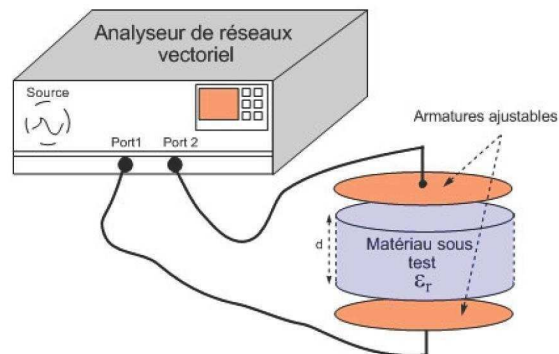


FIGURE 1.22 – Schéma représentatif de la méthode capacitive

La technique de mesure capacitive s'applique plutôt aux matériaux diélectriques homogènes et isotropes [19]. Les caractéristiques diélectriques sont obtenues à partir de l'admittance formée par l'ensemble des deux plaques séparées par le matériau à caractériser.

#### 1.6.1.2 Méthode de la cavité résonante

La méthode de la cavité résonante est souvent utilisée pour la caractérisation des matériaux à faibles pertes. Elle est connue pour sa précision et sa sensibilité de mesure. Ce principe est basé sur la détermination de la fréquence de résonance et du facteur de qualité d'une cavité dans laquelle le matériau est inséré, desquels sont déduites la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique [3].

En d'autres termes, lorsque la cavité est modifiée par l'introduction de l'échantillon (matériau à caractériser), sa fréquence de résonance et son facteur de qualité seront également modifiés. En utilisant les changements de fréquence de résonance et du facteur de qualité, les propriétés électriques (permittivité et perméabilité) peuvent être déduites [20].

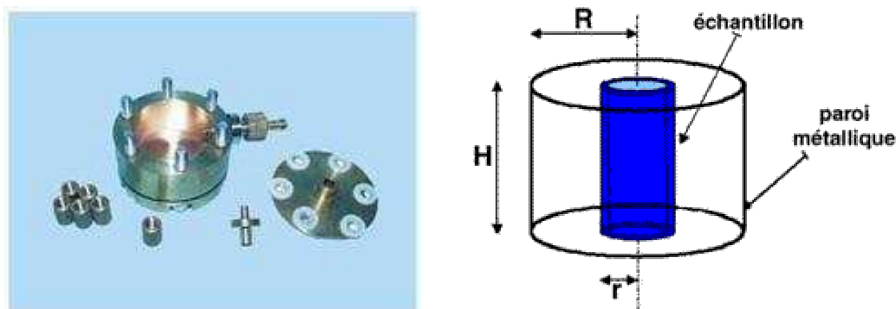


FIGURE 1.23 – Exemple d'une cavité résonante.

La figure 1.23 montre une configuration utilisée en général dans la mesure en cavité résonante. Dans cette configuration, l'échantillon est mis en sandwich entre deux plaques conductrices. Pour la mesure des propriétés diélectriques, le mode  $TE_{011}$  est souvent sélectionné comme mode de travail.

La méthode est bande étroite, si bien qu'une caractérisation diélectrique par exemple dans une gamme de fréquence [300 MHz-3 GHz] nécessite plusieurs cavités de différentes dimensions. De plus, cette méthode est destructive, elle nécessite la préparation de l'échantillon à caractériser.

## 1.6.2 Méthodes Large bande

Parmi les méthodes large bande, notons tout d'abord celles basées sur la propagation guidée d'une onde électromagnétique. Ces méthodes conduisent à l'extraction des caractéristiques diélectriques et exploitent les paramètres de répartitions  $S_{ij}$  ou l'impédance des ondes électromagnétiques qui sont fonctions du milieu considéré. Ces méthodes permettent de déterminer les caractéristiques diélectriques de matériaux fortement dispersifs.

### 1.6.2.1 Méthode en guide d'onde

Cette méthode permet de déterminer les caractéristiques diélectriques du matériau à partir de la mesure de paramètres de répartition et de la mesure de l'admittance. On distingue deux familles de mesure en guide d'onde; guide d'onde rempli de matériau sous test, et guide d'onde rempli du matériau sous test court-circuité [21] comme indiqué respectivement dans les figures 1.24(a) et 1.24(b).

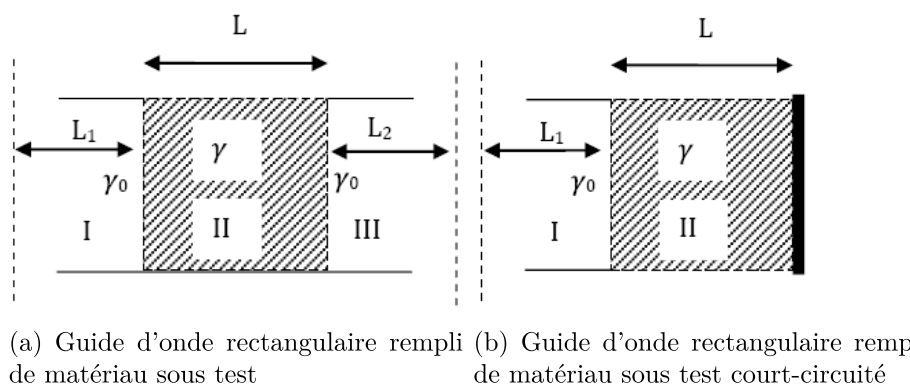


FIGURE 1.24 – Deux configurations de guide d'onde rectangulaire rempli de matériau sous test.

Le principe de mesure en guide d'onde consiste à placer l'échantillon à l'intérieur du guide. C'est une méthode destructive qui nécessite l'adaptation de la forme d'échantillon à celle des guides d'ondes. Elle permet de caractériser le matériau sur une large bande de fréquences qui dépend de la dimension du guide.

L'utilisation du guide d'onde non court-circuité permet de caractériser des matériaux fortement dispersifs tandis que, dans le cas où le matériau est à faibles pertes, le guide d'onde court-circuité est plutôt retenu.

L'extraction des paramètres diélectriques est souvent faite à partir du mode de propagation  $TE_{10}$  dans le cas où le matériau à caractériser est homogène. Dans le cas où le matériau est hétérogène, les caractéristiques diélectriques sont déduites de modes de propagation d'ordres supérieurs.

Il existe une autre variante de la technique pour laquelle le matériau est en contact avec une sonde en guide d'onde [22] comme montre la figure 1.25. Cette technique nécessite un contact parfait entre le guide d'onde et le matériau à caractériser, elle est adaptée à des mesures in-situ sur une large bande de fréquences. L'extraction de la permittivité est faite en exploitant le coefficient de réflexion ou l'admittance mesurés via un analyseur de réseau vectoriel.

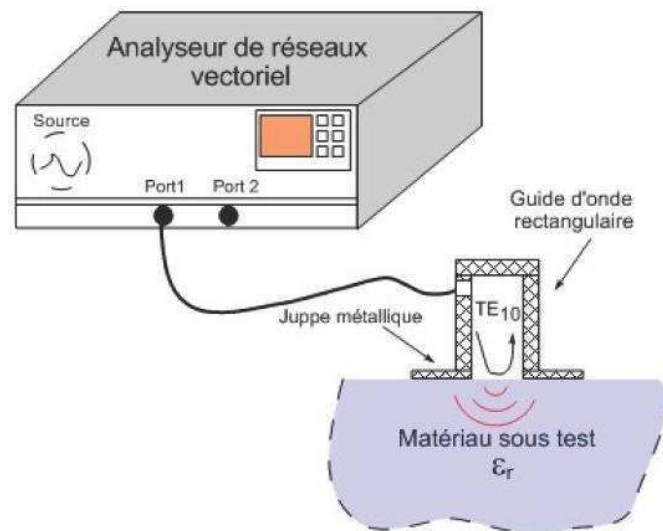


FIGURE 1.25 – Sonde en guide d'onde rectangulaire.

Cette technique est adaptée pour une mesure large bande mais elle nécessite la préparation de l'échantillon. De plus une caractérisation diélectrique de matériau hétérogène complexifie l'extraction des paramètres diélectriques.



### 1.6.2.2 Méthode de la ligne de transmission

C'est une méthode de mesure large bande qui permet de déterminer les paramètres diélectriques d'un matériau isotrope en insérant celui-ci à l'intérieur d'une ligne coaxiale [3]. La détermination des paramètres diélectriques est réalisée en mesurant les paramètres de répartition  $S_{ij}$  de la ligne de transmission contenant le matériau à caractériser comme illustrée dans la figure 1.26.

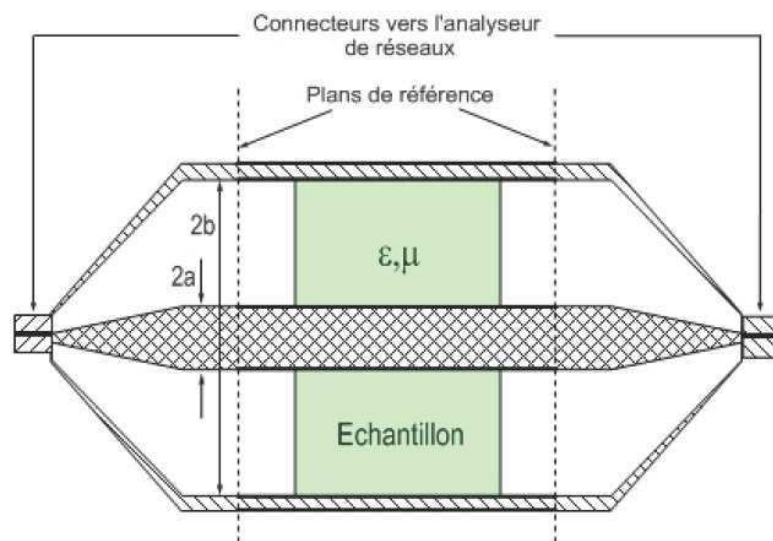


FIGURE 1.26 – Ligne coaxiale remplie de matériau à étudier

Cette méthode nécessite une procédure de calibrage afin de compenser les erreurs de mesures et les défauts apportés par les câbles de liaison entre la ligne coaxiale et l'appareil de mesure. Cette technique souvent a été utilisée pour caractériser les matériaux de constructions [23] [24].

Une autre technique dérivée de la technique de la ligne de transmission utilise une sonde en ligne coaxiale [25]. Dans ce cas, la mesure est faite en utilisant une ligne coaxiale à l'extrémité ouverte en contact direct avec l'échantillon à caractériser comme représentée sur la figure 1.27.

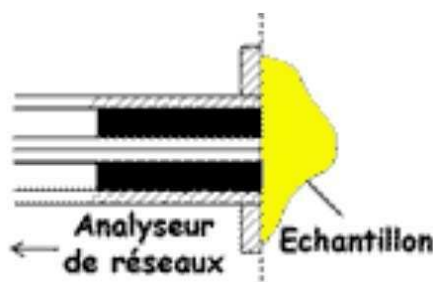


FIGURE 1.27 – Sonde en ligne coaxiale en contact avec le matériau à caractériser.

Cette méthode présente l'avantage d'être non-destructive et large bande, mais la jonction parfaite entre les deux éléments peut être difficile à obtenir.

### 1.6.2.3 Méthode de mesure en espace libre

Cette méthode permet de déterminer les caractéristiques diélectriques du matériau à partir de paramètres  $S_{ij}$ . Elle est large bande, adaptée à la mesure aux ondes millimétriques contrairement aux méthodes en propagation guidée qui imposeraient des échantillons trop petits.

La méthode de mesure en espace libre offre la possibilité de caractériser les matériaux homogènes et hétérogènes pour différents angles d'incidence et pour différentes polarisations (polarisation verticale et horizontale). En comparaison avec les méthodes citées auparavant, elle autorise une mesure in-situ sans nécessiter de contact avec les matériaux à caractériser.

La méthode proposée [26] [27] ici consiste à disposer une antenne émettrice-réceptrice et une antenne réceptrice de part et d'autre de la paroi à caractériser. Une tension  $V_i(f)$  alimente l'antenne émettrice ce qui crée un champ électromagnétique  $E_i(f)$  appliqué à une paroi diélectrique d'épaisseur  $d$ . Le champ incident crée un champ réfléchi  $E_r(f)$ , et un champ transmis  $E_t(f)$  qui se traduisent par des tensions  $V_r(f)$  et  $V_t(f)$  en pied d'antennes. Le principe est illustré par la figure 1.28.

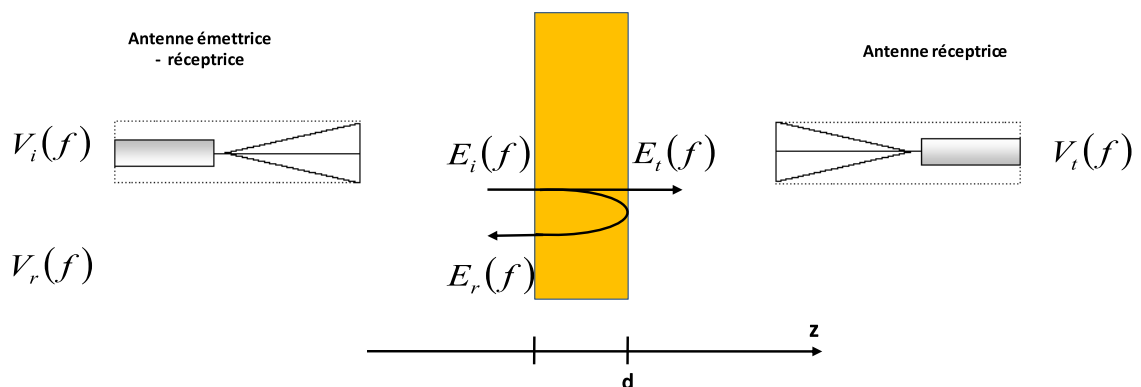


FIGURE 1.28 – Représentation schématique d'un banc de mesure en espace libre

En toute rigueur, pour gagner en précision, les mesures doivent être réalisées à l'intérieur d'une chambre anéchoïque où toutes les réflexions liées à l'environnement sont absorbées. Dans le cas idéal, l'échantillon à mesurer devrait être infiniment grand pour éviter les phénomènes de diffraction par les arêtes. Une caractérisation à des fréquences de quelques centaines de MHz implique des dimensions de paroi

très importantes (longueur et hauteur de plusieurs mètres) permettant difficilement d'envisager le développement de ces mesures en chambre anéchoïque. Une mesure impulsionnelle en espace libre peut permettre sous certaines conditions d'appliquer un fenêtrage temporel conduisant à l'obtention de résultats pertinents en dehors d'une chambre anéchoïque.

**1.6.2.3.1 La mesure en réflexion :** Le coefficient de réflexion  $S_{11}(f)$  est obtenu à partir des champs incident  $E_i(f)$  et réfléchi  $E_r(f)$  qui se traduisent par des tensions  $V_i(f)$  et  $V_r(f)$ .

$$S_{11}(f) = \frac{E_r(f)}{E_i(f)} \quad (1.33)$$

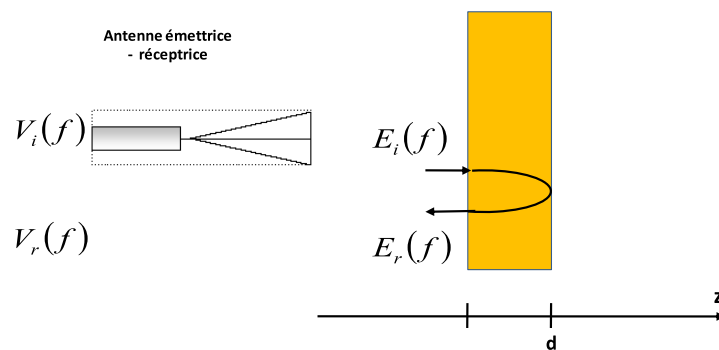


FIGURE 1.29 – Mesure en réflexion.

La mesure en réflexion nécessite une procédure de calibrage pour retrouver le coefficient de réflexion  $S_{11}(f)$  du matériau [16]. Cette méthode de mesure est particulièrement appropriée à la caractérisation diélectrique des matériaux à fort facteur de pertes. Pour des matériaux ayant un faible facteur de pertes, l'extraction des caractéristiques diélectriques est imprécise en raison des erreurs dans les mesures du coefficient de réflexion. Le facteur de pertes pour les matériaux à faibles pertes peut être mesuré en appliquant une autre méthode en espace libre qui consiste la mesure du coefficient de réflexion d'un échantillon placé devant un plan de métallisation [28]. D'autres techniques de caractérisation via des mesures en réflexion existent telles que la méthode de Fresnel et l'ellipsométrie micro-onde [29].

**1.6.2.3.2 La mesure en transmission :** En utilisant les champs incident  $E_i(f)$  et transmis  $E_t(f)$  sur ou à travers la paroi qui se traduisent par des tensions  $V_i(f)$  et  $V_t(f)$ , le coefficient de transmission est défini par :

$$S_{21}(f) = \frac{E_t(f)}{E_i(f)} \quad (1.34)$$

La mesure présentée figure (1.30) ne permet l'accès qu'aux grandeurs suivantes :

- $V_t(f)$  : niveau de tension en sortie de l'antenne réceptrice en présence du mur diélectrique.
- $V_t^{el}(f)$  : niveau de tension en sortie de l'antenne réceptrice en espace libre sans le mur diélectrique.

Par conséquent, deux mesures comme illustrées dans la figure 1.30 doivent être effectuées avec exactement les mêmes distances et positionnement d'antenne.

La mesure en espace libre est employée comme référence et tient compte de tous les éléments qui ne sont pas dus au mur diélectrique, comme les antennes, les câbles de mesure et le signal issu du générateur de signaux. Dans le cas de la mesure en espace libre, si on néglige l'atténuation apportée par une propagation sur une distance  $d$  correspondant à l'épaisseur de la cloison, le mur d'air fictif induit simplement un retard égal à  $\tau_0 = d/c$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière dans l'espace libre.

En d'autres termes :

$$\frac{E_t^{el}(f)}{E_i(f)} = e^{-j\omega\tau_0} \quad (1.35)$$

La fonction de transfert est définie comme le rapport de deux champs transmis avec et sans la cloison :

$$H(f) = \frac{E_t(f)}{E_t^{el}(f)} \quad (1.36)$$

Les équations 1.34, 1.35, et 1.36 permettent de lier le coefficient de transmission à la fonction de transfert par la relation suivante :

$$S_{21}(f) = H(f)e^{-j\omega\tau_0} \quad (1.37)$$

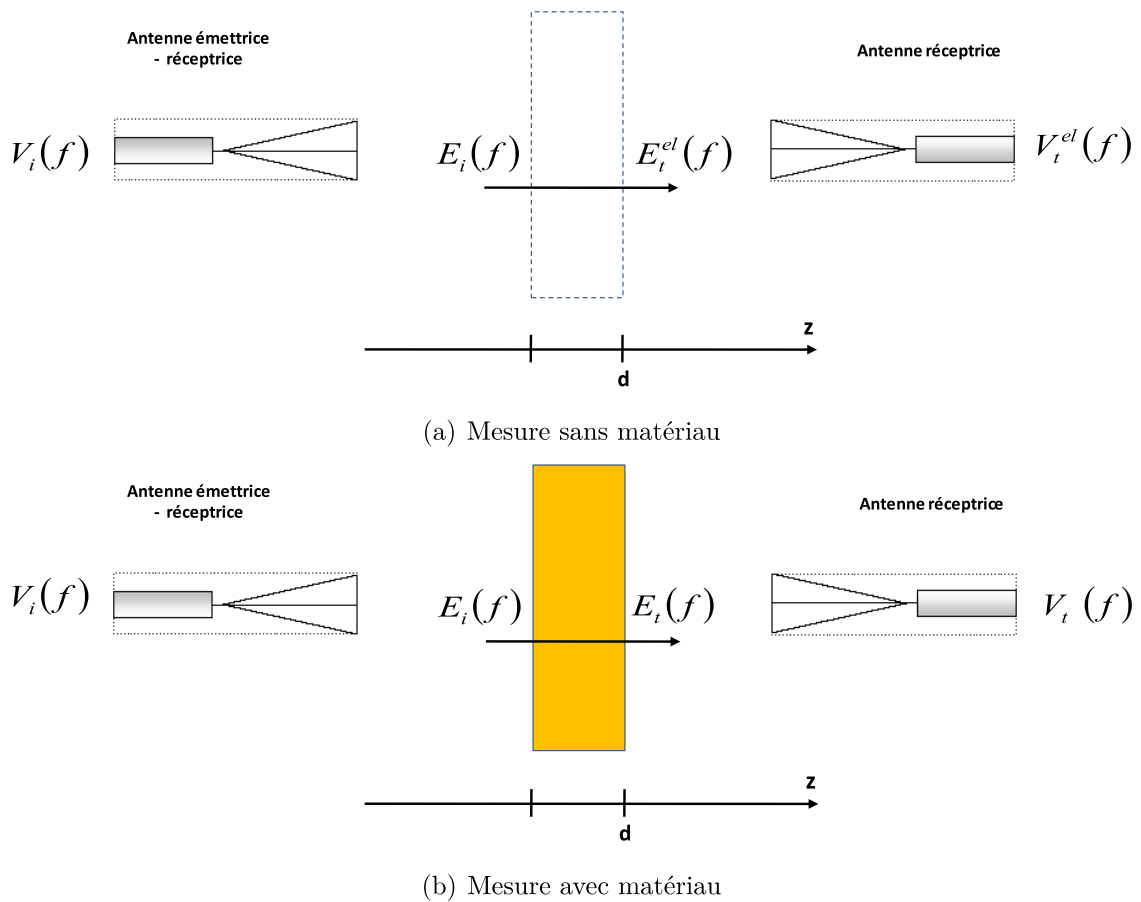


FIGURE 1.30 – Principe de mesure en transmission.

A partir de l'obtention du coefficient de transmission, des méthodes numériques sont employées pour extraire les caractéristiques diélectriques du matériau. Ces méthodes sont décrites dans le chapitre 2.

## 1.7 La métrologie impulsionnelle Ultra Large Bande

### 1.7.1 Définition d'un signal Ultra Large Bande

Un signal est dit signal Ultra Large Bande si la bande fractionnelle BF mesurée est supérieure à 0.25, sachant que la bande fractionnelle représente le rapport entre la bande passante à -20db du maximum (BP) et la fréquence centrale ( $f_c$ ) de la bande de fréquence du signal.

Le tableau 1.2 représente la classification des signaux selon la bande fractionnelle

(BF) [30].

Critère BF (Bande fractionnelle)	BF	Type du signal
$BF = \frac{BP}{f_c}$	$0 \leq BF \leq 0.01$	Bande Etroite
	$0.01 \leq BF \leq 0.25$	Large Bande
	$0.25 \leq BF$	Ultra Large Bande

TABLE 1.2 – Classification du signaux selon la bande fractionnelle (BF).

La figure 1.31 montre de façon schématique une comparaison entre un signal bande étroite et un signal Ultra Large Bande (ULB).

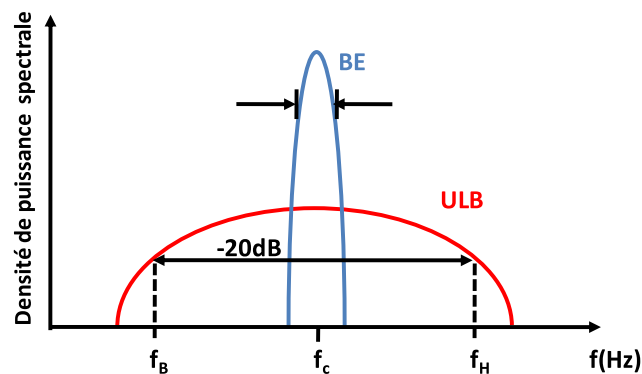


FIGURE 1.31 – Représentation d'un spectre bande étroite et d'un spectre ultra large bande.

Avec :

- $f_B$  : la fréquence basse de la bande passante.
- $f_H$  : la fréquence haute de la bande passante.
- $BP = f_H - f_B$  : la bande passante définie à -20dB de la puissance maximale.
- $f_c = \frac{f_B + f_H}{2}$  : la fréquence centrale de la bande passante.

La caractérisation transitoire Ultra large Bande des matériaux de construction dans la bande de fréquence [300MHz-3GHz] conduit à une bande fractionnelle  $BF = 1.63$ , ce qui est compatible avec l'ultra large bande cité ci-dessus.

### 1.7.2 Les applications et les intérêts des systèmes impulsionnels Ultra Large bande

Pour illustrer le principe d'une mesure impulsionnelle ULB, un banc de caractérisation est présenté. L'intérêt d'une mesure impulsionnelle pour obtenir une caractérisation diélectrique d'un matériau est ensuite mis en évidence.

### 1.7.2.1 Banc de caractérisation de connecteurs en terme de compatibilité électromagnétique

La compatibilité électromagnétique (CEM) qualifie la possibilité d'un système électronique, ou électrique à être compatible avec son environnement, aussi bien en terme de susceptibilité, que d'émissivité. Dans ce domaine, les spécialistes d'essais en CEM, montrent que les perturbations électromagnétiques viennent souvent des liaisons électriques des systèmes électroniques ou électriques.

Dans ce contexte, XLIM en collaboration avec la société des Electriciens et Electroniciens (SEE) et des entreprises qui fabriquent des connecteurs ont mené des études dans le but de caractériser les connectiques en terme CEM. Durant ces études, un banc de mesure impulsionnelle large bande [31] a été développé pour mesurer les paramètres  $S_{ij}$  sur une large bande de fréquence [100MHz-1GHz].

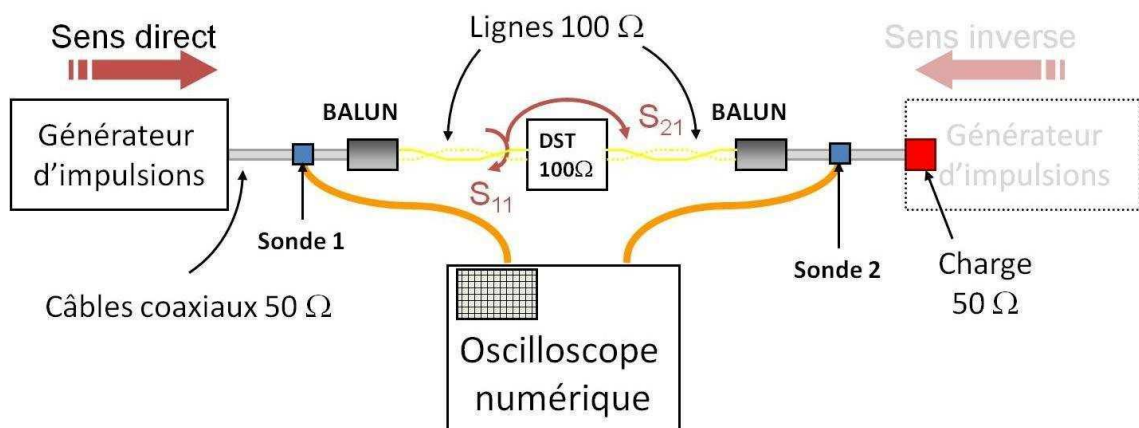


FIGURE 1.32 – Banc de mesure impulsionnelle ULB pour la caractérisation de dispositifs multifilaires

La figure 1.32 montre les différents équipements du système de mesure impulsionnelle large bande dédié à la caractérisation (mesure de paramètres  $S_{ij}$ ) de dispositifs multifilaires qui ne sont pas d'impédance caractéristique 50Ω. Ce banc de mesure est composé d'un générateur impulsionnel qui couvre le spectre désiré [100MHz-1GHz], d'un oscilloscope numérique et de deux baluns. L'obtention des paramètres  $S_{ij}$  est réalisée en deux étapes. La mesure des paramètres de dispersion  $S_{21}$  et  $S_{11}$  consiste à effectuer la mesure en sens direct en fermant l'extrémité du banc par une charge 50Ω. Dans le sens inverse, les paramètres  $S_{12}$  et  $S_{22}$  sont mesurés. Une procédure de calibrage TRL complète ces mesures.

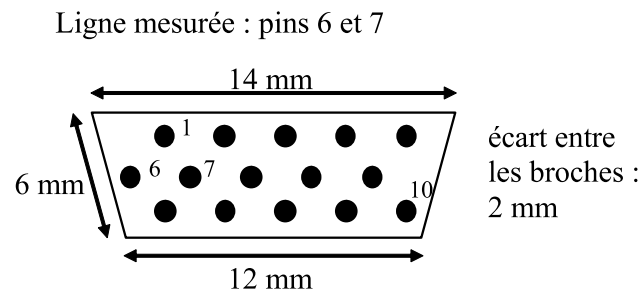


FIGURE 1.33 – Connecteur SUBD caractérisé

La validation de ce banc de mesure a été faite par la caractérisation d'un connecteur SUBD 15 broches (figure 1.33).

Le connecteur SUBD a été mesuré via le banc de mesure ULB de dispositifs multifilaires. Les signaux temporels présentés dans la figure 1.34 permettant de déterminer les paramètres de répartition  $S_{ij}(f)$  du connecteur. La tension réfléchie par le connecteur permet de montrer l'intérêt d'une mesure impulsionnelle large bande. Elle montre la tension réfléchie propre au connecteur à laquelle s'ajoutent différents signaux qui ne sont pas dus au connecteur.

La figure 1.35 permet de comparer l'efficacité de la technique de mesure transitoire aux résultats de mesure obtenus via un analyseur de réseau de même qu'aux résultats théoriques. Notons que dans le cas d'utilisation de l'analyseur de réseau, la mesure a été menée dans une chambre anéchoïde. La mesure harmonique montre de fortes oscillations autour des valeurs obtenues par simulation EM en fonction de la fréquence. En revanche, la mesure transitoire est similaire au résultat théorique et permet de supprimer les effets de l'environnement par fenêtrage temporel.



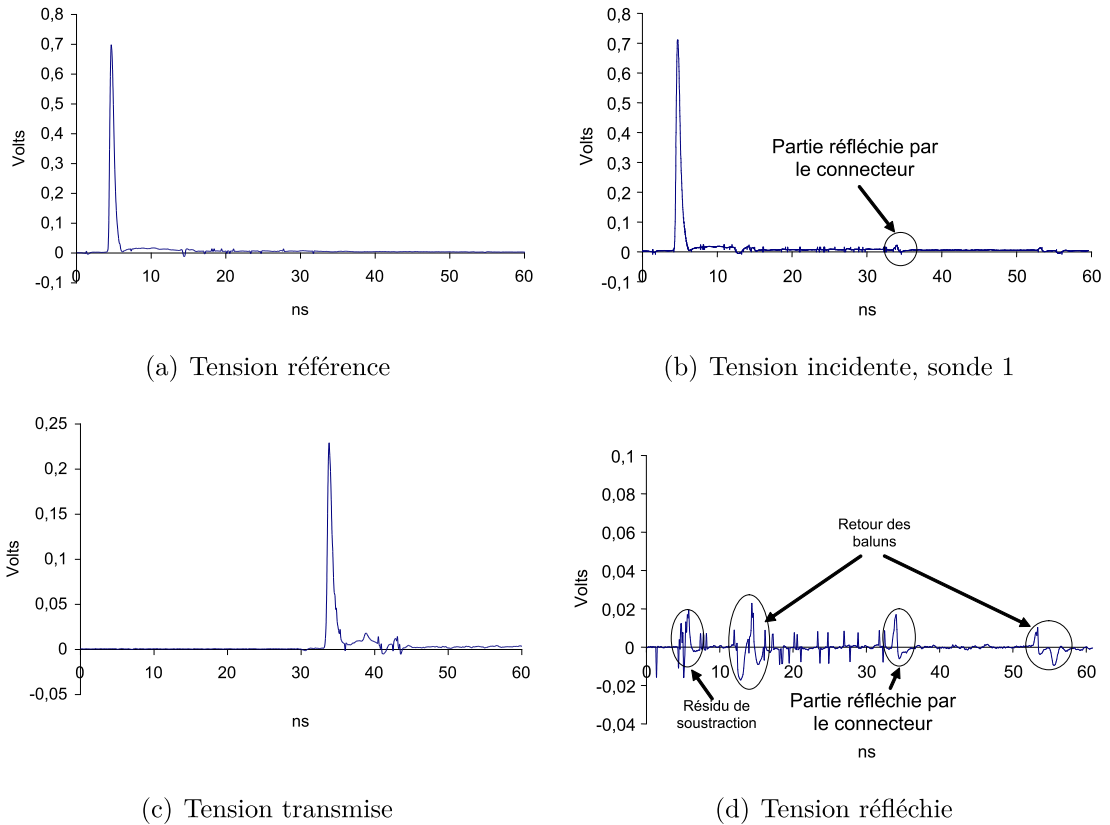


FIGURE 1.34 – Formes temporelles mesurées sur le connecteur SUBD

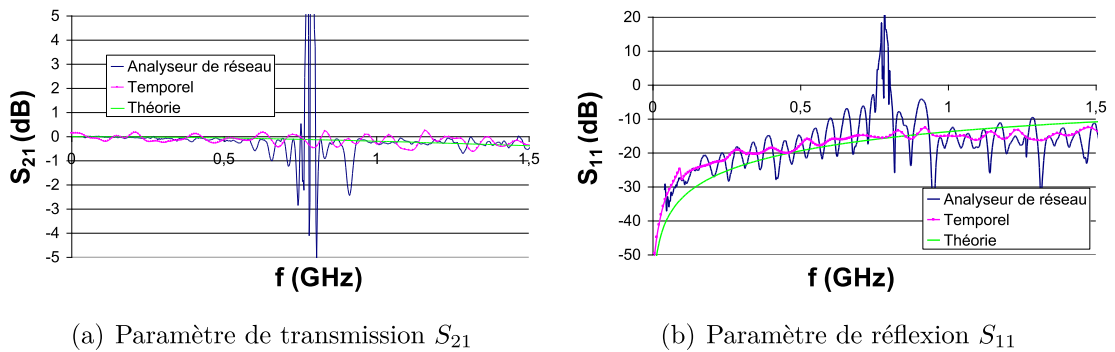


FIGURE 1.35 – Résultat obtenu de connecteur SUBD, broches 6 et 7

Les résultats présentés ci-dessus confirment l'efficacité et les capacités d'une mesure transitoire hors chambre anéchoïque dans le cas de mesures de paramètres  $S_{ij}$ .

### **1.7.2.2 L'intérêt de la métrologie impulsionnelle pour la caractérisation de matériaux**

La technologie ULB a également montré ses atouts pour différentes applications telles que la détection et/ou localisation des personnes ensevelies sous les gravats [32] et la détection des mines enfouies dans le sol [33]. Ces différentes applications nécessitent une quantité d'information suffisante en terme de résolution et nécessitent la pénétration des ondes électromagnétiques à travers les parois diélectriques.

L'association d'un générateur d'impulsions très courtes, et d'une antenne ULB, doit permettre le rayonnement d'ondes électromagnétiques couvrant le spectre désiré. Les intérêts attendus de cette technologie sont les suivants :

- une très courte durée de mesure due au fait que la mesure pour toutes les fréquences est réalisée en une seule fois.
- une émission de suffisamment fort niveau pour que l'influence de l'environnement électromagnétique soit négligeable.
- l'utilisation des fenêtrages temporels, qui rend l'utilisation des chambres anéchoïques non indispensable.
- le coût d'installation très bas comparé à celui d'une chambre anéchoïque.

## **1.8 Objectifs d'une caractérisation diélectrique de matériaux de construction via une mesure impulsionnelle Ultra Large Bande**

Pour la caractérisation des matériaux de constructions (béton armé, mur en parpaing, etc), les critères retenus sont les suivants :

- méthode de mesure non destructive, ne nécessitant pas une préparation particulière du matériau à caractériser.
- méthode de mesure in-situ.
- méthode conduisant à l'extraction de la constante diélectrique et du facteur des pertes des matériaux dans la bande [300MHz-3GHz].
- méthode adaptée à l'extraction des caractéristiques des matériaux en réflexion et en transmission.

Une analyse paramétrique de la réflexion et de la transmission à travers les parois diélectriques (mono-couche et multi-couches) a été réalisée, ainsi qu'une présentation des différentes méthodes de la caractérisation diélectrique du matériau. La méthode de mesure en espace libre est celle qui répond le mieux aux critères à respecter et en particulier quand elle est menée via une instrumentation impulsionnelle.

Compte-tenu de ses avantages, la méthode de mesure en espace libre menée via une métrologie ULB impulsionnelle est donc retenue pour la caractérisation diélectrique de matériaux de construction dans la bande de fréquence [300MHz-3GHz]. Dans la suite, il s'agira de mettre en oeuvre un banc de caractérisation diélectrique de matériaux et de développer un algorithme d'extraction de paramètres pertinents.

**Chapitre 2 :**

**Techniques d'extraction des  
caractéristiques diélectriques des  
matériaux applicables à une  
mesure en espace libre**

## 2.1 Introduction

Différentes techniques d'extraction des propriétés diélectriques sont basées sur la connaissance des signaux temporels et/ou des paramètres  $S_{ij}(f)$  caractéristiques du matériau considéré. Elles font l'objet d'un descriptif dans ce chapitre.

Les différents procédés d'extractions des propriétés diélectriques à partir d'une mesure de matériaux en espace libre peuvent se distinguer par les techniques suivantes : extraction des propriétés diélectriques moyennes sur la bande de fréquences, réflexion sur l'interface ou de la première transmission, et multiples réflexions ou transmissions.

Ces techniques d'extraction diffèrent selon les valeurs extraites :

- valeur moyenne de permittivité diélectrique sur le spectre analysé.
- évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique.

Selon la grandeur physique sur laquelle repose cette extraction :

- coefficient de réflexion à l'interface.
- coefficient relatif à la première transmission.
- coefficient de réflexion total.
- coefficient de transmission total.

Les différentes techniques sont testées par des simulations électromagnétiques via le logiciel CST studio en transitoire. Elles sont réalisées à l'aide d'une analyse temporelle les paramètres  $S_{ij}(f)$  des matériaux dont les caractéristiques diélectriques sont connues car imposées au logiciel CST et donc considérées comme références dans cette étude. Les propriétés diélectriques sont extraites et comparées aux caractéristiques diélectriques de référence.

Pour une validation des algorithmes d'extractions des propriétés diélectriques du matériau, différents cas de simulation sont pris en compte tels que les matériaux dispersifs ou non-dispersifs, les matériaux à faible ou à forte pertes ainsi que les matériaux homogènes ou hétérogène multi-couches.

## 2.2 Simulation électromagnétique transitoire impulsionnelle via le logiciel CST

Les différentes simulations électromagnétiques sont réalisées en considérant deux modèles : le premier modèle représente une paroi diélectrique homogène mono-couche (figure 2.1) et le deuxième représente une paroi diélectrique multi-couches (figure 2.2).

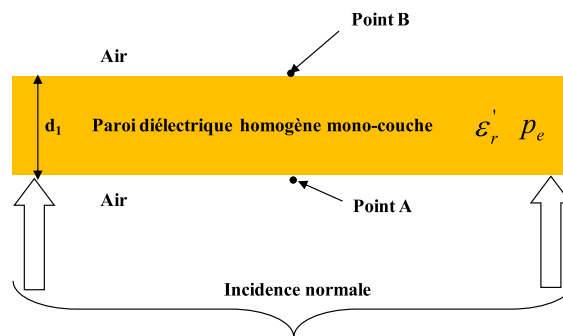


FIGURE 2.1 – Modèle de simulation d'une paroi diélectrique mono-couche.

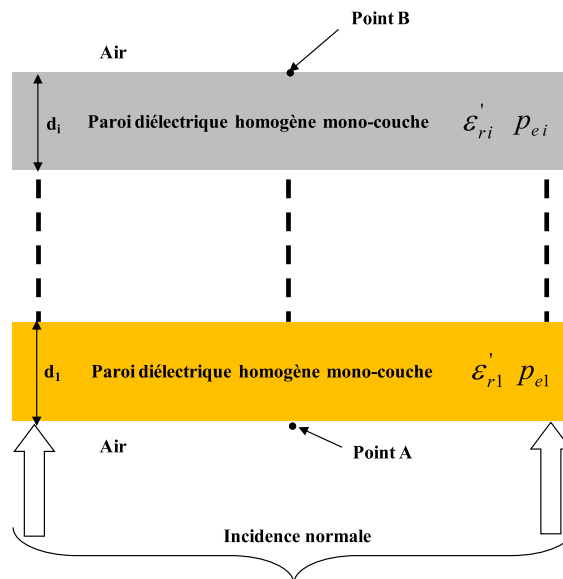


FIGURE 2.2 – Modèle de simulation d'une paroi diélectrique multi-couches.

Les structures considérées dans les simulations électromagnétiques sont illuminées en incidence normale par une onde plane, elles sont à surfaces planes infinies, ce qui permet de négliger les effets de bord. Pour chaque structure, deux valeurs de champs transmis et réfléchi sont calculées (points A et B). La détermination des champs par simulation est réalisée dans le domaine transitoire. Les relevés de ces champs sont effectués sous CST à l'aide de sondes idéales (point

de calcul).

- Point A : on relève un signal correspondant à la somme du signal incident et du signal réfléchi sur le mur diélectrique.
- Point B : on relève le signal transmis à travers le mur diélectrique.

En présence de la paroi, le champ mesuré au point A est la somme de deux champs, le champ incident et le champ réfléchi. Le champ incident est déterminé en relevant le champ au point A en espace libre sans présence du mur diélectrique. Les deux points de calcul permettent de remonter aux coefficients de réflexion et transmission.

Les structures sont excitées en incidence normale par une onde plane de durée  $\tau = 1.5 ns$  dont la bande de fréquence est comprise entre  $0.3 GHz$  et  $3 GHz$  comme le montre la figure 2.3.

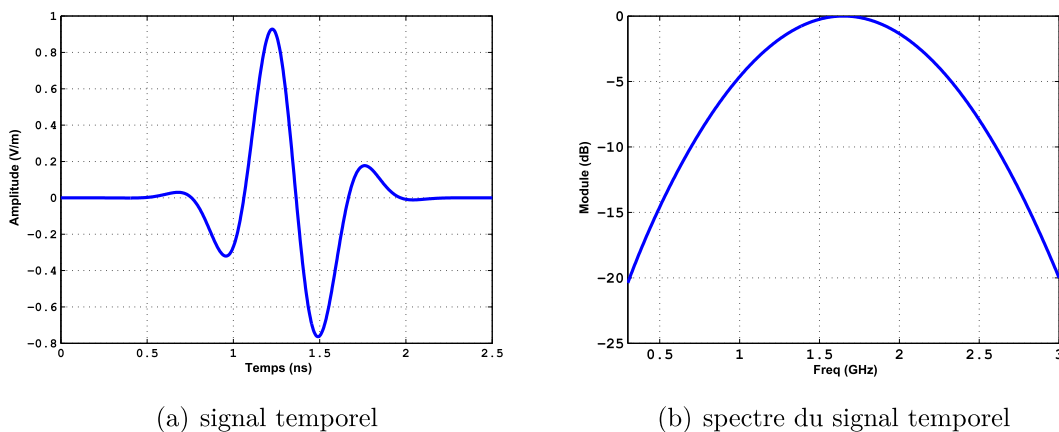


FIGURE 2.3 – Le signal d'excitation temporel et fréquentiel

Dans la suite du chapitre, pour le que le domaine fréquentiel de travail (300MHz-3GHz) soit plus apparent, toutes les évolutions de permittivité diélectrique et de coefficients de dispersion seront données en fonction de la fréquence (et non plus en fonction de  $(d/\lambda_0)$  et  $(d/\lambda_g)$ ).

## 2.3 Extraction de la permittivité diélectrique moyenne sur la bande de fréquence

Il s'agit d'une procédure qui permet la détermination d'une combinaison unique de partie réelle et de partie imaginaire de la permittivité diélectrique complexe

moyenne sur la bande fréquentielle de travail [12]. Elle est basée dans un premier temps sur l'évaluation de la permittivité réelle moyenne par l'analyse de la différence de temps d'arrivée entre le signal mesuré sans le matériau et le signal mesuré lorsque le matériau à caractériser est en place, dans un second temps sur l'évaluation de la partie imaginaire moyenne à partir du coefficient de transmission  $S_{21}(f)$  à travers le matériau à caractériser.

La technique consiste donc à estimer la partie réelle de la permittivité complexe moyenne à partir de la différence de temps d'arrivée (TDOA : time difference of arrival). La partie imaginaire est évaluée à partir de la minimisation d'un critère de moindre carré (ESS : error sum of square) représentant l'erreur résiduelle entre le coefficient de transmission mesuré et le coefficient de transmission analytique 1.23.

### 2.3.1 Estimation de la partie réelle de la permittivité complexe moyenne

La technique d'estimation de la permittivité réelle moyenne (figure 2.4) à partir de la différence de temps d'arrivée est utilisée souvent pour les matériaux à faibles pertes.

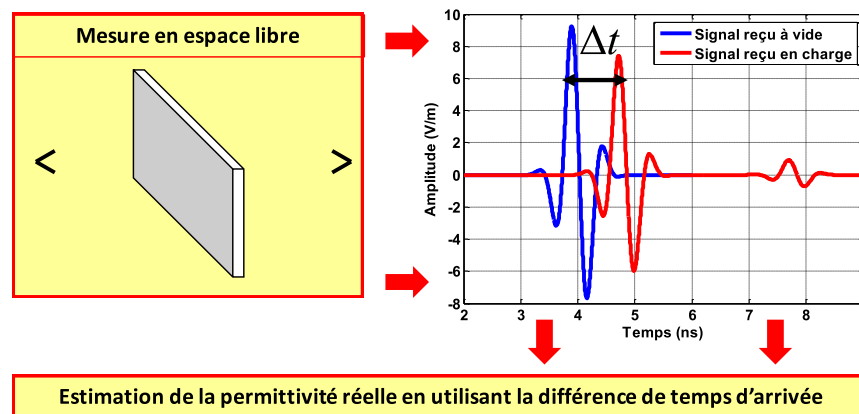


FIGURE 2.4 – Technique d'estimation de la permittivité réelle moyenne.

Pour une mesure en espace libre (mesure de fonction de transfert) la différence de temps d'arrivée entre les signaux mesurés à vide et en présence d'une paroi d'épaisseur  $d$  est définie par :

$$\Delta t = \frac{d}{c} \left( \sqrt{\epsilon'_r} - 1 \right) \quad (2.1)$$



La permittivité réelle moyenne peut être déduite de l'équation 2.1 :

$$\epsilon'_r = \left(1 + \frac{c\Delta t}{d}\right)^2 \quad (2.2)$$

La permittivité réelle estimée représente dans ce cas une valeur moyenne sur toute la bande de fréquence de travail.

### 2.3.2 Estimation de la partie imaginaire de la permittivité complexe moyenne

La détermination de la partie imaginaire de la permittivité complexe moyenne est effectuée en minimisant le coefficient ESS (error sum of square) défini ci-dessous, c'est à dire l'erreur entre les coefficients de transmission mesuré (ou obtenu par simulation) et analytique (théorique).

$$ESS(\epsilon'_r, \epsilon''_r) = \sum_{i=1}^n \left| \|S_{21}^m\|_{dB}(\omega_i) - \|S_{21}^a\|_{dB}(\omega_i, \epsilon'_r, \epsilon''_r) \right|^2 \quad (2.3)$$

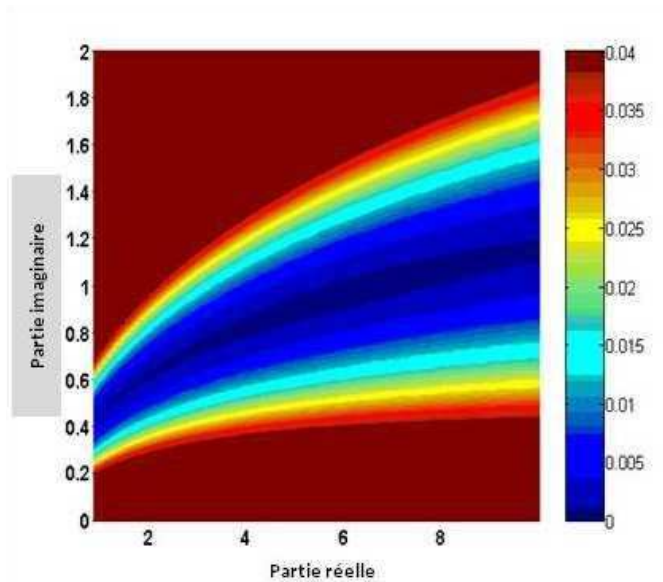


FIGURE 2.5 – ESS pour différents couples  $(\epsilon'_r, \epsilon''_r)$ .

$n$  représente le nombre de fréquences étudiées,  $\|S_{21}^m\|_{dB}$  est le module du coefficient de transmission évalué par simulation et  $\|S_{21}^a\|_{dB}$  est le module du coefficient de transmission analytique (théorique).

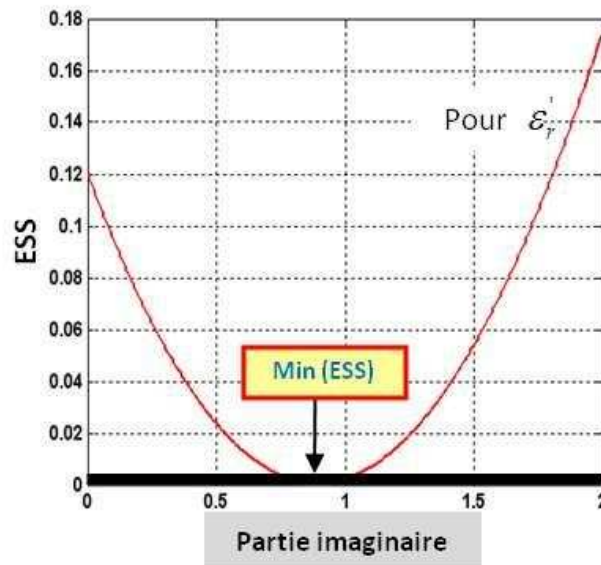


FIGURE 2.6 – ESS correspondant à la permittivité réelle estimée  $\epsilon_r'$ .

En utilisant la permittivité réelle estimée et le coefficient  $ESS$ , une seule valeur de la permittivité imaginaire est déterminée correspondant à la valeur minimale de la courbe  $ESS$  comme l'indique la figure 2.6. Par exemple si  $\epsilon_r' = 6$  alors  $\epsilon_r'' = 0.9$ .

Cette technique permet donc la détermination des paramètres diélectriques moyens sur une plage de fréquence.

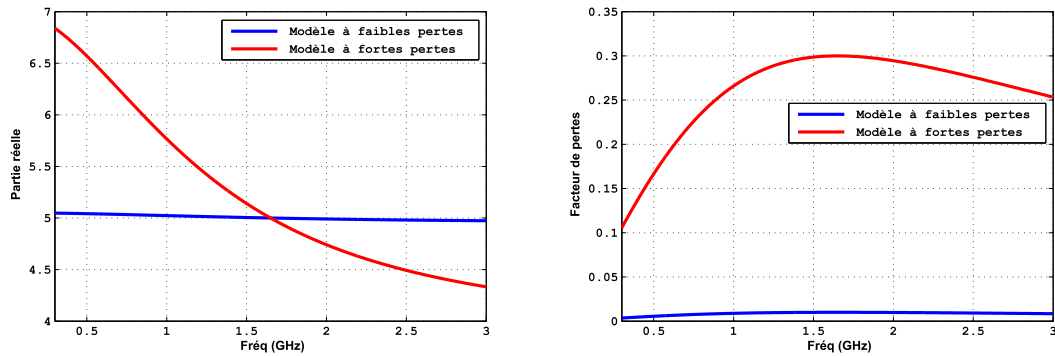
Pour valider ce principe, deux cas sont considérés : matériaux homogène et multi-couches. Dans le cas d'un matériau homogène, l'extraction des caractéristiques diélectriques est réalisée pour des faibles ou fortes pertes.

### 2.3.3 Paroi diélectrique homogène

Deux parois diélectriques homogènes d'épaisseurs  $d = 20\text{cm}$  à faibles et à fortes pertes sont simulées en transitoire dans la bande de fréquences [300 MHz-3 GHz]. Les modèles de permittivité complexe de référence (modèle obéissant à la loi de Debye en fonction de la fréquence) de parois diélectriques simulées sont illustrés sur la figure 2.7. Le modèle à faibles pertes ( $p_e \leq 0.01$ ) varie légèrement en fonction de la fréquence et il peut être considéré comme un modèle non-dispersif. Par contre, le modèle à fortes pertes ( $p_e \geq 0.1$ ) représente un cas fortement dispersif.

Les caractéristiques diélectriques moyennes en fonction de la fréquence des modèles de références sont représentées dans le tableau suivant :

La figure 2.8 montre les signaux temporels sans présence du matériau (à vide)



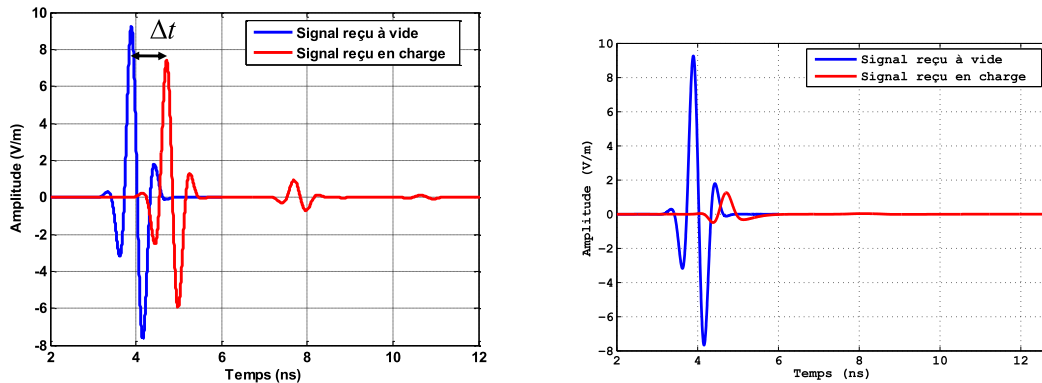
(a) Partie réelle de la permittivité complexe

(b) Facteur de pertes

FIGURE 2.7 – Les modèles de références de la permittivité complexe à faibles et à fortes pertes.

	$\epsilon_r'$	$p_e$
Modèle à faibles pertes	5	0.0087
Modèle à fortes pertes	5.23	0.26

TABLE 2.1 – Caractéristiques diélectriques moyennes de référence.



(a) Cas du matériau à faibles pertes

(b) Cas du matériau à fortes pertes

FIGURE 2.8 – Signaux temporels reçus à vide et en charge (paroi diélectrique homogène).

et avec le matériau (en charge) obtenus. Dans le cas faibles pertes, il est visible que le signal reçu en charge n'est pas fortement atténué, ce qui n'est pas le cas lorsque le matériau est à fortes pertes.

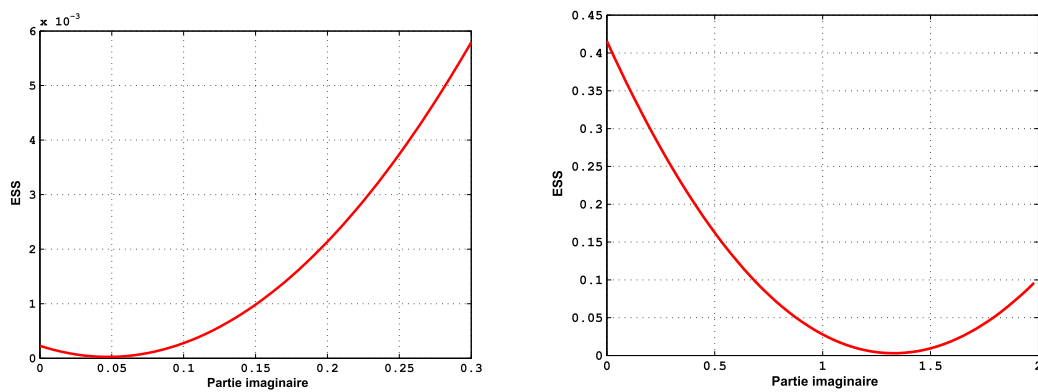
Pour chacun de ces cas, le retard temporel entre les signaux reçus à vide et en charge est utilisé pour déterminer la permittivité réelle moyenne sur la bande de fréquences [300 MHz-3 GHz].

Le tableau 2.2 résume la partie réelle de la permittivité complexe extraite en utilisant la différence de temps d'arrivée.

	$\epsilon_r'$ extraite	écart/référence %
Modèle à faibles pertes	4.99	0.2
Modèle à fortes pertes	4.94	5.5

TABLE 2.2 – La partie réelle extraite à partir de la différence de temps d'arrivée (paroi diélectrique homogène).

L'utilisation de la partie réelle extraite (tableau 2.2) de la permittivité complexe moyenne et l'évolution du coefficient de ESS pour différentes valeurs de  $\epsilon_r''$  permettent de déduire la partie imaginaire (figure 2.9). Le minimum de ce coefficient correspond à la partie imaginaire moyenne recherchée.



(a) Cas du matériau à faibles pertes

(b) Cas du matériau à fortes pertes

FIGURE 2.9 – Coefficient ESS correspond à la partie réelle moyenne de la permittivité complexe extraite (paroi diélectrique homogène).

Les parties imaginaires extraites dans le cas à faibles et à fortes pertes sont présentées dans le tableau 2.3.

	$\epsilon_r''$ extraite	$p_e$ extraite	écart/référence %
Modèle à faibles pertes	0.045	0.009	3.4
Modèle à fortes pertes	1.32	0.267	2.6

TABLE 2.3 – La partie imaginaire extraite à partir du critère ESS (paroi diélectrique homogène).

En comparant les valeurs extraites (tableaux 2.2 et 2.3) aux valeurs de référence (tableau 2.1), on constate que dans le cas où le matériau est à faibles pertes, les valeurs extraites pour la permittivité réelle et le facteur de pertes sont assez similaires aux valeurs de références avec des écarts de 0.2% et 3.4% respectivement. Dans

l'autre cas, les valeurs extraites de la permittivité réelle et du facteur de pertes sont légèrement différentes des valeurs de références montrant des écarts de 5.5% et 2.6%.

### 2.3.4 Paroi diélectrique multi-couches

La validation est réalisée pour un matériau multi-couches formé de deux couches homogènes, respectivement d'épaisseurs  $d_1 = 20cm$  et  $d_2 = 15cm$ .

La figure 2.10 illustre les caractéristiques diélectriques de chaque couche en fonction de la fréquence et la valeur moyenne pondérée par leurs caractéristiques diélectriques.

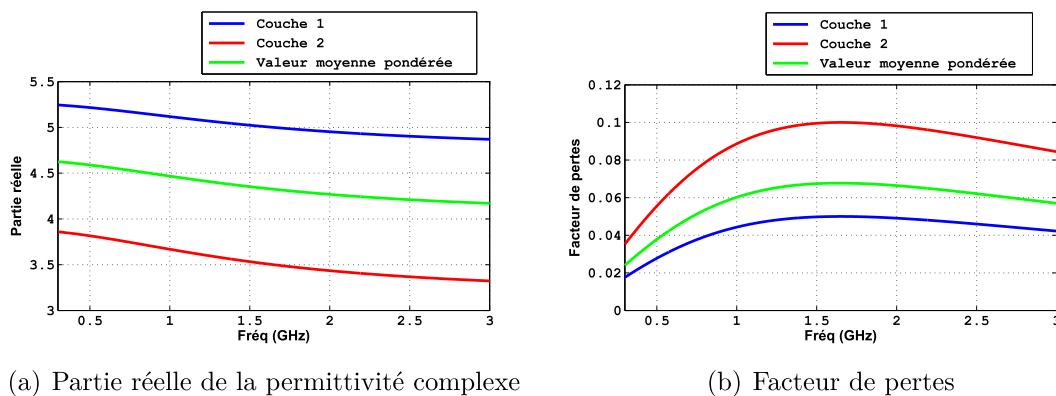


FIGURE 2.10 – Modèle de référence de chaque couche et la valeur moyenne pondérée en fonction de la fréquence.

Pour chaque fréquence, cette valeur moyenne pondérée est calculée à partir des équations 2.4 et 2.5. Notons que, la permittivité relative pondérée induit le même retard et la même atténuation (voir équation 1.27) pour la première transmission que la structure mono-couche.

$$\sqrt{\epsilon'_{r \text{ moyenne pondérée}}(f)} = \frac{\sum_{i=1}^n \sqrt{\epsilon'_r(f)} * d_i}{\sum_{i=1}^n d_i} \quad (2.4)$$

$$\epsilon''_{r \text{ moyenne pondérée}}(f) = \frac{\sum_{i=1}^n \epsilon''_{ri}(f) * d_i}{\sum_{i=1}^n d_i} \quad (2.5)$$

L'évaluation de la valeur moyenne sur tout le domaine fréquentiel analysé

conduit à  $\epsilon'_r = 4.35$ ,  $p_e = 0.059$ . Ces valeurs sont considérées comme références afin de les comparer avec les valeurs extraites.

La figure 2.11 montre les signaux temporels reçus à vide et en charge pour la paroi diélectrique formée de 2 couches homogènes. Le signal reçu en charge traduit la présence des différents trajets à travers le matériau qui sont souvent difficilement dissociables.

La partie réelle moyenne sur la bande de fréquence est estimée à  $\epsilon'_r = 4.27$ , et elle présente un écart 1.8% par rapport à la valeur de référence.

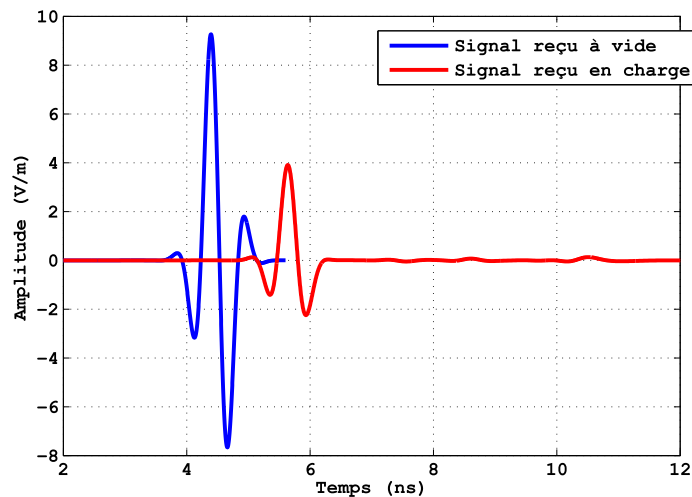


FIGURE 2.11 – Les signaux temporels reçus à vide et en charge (paroi diélectrique multi-couches).

De la même manière que dans les parties précédentes, la partie imaginaire est extraite  $\epsilon''_r = 0.25$ , ce qui correspond à un facteur de perte  $p_e = 0.058$  avec un écart de 1.69% par rapport à la valeur de référence.

### 2.3.5 Discussion sur la validité du modèle extrait par cette technique

Pour discuter de la validité du modèle extrait, une comparaison du paramètre de transmission déduit du modèle extrait avec le paramètre de transmission simulé peut être menée. Le paramètre de transmission déduit du calcul moyen sur la bande de fréquence des permittivités diélectriques réelles et imaginaires tenant compte des courbes fréquentielles des permittivités et des épaisseurs des différentes couches pour

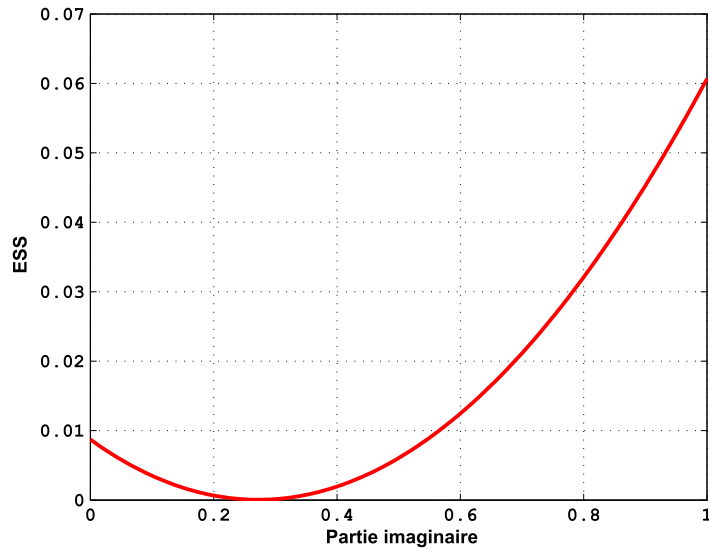
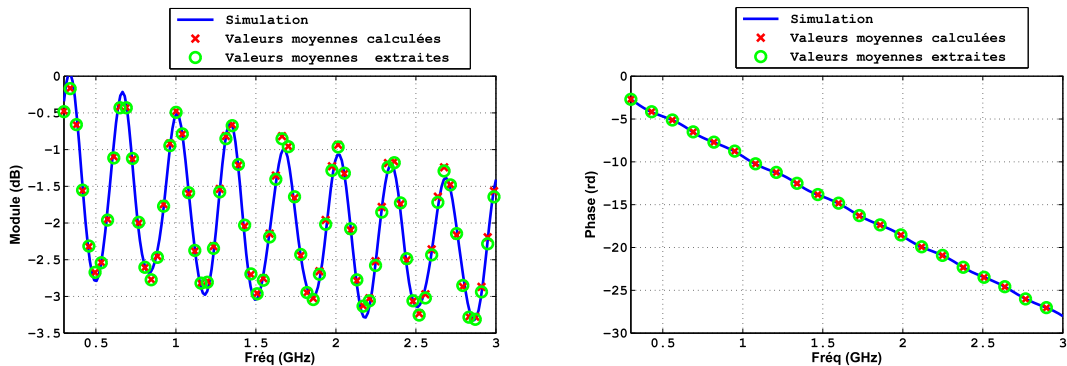


FIGURE 2.12 – Coefficient ESS correspond à la partie réelle moyenne extraite (paroi diélectrique multi-couches).

le cas multi-couches sera également pris en compte dans la comparaison (valeurs moyennes calculées).



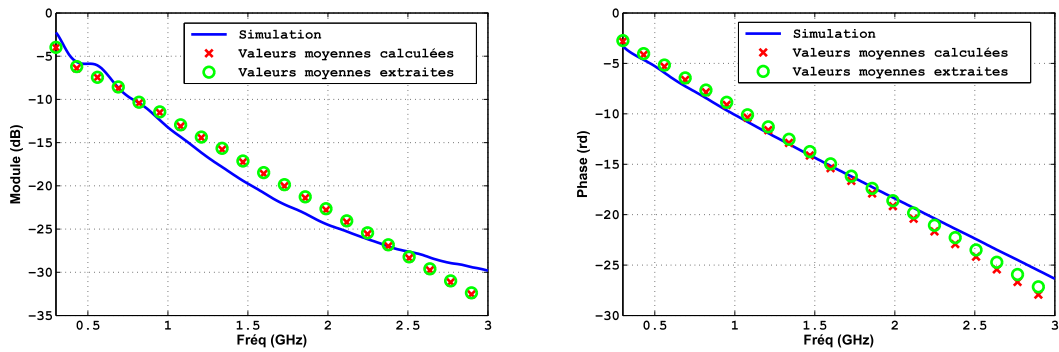
(a) Module du coefficient de transmission

(b) Phase du coefficient de transmission

FIGURE 2.13 – Cas du matériau homogène à faibles pertes.

La figure 2.13 montre les coefficients de transmissions déduits de simulation électromagnétique, des valeurs moyennes calculées et des valeurs moyennes extraites dans le cas du matériau à faibles pertes et non-dispersif. Les modules de ces coefficients sont très proches quelle que soit la fréquence, et ils présentent une variation entre  $0\text{ dB}$  et  $3.5\text{ dB}$ . Les phases sont identiques sur toute la bande de fréquence de travail.

Dans le cas où le matériau est à fortes pertes et dispersif (figure 2.14), les modules des coefficients de transmission sont assez proches dans la partie basse fréquence [ $0.3\text{ GHz}$  -  $0.9\text{ GHz}$ ] et présentent un écart pouvant atteindre plusieurs  $\text{dB}$  pour

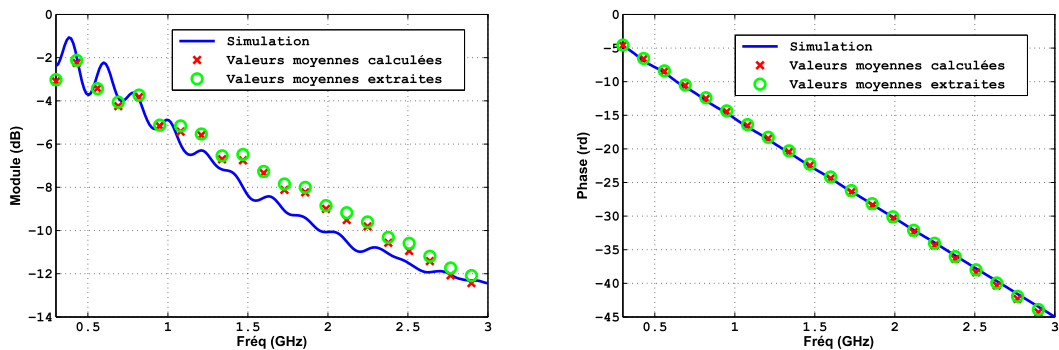


(a) Module du coefficient de transmission

(b) Phase du coefficient de transmission

FIGURE 2.14 – Cas du matériau homogène à fortes pertes.

les fréquences hautes. Les phases peuvent présenter un écart de plusieurs radians à certaines fréquences.



(a) Module du coefficient de transmission

(b) Phase du coefficient de transmission

FIGURE 2.15 – Cas du matériau multi-couches.

Le cas du matériau multi-couches est illustré dans la figure 2.15. Les coefficients de transmissions sont semblables jusqu'à la fréquence de  $1\text{ GHz}$ . Au delà, les écarts atteignent une valeur de  $1.8\text{ dB}$ . Les phases sont analogues sur toute la bande de fréquence.

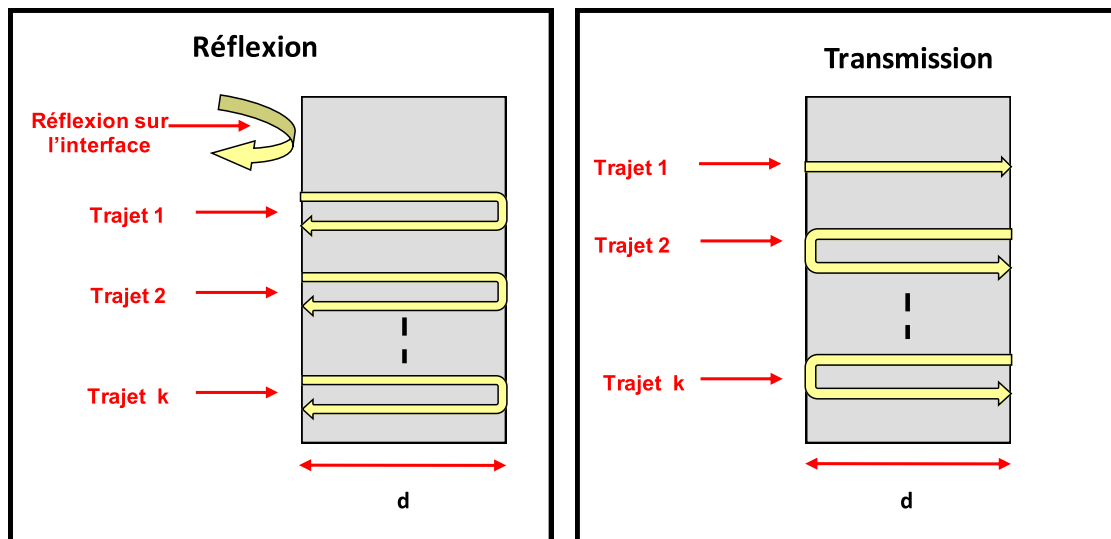
En conclusion, les valeurs moyennes extraites conduisent à un coefficient de transmission qui évolue avec la fréquence de façon très similaire à celui obtenu à partir des caractéristiques diélectriques moyennes calculées. Dans le cas du matériau homogène à faibles pertes, cette permittivité diélectrique moyenne conduit à une très bonne estimation du paramètre de transmission en fonction de la fréquence. Dans le cas du matériau homogène à fortes pertes et du matériau multi-couches, cette permittivité diélectrique moyenne conduit à une allure assez fidèle du coefficient de transmission en fonction de la fréquence.



Des écarts sur le module atteignent toutefois plusieurs décibels pour des fréquences du spectre de travail. Les limitations d'un modèle de matériau homogène équivalent pour une structure multi-couches avaient déjà été évoquées dans le paragraphe précédent.

## 2.4 Extraction de l'évolution fréquentielle des permittivités diélectriques

Cette partie est dédiée à la présentation des différentes techniques d'extraction des caractéristiques diélectriques des matériaux en fonction de la fréquence, soit à partir de la réflexion, soit à partir de la transmission.



(a) La réflexion sur l'interface et les trajets multiples en réflexion (b) Les trajets multiples en transmission

FIGURE 2.16 – Le phénomène des trajets multiples à travers une paroi homogène

Différentes techniques sont présentées ici ; elles utilisent la réflexion sur l'interface ou la première transmission, ou les multiples réflexions ou transmissions. La figure 2.16(a) illustre dans le cas d'une paroi homogène, la réflexion sur l'interface et les trajets multiples en réflexion. De la même façon la figure 2.16(b) illustre les différents trajets intervenant dans la transmission.

### 2.4.1 Technique qui utilise la réflexion sur l'interface ou la première transmission

Cette technique consiste à déterminer les caractéristiques diélectriques à partir du coefficient de réflexion sur l'interface ou à partir de la première transmission à travers

le matériau sous test. Cette technique est applicable dans le cas où l'épaisseur des matériaux est assez grande pour que les différents trajets du signal dus aux réflexions multiples à l'intérieur du mur puissent être dissociés.

#### 2.4.1.1 A partir de la réflexion sur l'interface

Le coefficient de réflexion sur l'interface s'écrit de la façon suivante :

$$r_0 = \frac{1 - n}{1 + n} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon'_r - j\epsilon''_r}}{1 + \sqrt{\epsilon'_r - j\epsilon''_r}} \quad (2.6)$$

$n = \sqrt{\epsilon'_r - j\epsilon''_r}$  représente l'indice de réfraction du matériau à caractériser.

L'équation 2.6 permet de déterminer la permittivité complexe effective :

$$\epsilon'_r - j\epsilon''_r = \left( \frac{1 - r_0}{1 + r_0} \right)^2 = \epsilon'_r(\omega) [1 - jp_e(\omega)] \quad (2.7)$$

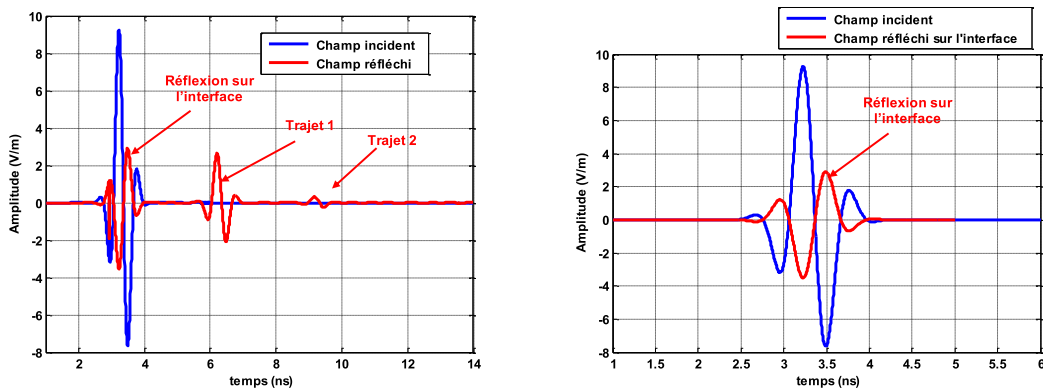
Dans les cas où les matériaux sont à faible facteur de pertes, le coefficient de réflexion sur l'interface  $r_0$  ne permet pas l'extraction précise de la partie imaginaire de la permittivité complexe. La partie réelle de la permittivité est elle déduite de l'équation 2.8 suivante :

$$\epsilon'_r = \text{Re} \left( \frac{1 - r_0}{1 + r_0} \right)^2 \quad (2.8)$$

La validation de cette technique est testée pour des matériaux homogènes à faibles et à fortes pertes et pour des matériaux multi-couches.

**2.4.1.1.1 Matériau homogène à faibles pertes :** un matériau d'épaisseur  $d = 20\text{cm}$  est simulé. Ce matériau a les caractéristiques diélectriques illustrées dans la figure 2.7.

Les signaux incident et réfléchi sont illustrés dans la figure 2.17. Le signal réfléchi montre la réflexion sur l'interface et les trajets multiples à travers le matériau considéré. Ce signal est fenêtré pour obtenir le signal réfléchi à l'interface et déterminer son coefficient de réflexion.

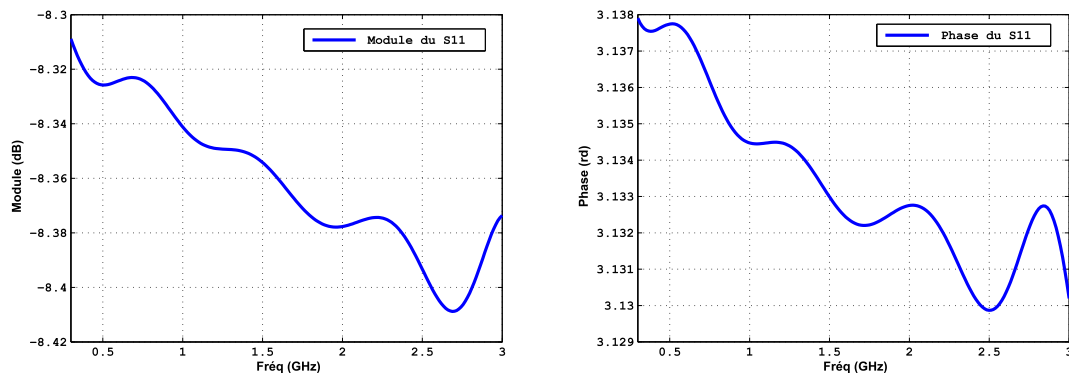


(a) Signaux incident et réfléchi

(b) Signaux incident et réfléchi sur l'interface fenêtrés

FIGURE 2.17 – Les signaux incident et réfléchi (matériau homogène à faibles pertes)

Le coefficient de réflexion à l'interface est calculé (figure 2.18). Le module et la phase du coefficient de réflexion sur l'interface varie légèrement en fonction de la fréquence.



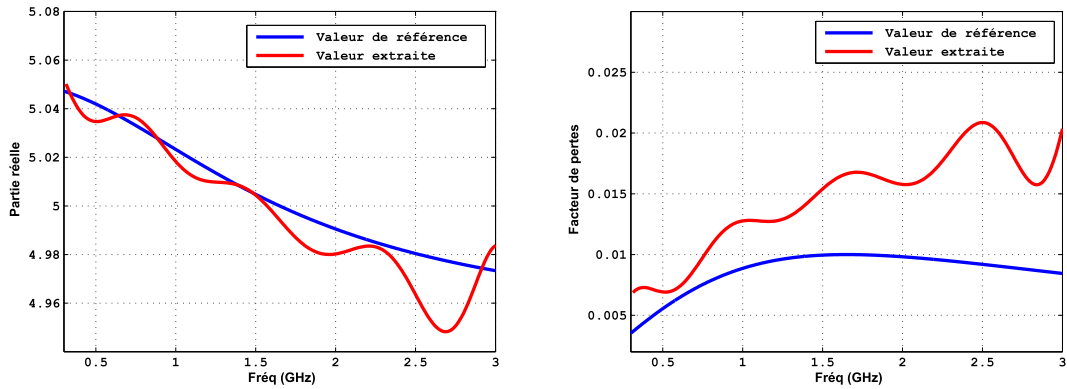
(a) Module du coefficient de réflexion sur l'interface

(b) Phase du coefficient de réflexion sur l'interface

FIGURE 2.18 – Coefficient de réflexion sur l'interface (matériau homogène à faibles pertes)

Ce coefficient de réflexion sur l'interface permet de déterminer les caractéristiques diélectriques du matériau. La figure 2.19 montre les caractéristiques diélectriques extraites comparées aux valeurs diélectriques de référence.

En ce qui concerne l'extraction de la partie réelle de la permittivité complexe, il est à noter que le modèle extrait correspond bien au modèle de référence. Par contre pour le facteur de perte, on constate que le modèle extrait est un peu éloigné du modèle en particulier aux hautes fréquences ou la différence peut atteindre 19%. Cette technique montre toutefois la possibilité d'extraire la partie réelle de la permittivité complexe dans le cas où le matériau considéré est à faibles pertes.

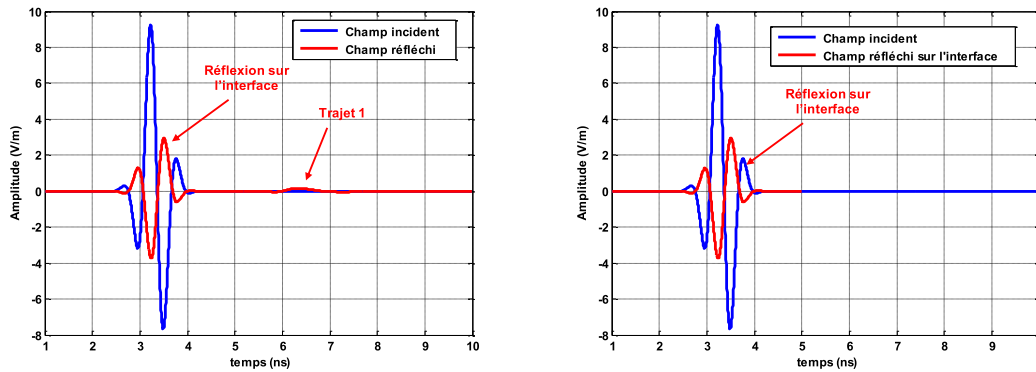


(a) Partie réelle de la permittivité complexe

(b) Facteur de pertes

FIGURE 2.19 – Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la réflexion sur l'interface (matériau homogène à faibles pertes).

**2.4.1.1.2 Matériau homogène à fortes pertes :** De la même manière, la technique est appliquée au cas d'un matériau à fortes pertes illustrée dans la figure 2.7 pour une épaisseur  $d = 20 \text{ cm}$ .



(a) Signaux incident et réfléchi

(b) Signaux incident et réfléchi sur l'interface fenêtrés

FIGURE 2.20 – Les signaux incident et réfléchi (matériau homogène à fortes pertes).

Les signaux incident, réfléchi fenêtrés sont donnés dans la figure 2.20. Le coefficient de réflexion sur l'interface dans le cas où le matériau est à fortes pertes est illustré dans la figure 2.21.

Les caractéristiques diélectriques sont extraites du coefficient de réflexion sur l'interface (figure 2.22). La partie réelle extraite est similaire à la partie réelle de la permittivité de référence et il en est de même pour le facteur de pertes.

Il est clair que l'extraction des caractéristiques diélectriques à partir de la réflexion à l'interface dans le cas où le matériau est à fortes pertes (figure 2.22)

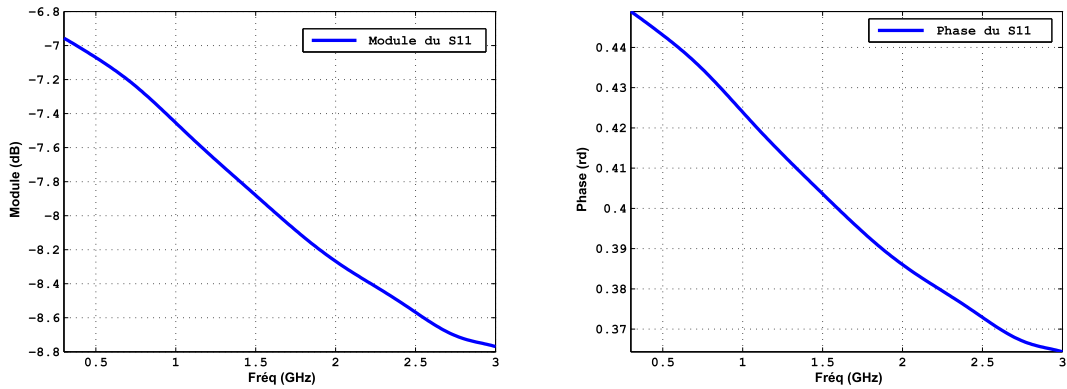


FIGURE 2.21 – Coefficient de réflexion sur l'interface (matériau homogène à fortes pertes)

est plus efficace que dans le cas où le matériau est à faibles pertes (figure 2.19).

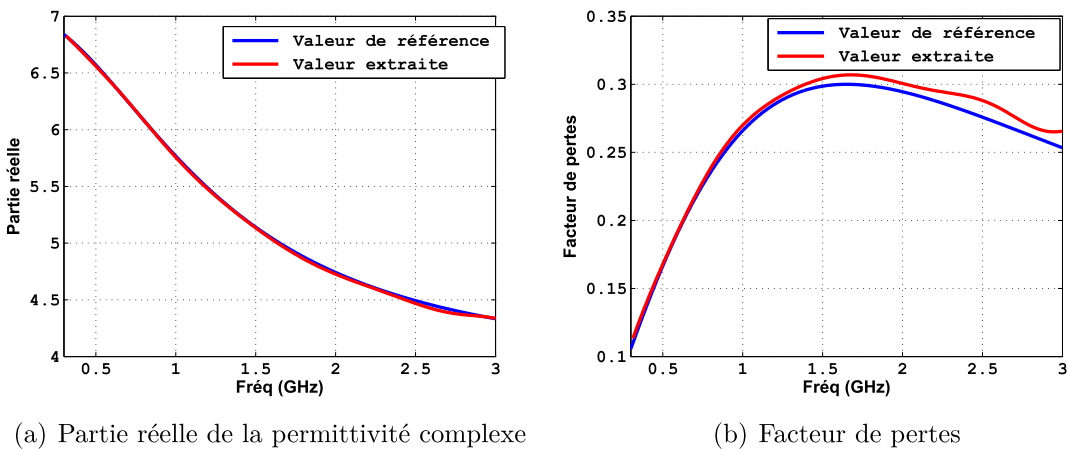
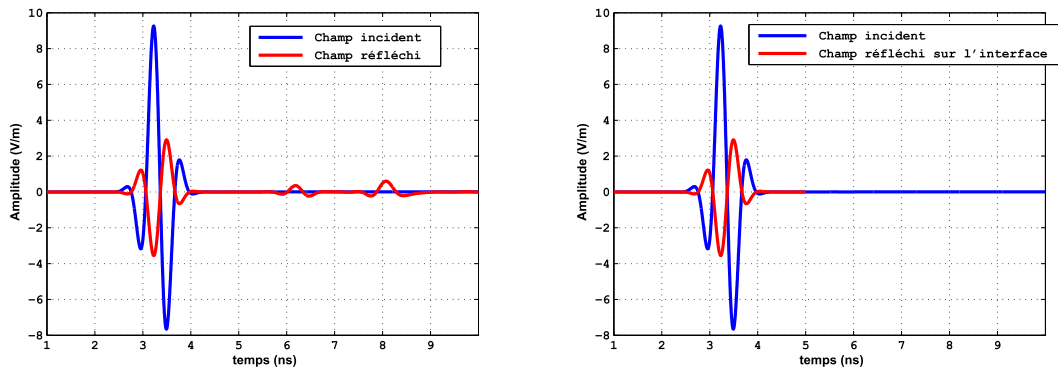


FIGURE 2.22 – Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la réflexion sur l'interface (matériau homogène à fortes pertes).

Pour conclure, cette technique permet de déterminer la partie réelle de la permittivité complexe dans les deux cas (matériau à faible et à forte pertes), par contre elle ne permet de déterminer le facteur de perte que dans le cas du matériau à fortes pertes.

**2.4.1.1.3 Matériau multi-couches :** Dans cette partie, la technique d'extraction de la permittivité complexe à partir de la réflexion sur l'interface est appliquée sur la paroi diélectrique multi-couches indiquée dans le paragraphe 2.3.4.

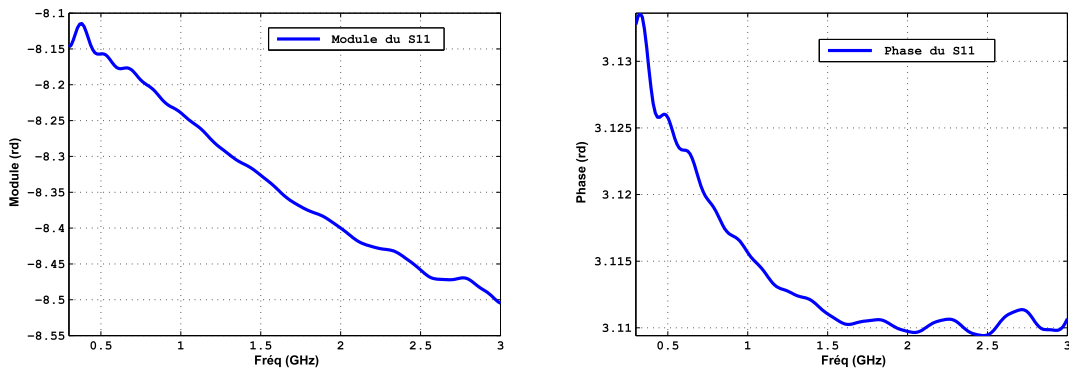
A partir des signaux incident et réfléchi fenêtrés illustrés dans la figure 2.23, le coefficient de réflexion sur l'interface est calculé (figure 2.24).



(a) Signaux incident et réfléchi

(b) Signaux incident et réfléchi fenêtrés

FIGURE 2.23 – Les signaux incident et réfléchi (matériau multi-couches).



(a) Module du coefficient de réflexion sur l'interface

(b) Phase du coefficient de réflexion sur l'interface

FIGURE 2.24 – Coefficient de réflexion sur l'interface (matériau multi-couches).

Les caractéristiques diélectriques extraites de la réflexion sur l'interface sont illustrées dans la figure 2.25. Elle sont représentatives des caractéristiques diélectriques de la couche 1. La partie réelle extraite est identique à la partie réelle de la couche 1 tandis que le facteur de pertes est similaire au facteur de pertes de la première couche surtout dans la partie basses fréquences.

On constate que dans le cas d'extraction des caractéristiques diélectriques, à partir de la réflexion sur l'interface dans le cas où le matériau est multi-couches, les caractéristiques diélectriques extraites ne représentent pas le phénomène global de la paroi multi-couches.

#### 2.4.1.2 A partir de la première transmission

Cette méthode permettant d'extraire les caractéristiques du matériau est décrite dans [7], elle conduit à :

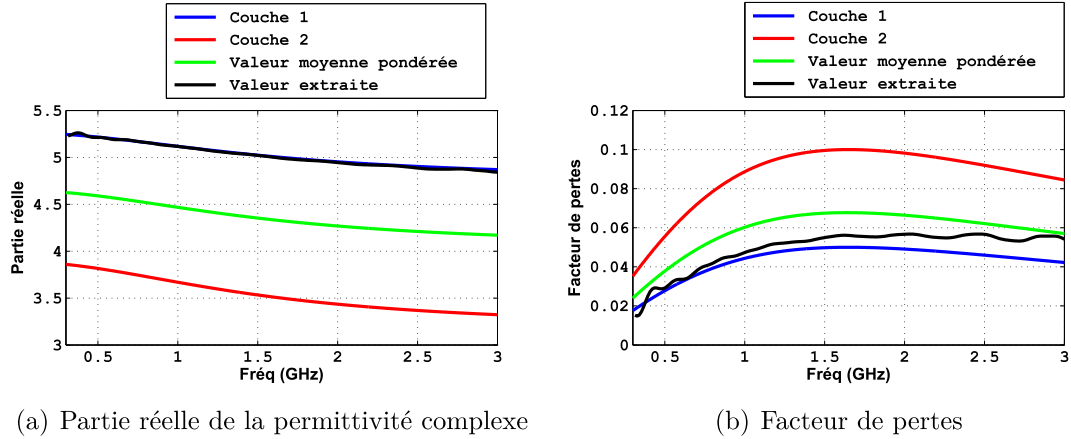


FIGURE 2.25 – Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la réflexion sur l'interface (matériau multi-couches).

$$\epsilon'_r = \left[ 1 + \frac{\Delta\tau(f)}{\tau_0} \right]^2 = \left[ 1 - \frac{1}{2\pi\tau_0} \frac{d\varphi_{pt}(f)}{df} \right]^2 \quad (2.9)$$

$$p_e(f) = \frac{1}{\pi f \tau_0 \sqrt{\epsilon'_r(f)}} \ln \left[ \frac{\left[ 1 + \sqrt{\epsilon'_r(f)} \right]^2}{4\sqrt{\epsilon'_r(f)}} \|H_{pt}(f)\| \right] \quad (2.10)$$

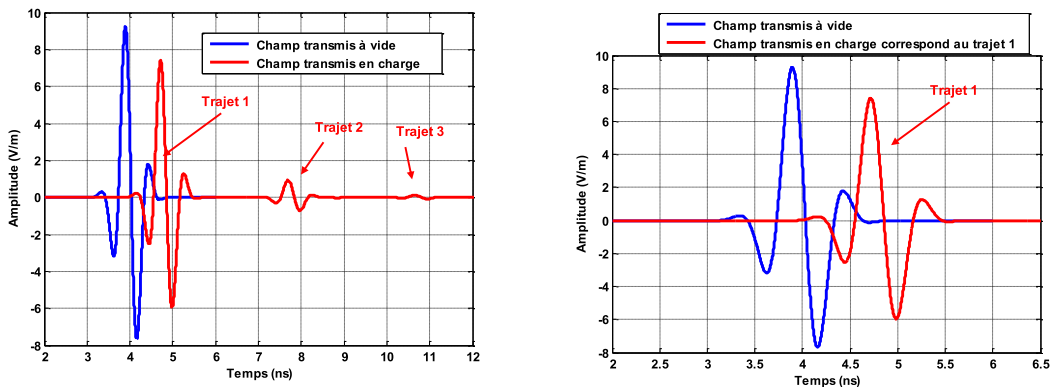
Où  $\epsilon'_r$  représente la constante diélectrique relative,  $p_e(f)$  représente la facteur de pertes,  $\|H_{pt}(f)\|$  est le module de la fonction du transfert telle décrite dans l'équation 1.36 pour la première transmission.  $\varphi_{pt}$  est la phase de la fonction de transfert relative à la première transmission.

Cette partie est consacrée à l'extraction des caractéristiques diélectriques du matériau en utilisant la technique de la première transmission. Pour la valider, plusieurs cas sont considérés, matériau homogène à faibles et à fortes pertes et matériau multi-couches.

**2.4.1.2.1 Matériau homogène à faibles pertes :** Un matériau d'épaisseur  $d=20\text{cm}$  à faibles pertes est simulé pour obtenir la fonction de transfert du premier trajet (première transmission).

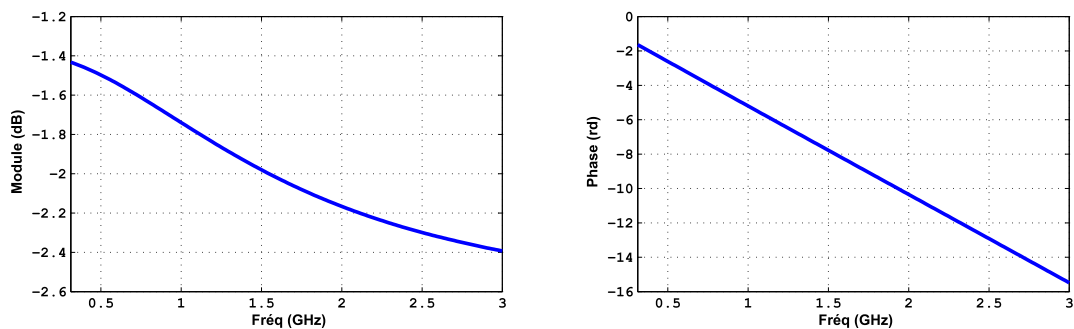
Les signaux reçus en charge et à vide à travers le matériau sont illustrés dans la figure 2.26. Un fenêtrage temporel est effectué pour isoler le trajet 1.

La fonction de transfert du premier trajet est calculée. Elle varie entre -1,4 dB et



(a) Les champs transmis à vide et en charge sans fenêtrage (b) Les champs transmis à vide et en charge après fenêtrage

FIGURE 2.26 – Les champs transmis à vide et en charge (matériau homogène à faibles pertes).



(a) Module de la fonction de transfert correspondant au trajet 1 (b) Phase de la fonction de transfert correspondant au trajet 1

FIGURE 2.27 – Fonction de transfert correspondant au trajet 1 (matériau homogène à faibles pertes).

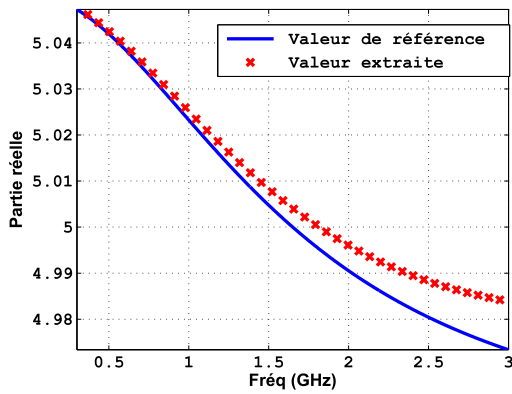
-2.4 dB en fonction de la fréquence (figure 2.27). En utilisant la fonction de transfert du premier trajet, les caractéristiques diélectriques du matériau sont déduites et comparées aux caractéristiques diélectriques de référence (figure 2.28).

Il est clair que les valeurs extraites de la permittivité sont similaires aux valeurs de référence, ce que valide le principe de l'extraction des caractéristiques diélectriques par cette technique pour des matériaux à faibles pertes.

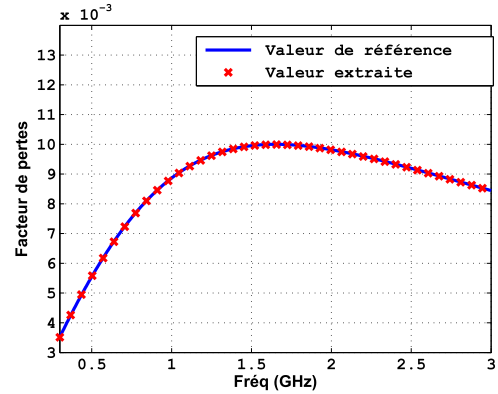
**2.4.1.2.2 Matériau homogène à fortes pertes :** Le même procédé que celui présenté précédemment est suivi dans le cas où le matériau est à fortes pertes.

Les signaux reçus (à vide et en charge) et la fonction de transfert du premier trajet sont illustrés dans les figures 2.29 et 2.30 pour un matériau d'épaisseur  $d = 20 \text{ cm}$ .



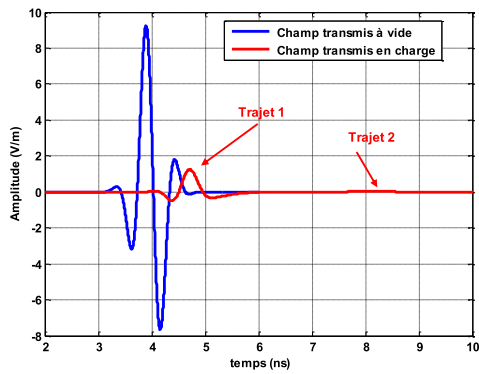


(a) Partie réelle de la permittivité complexe

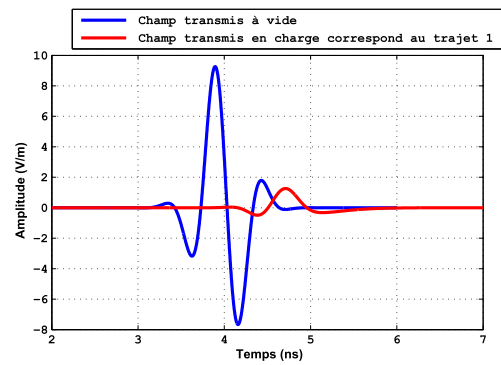


(b) Facteur de pertes

FIGURE 2.28 – Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la première transmission (matériau homogène à faibles pertes).

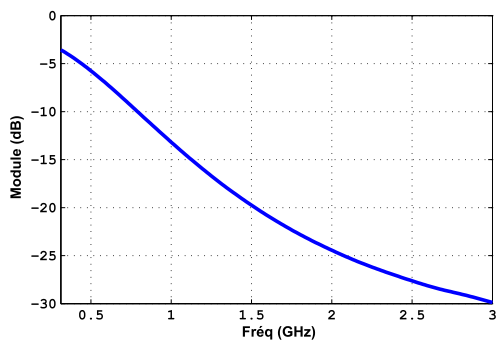


(a) Les champs transmis à vide et en charge sans fenêtre

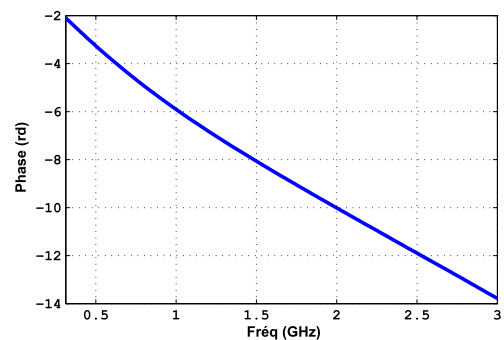


(b) Les champs transmis à vide et en charge après fenêtrage

FIGURE 2.29 – Les champs transmis à vide et en charge (matériau homogène à fortes pertes).



(a) Module de la fonction de transfert correspondant au trajet 1



(b) Phase de la fonction de transfert correspondant au trajet 1

FIGURE 2.30 – Fonction de transfert correspondant au trajet 1 (matériau homogène à fortes pertes).

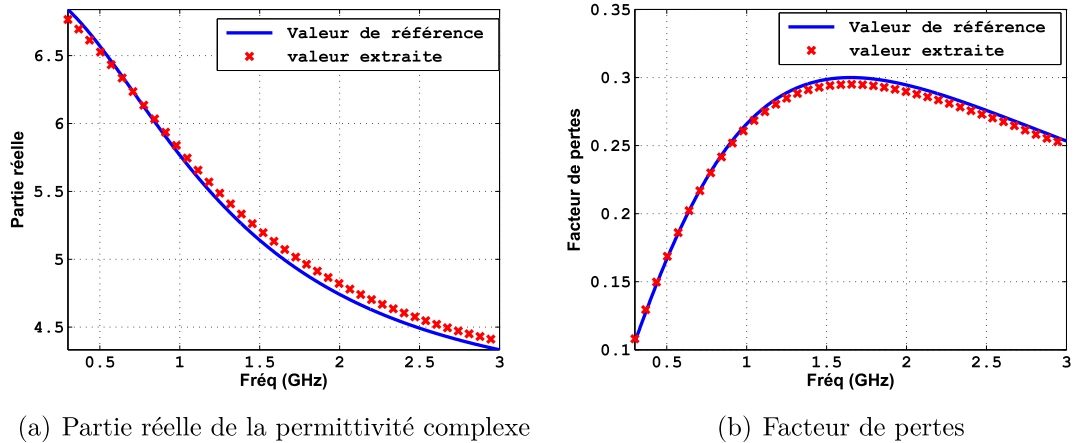
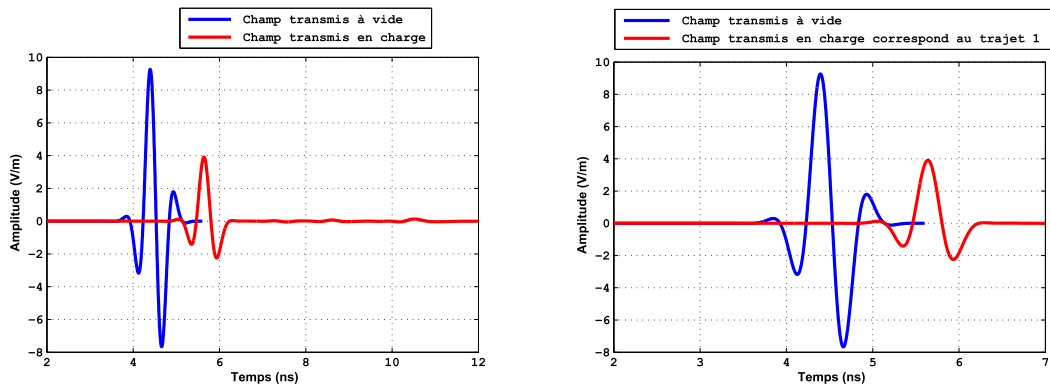


FIGURE 2.31 – Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la première transmission (matériau homogène à fortes pertes)..

La figure 2.31 montre les caractéristiques diélectriques extraites comparées aux caractéristiques diélectriques de référence. On constate la bonne extraction des caractéristiques diélectriques (partie réelle et facteur de pertes) du matériau. Cette technique est validée pour un matériau à fortes pertes.

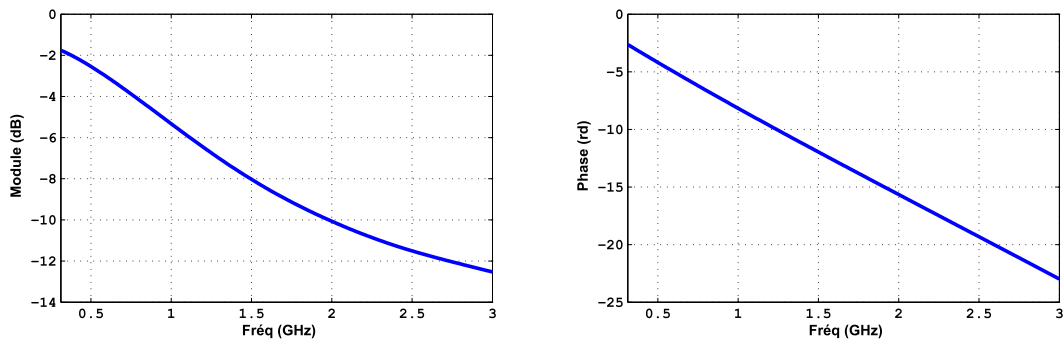
**2.4.1.2.3 Matériau multi-couches :** Cette technique est appliquée sur la paroi multi-couches.

Les signaux transmis à vide et transmis fenêtrés sont montrés figure 2.32. Le coefficient de transmission associé est illustré figure 2.33.



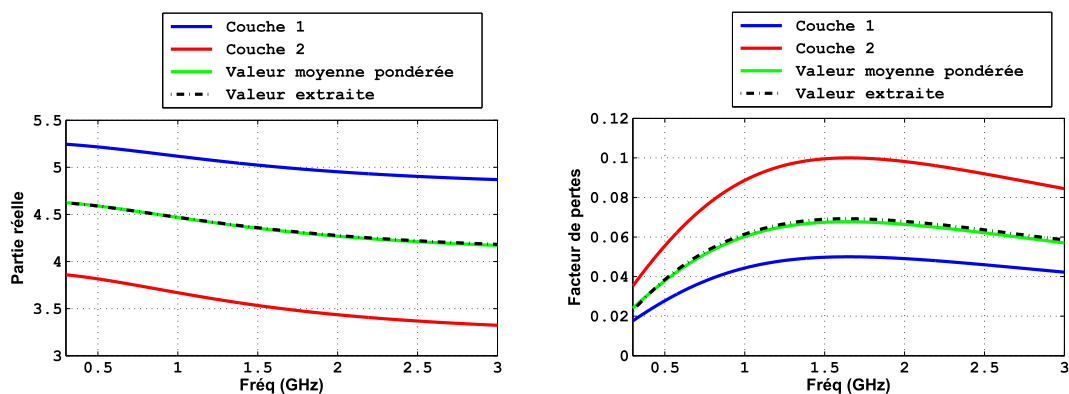
(a) Les champs transmis à vide et en charge sans fenêtrage (b) Les champs transmis à vide et en charge après fenêtrage

FIGURE 2.32 – Les champs transmis à vide et en charge (matériau multi-couches).



(a) Module de la fonction de transfert correspondant au trajet 1 (b) Phase de la fonction de transfert correspondant au trajet 1

FIGURE 2.33 – Fonction de transfert correspondant au trajet 1 (matériau multi-couches).



(a) Partie réelle de la permittivité complexe

(b) Facteur de pertes

FIGURE 2.34 – Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir de la première transmission (matériau multi-couches).

Les résultats d'extraction des caractéristiques diélectriques sont similaires

aux caractéristiques diélectriques moyennes pondérées. On constate que dans le cas d'extraction en utilisant la première transmission, les valeurs extraites sont représentatives des 2 couches formant la paroi multi-couches. Sachant que comme on l'a vu précédemment, ces caractéristiques ne conduiront pas à une évolution fréquentielle du coefficient de transmission total très fidèle à la réalité.

### 2.4.2 Technique des multiples réflexions ou multiples transmissions

La technique des multiples réflexions et des multiples transmissions est appliquée en particulier lorsque la dissociation des différents trajets est impossible, ce qui conduit à utiliser les coefficients de réflexion et de transmission globaux qui prennent en compte toutes les réflexions et les transmissions à travers la paroi à caractériser. Les coefficients de réflexion et de transmission totaux sont respectivement les suivants :

$$S_{11}(f) = r_0 \frac{1 - e^{-j2\varphi}}{1 - r_0^2 e^{-j\varphi}} \quad (2.11)$$

$$S_{21}(f) = \frac{(1 - r_0^2) e^{-j\varphi}}{1 - r_0^2 e^{-j2\varphi}} \quad (2.12)$$

Avec  $\varphi = k_0 n d$  : correspond à la différence de marche entre deux rayons.

La détermination de la permittivité complexe des matériaux nécessite souvent le recours à des techniques itératives qui consistent à chercher les zéros de la fonction d'erreur suivante :

$$E(f) = \left\| S_{ij}^a(f) - S_{ij}^m(f) \right\| \quad (2.13)$$

Dans l'expression de la fonction d'erreur,  $S_{ij}^m(f)$  est la valeur mesurée (ou déterminée par simulation),  $S_{ij}^a(f)$  est la valeur calculée à partir de caractéristiques diélectriques du matériau (à balayer). L'extraction suppose que l'épaisseur  $d$  de la paroi à caractériser est connue. Le balayage en fréquence est effectué entre  $f_{min}$  et  $f_{max}$  avec un pas donné et pour différents couples de  $(\epsilon'_r, \epsilon''_r)$  évoluant entre deux bornes avec un certain pas de calcul.

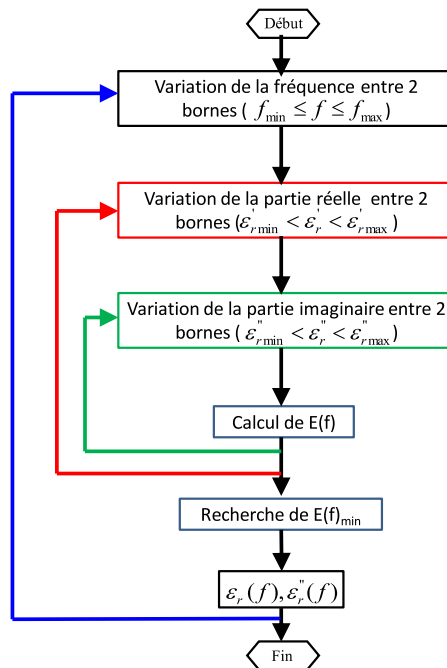


FIGURE 2.35 – Schéma représentatif du programme d'extraction de la permittivité d'un matériau en fonction des paramètres  $S_{ij}(f)$ .

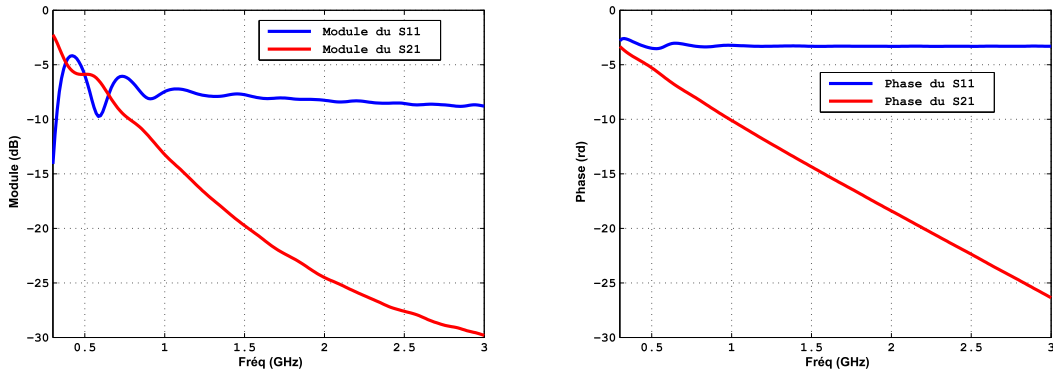
Le principe de ces programmes itératifs consiste à faire varier sur une large plage la partie réelle  $\epsilon'_r$  et la partie imaginaire  $\epsilon''_r$ , de calculer pour chaque permittivité le paramètre  $S_{ij}(f)$  analytique correspondant (eq 2.11, 2.12) et de le comparer au paramètre  $S_{ij}(f)$  mesuré. Ensuite, pour chaque fréquence, on cherche le couple  $(\epsilon'_r, \epsilon''_r)$  permettant d'obtenir l'erreur minimale entre le paramètre  $S_{ij}(f)$  mesuré et le paramètre  $S_{ij}(f)$  obtenu de façon analytique.

Dans la suite, cette technique est appliquée à des matériaux homogènes et multicouches

#### 2.4.2.1 Matériau homogène

Considérons un matériau homogène d'épaisseur  $d = 20cm$ . Le matériau considéré est à fortes pertes; ce modèle est illustré figure 2.7 et à partir des paramètres  $S_{ij}(f)$  on procède comme mentionné ci-dessus.

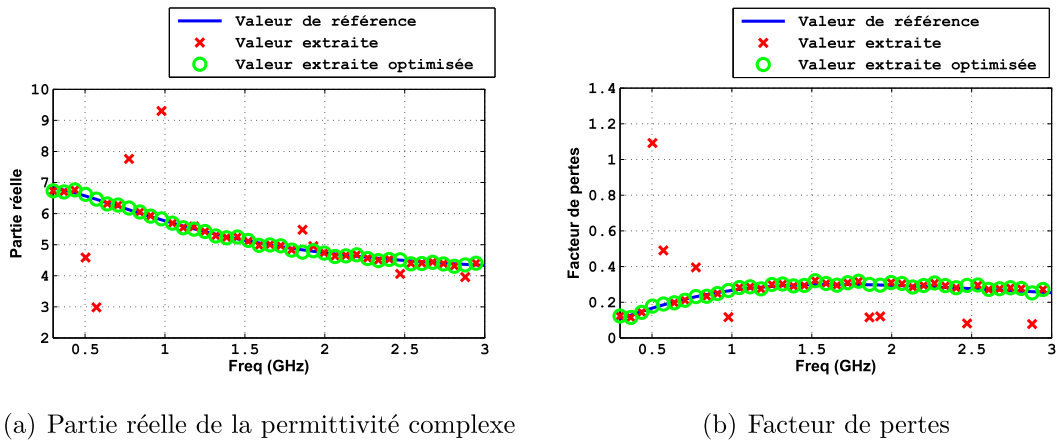
La figure 2.36 montre les évolutions des coefficients (module et phase) de réflexion et de transmission en fonction de la fréquence. Ces coefficients sont utilisés respectivement pour l'extraction des caractéristiques du matériau en réflexion et en transmission.



(a) Modules de coefficients de réflexion et de (b) Phases de coefficients de réflexion et de transmission

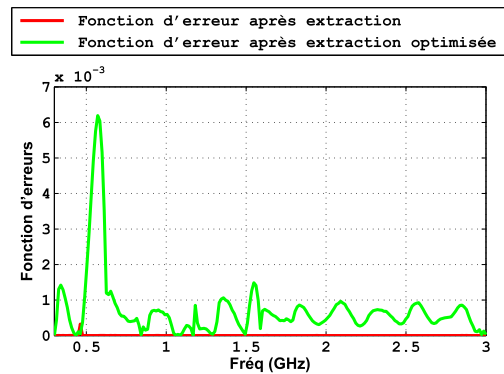
FIGURE 2.36 – Coefficients de réflexion et de transmission (matériau homogène).

Les caractéristiques diélectriques obtenues à partir des coefficients de réflexion  $S_{11}(f)$  et de transmission  $S_{21}(f)$  sont illustrées respectivement dans les figures 2.37 et 2.38.



(a) Partie réelle de la permittivité complexe

(b) Facteur de pertes



(c) Fonction d'erreurs

FIGURE 2.37 – Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir du coefficient de réflexion (matériau homogène).

Le programme d'extraction permet d'obtenir des caractéristiques diélectriques qui concordent parfaitement aux paramètres diélectriques de référence pour les basses fréquences (partie réelle et facteur de pertes). Pour des fréquences supérieures, on voit que l'extraction des propriétés diélectriques fait apparaître fréquemment des divergences ponctuelles très importantes par rapport à la valeur attendue. Ce problème est lié à l'existence de solutions multiples qui nuisent la convergence du programme vers une solution réelle physique. Dans la littérature [10], il est expliqué que ce phénomène apparaît pour des épaisseurs de mur qui sont supérieures à la longueur d'onde guidée dans le matériau.

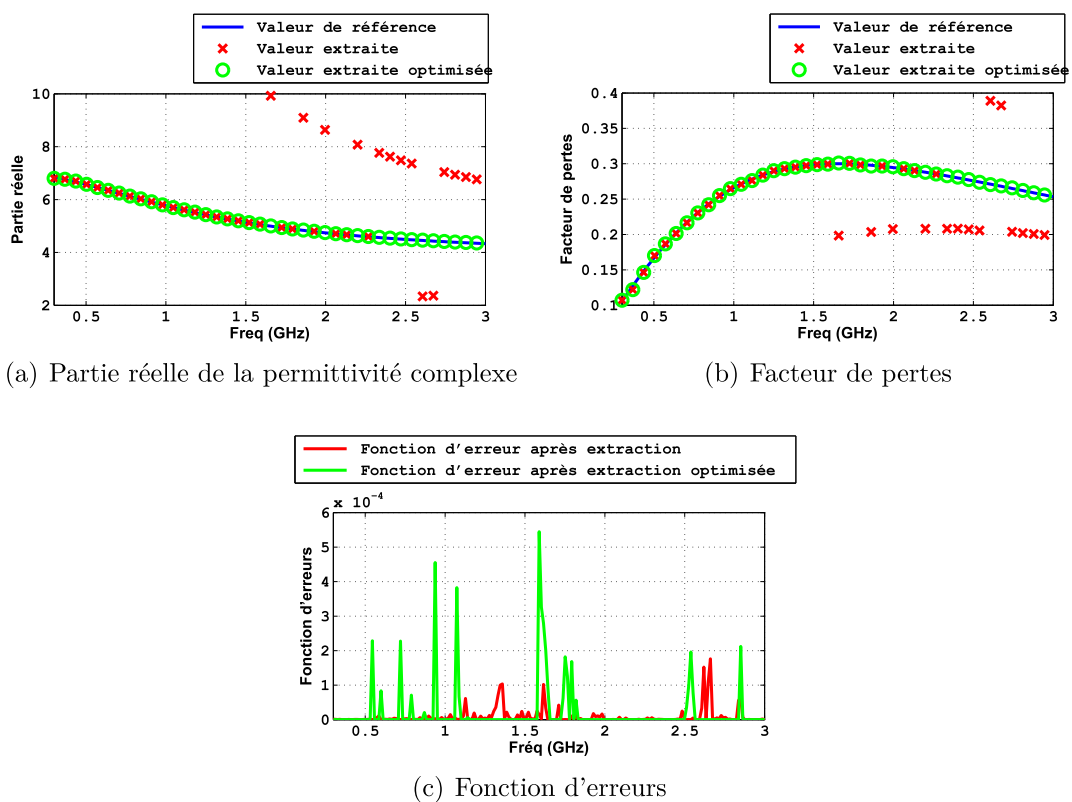


FIGURE 2.38 – Le modèle de référence en comparaison avec le modèle extrait à partir du coefficient de transmission (matériau homogène).

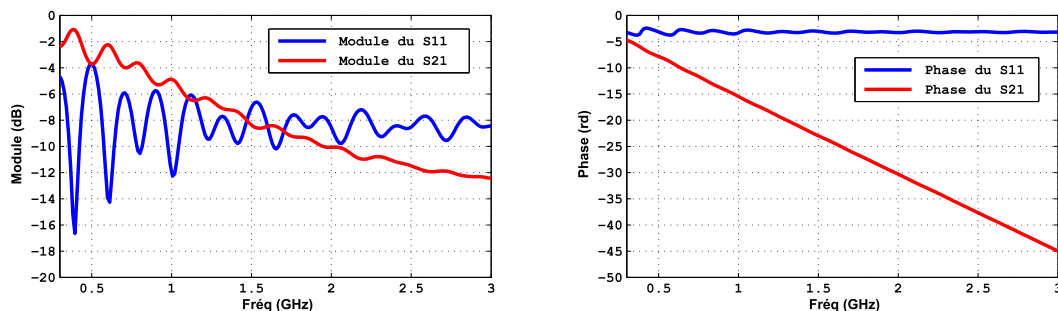
Pour palier ce problème, il est possible de limiter l'intervalle de recherche de la permittivité. Ainsi, on peut utiliser la partie réelle extraite en basses fréquences (faibles valeurs de  $\frac{d}{\lambda_g}$ ), et fixer un intervalle de variation relativement faible. En se basant sur ce principe, le programme d'extraction a été modifié pour borner l'intervalle de recherche uniquement au niveau de la partie réelle. Celle-ci a été ainsi limitée sur toute la bande de fréquence. Dans ces conditions, on peut noter que le programme d'extraction conduit à une valeur optimisée aussi bien pour  $\epsilon'_r$  que pour  $\epsilon''_r$  en accord avec celle de référence.

Les programmes d'extraction développés permettent de calculer de façon fiable la permittivité d'un matériau en fonction de ses paramètres  $S_{ij}(f)$ . Le problème de divergence pour les hautes fréquences, dû à l'existence de solutions multiples, peut être compensé en limitant l'intervalle de recherche. Cependant cette solution n'est applicable que pour un matériau dont les caractéristiques diélectriques ne varient pas fortement. Dans le cas où le matériau présente de fortes et rapides variations de permittivité en fonction de la fréquence, il n'est pas facile de borner l'intervalle de recherche sans risque d'oublier des solutions réelles.

### 2.4.2.2 Matériau multi-couches

Dans la partie précédente sur l'étude d'un matériau homogène, un modèle analytique a été défini, à partir duquel on relie les caractéristiques diélectriques du matériau aux paramètres  $S_{ij}(f)$ . Pour se rapprocher de certains cas pratiques, on cherche maintenant à utiliser ce modèle dans le cas d'un matériau non homogène de type multi-couches, le but étant de définir une permittivité équivalente du matériau à partir de la mesure du  $S_{11}(f)$  ou du  $S_{21}(f)$ .

Le matériau multi-couches considéré dans la paragraphe 2.3.4 est utilisé pour définir un modèle équivalent de la permittivité complexe à partir des coefficients de réflexion et de transmission illustrés dans la figure 2.39.



(a) Modules de coefficients de réflexion et de (b) Phases de coefficients de réflexion et de transmission

FIGURE 2.39 – Coefficients de réflexion et de transmission (matériau multi-couches).

On peut voir, sur la figure 2.40, que l'extraction est perturbée par le phénomène de divergence qui intervient très rapidement sur toute la bande de fréquence. Cependant d'un point de vue modèle, ces permittivités extraites sont valides puisque la fonction d'erreur est minimisée. On remarque que dans le cas où on cherche à limiter les intervalles de recherche (valeur extraite optimisée), que la



fonction d'erreur est minimisée dans la partie basse fréquence mais pas en haute fréquence. Ceci montre la difficulté d'appliquer cette procédure.

L'extraction de la permittivité équivalente à partir du paramètre de réflexion reste donc relativement difficile à étudier et il est difficile de dégager une tendance générale sur l'évolution des paramètres en fonction de la fréquence sur toute la bande.

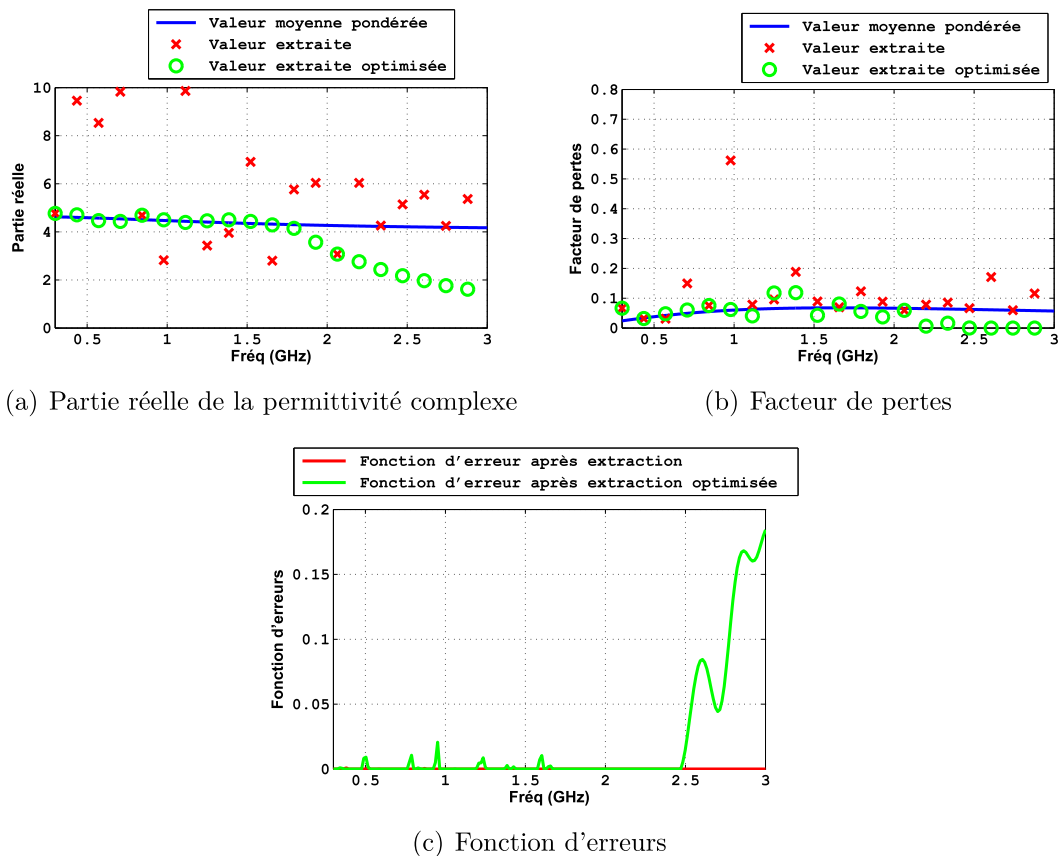


FIGURE 2.40 – Le modèle de référence (Valeur moyenne de la permittivité de 3 couches) en comparaison avec les valeurs extraites et extraites optimisée en réflexion (matériau multi-couches).

Sur la figure 2.41, les résultats d'extraction des caractéristiques diélectriques à partir du coefficient de transmission sont illustrés. On remarque que l'extraction de la partie réelle comme celle du facteur de pertes est réalisable de 300MHz jusqu'à 0.9GHz sans divergence; de plus, la fonction d'erreur est minimisée dans cette bande de fréquence. Par contre au delà de 0.9GHz les résultats obtenus sont très oscillants, mais la fonction d'erreur minimale.

Pour résoudre le problème de divergence, la limitation sur les intervalles de recherche est appliquée. Dans ce cas, les résultats obtenus (valeur extraite optimisée)

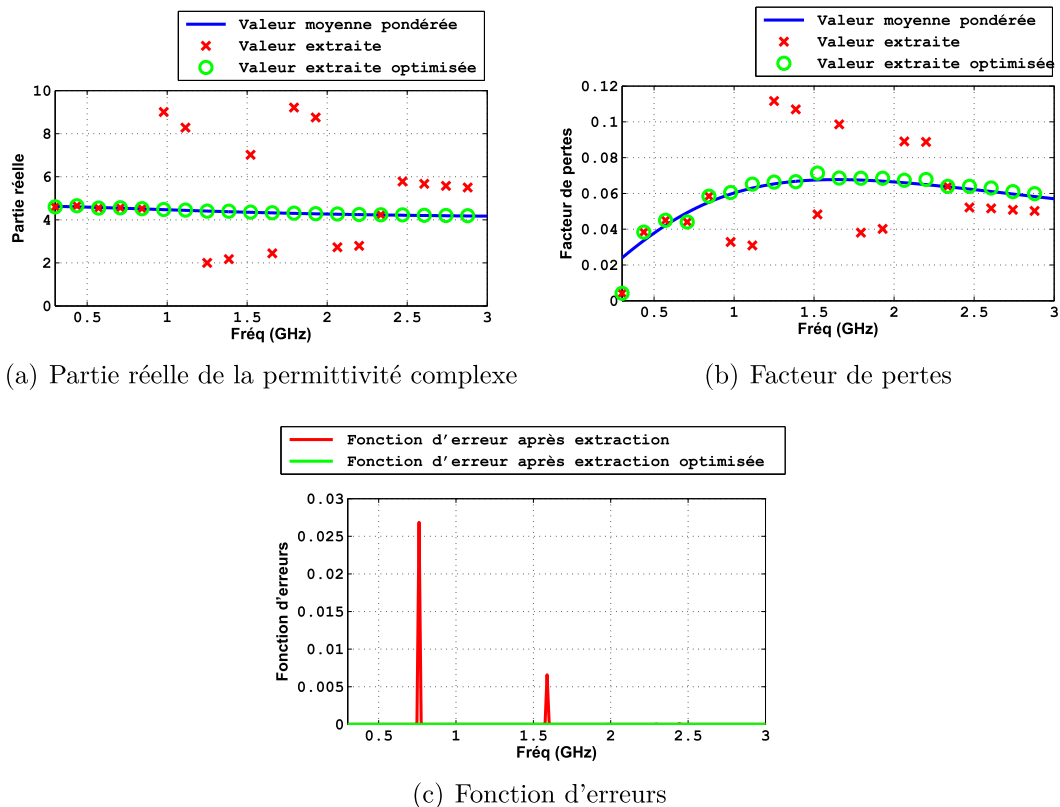


FIGURE 2.41 – Le modèle de référence (Valeur moyenne de la permittivité de 3 couches) en comparaison avec les valeurs extraites et extraites optimisée en transmission (matériau multi-couches).

correspondent à une fonction d'erreur qui atteint 2%.

En conclusion, dans le cas d'un milieu homogène, l'extraction de l'évolution fréquentielle des caractéristiques diélectriques à partir du coefficient de transmission global ou du coefficient de réflexion est possible à condition de borner les variations des permittivités d'un point de fréquence à l'autre. Cette technique présente le risque d'exclure la solution vraie.

Pour le matériau hétérogène multi-couches, l'extraction des paramètres diélectriques conduit à un échec en particulier lorsque le coefficient de réflexion est exploité. On peut s'attendre à des difficultés fortement accentuées lorsque la première couche sera à fortes pertes. Dans ce cas, le coefficient de réflexion sera pratiquement le coefficient de réflexion à la première interface et le modèle extrait ne pourra être lié qu'à la première couche. Il sera alors illusoire de modéliser la paroi multi-couche par un seul diélectrique homogène rendant compte à la fois des phénomènes de réflexion et de transmission.

## 2.5 Intérêt de l'identification des trajets multiples en réflexion et en transmission

L'étude présentée ci-dessus a été réalisée pour des matériaux dans lesquels l'identification des trajets multiples en réflexion et en transmission est possible par fenêtrage temporel classique. Dans le cas où le matériau est fortement dispersif, l'identification des trajets multiples devient impossible par fenêtrage classique.

Pour illustrer ceci, un matériau d'épaisseur  $d = 20\text{cm}$  est simulé. Les caractéristiques diélectriques de ce matériau sont données dans la figure 2.42.

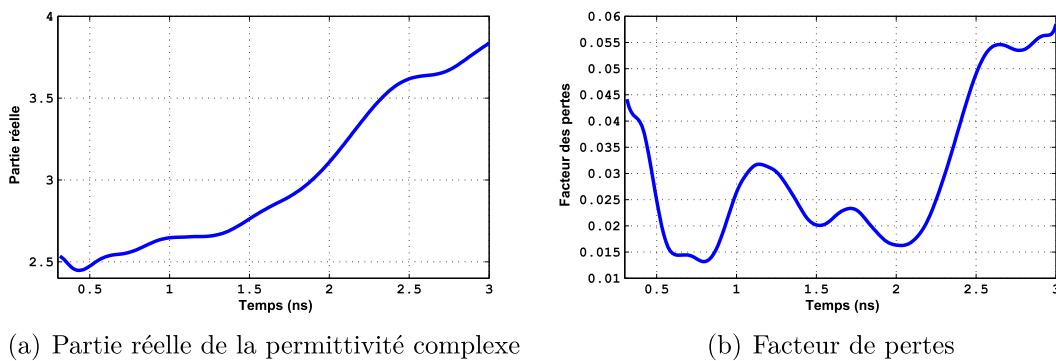


FIGURE 2.42 – Modèle de la permittivité complexe.

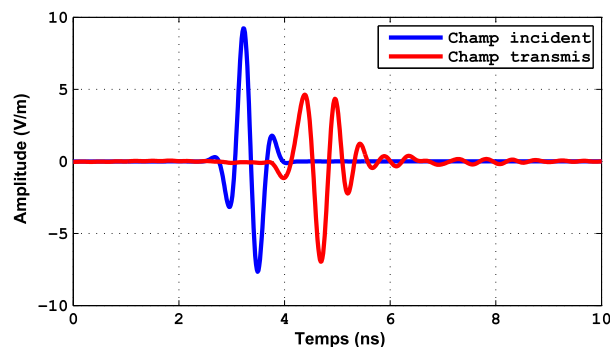


FIGURE 2.43 – Les signaux incident et transmis.

Le signal transmis au travers du matériau ne permet pas la dissociation des trajets multiples (figure 2.43). Dans ce cas, une possibilité pour identifier les trajets consiste à déterminer la réponse impulsionnelle (ici en transmission). Cette réponse obtenue par transformée de Fourier inverse du coefficient de transmission harmonique facilite souvent la dissociation des échos. Dans ce cas, cette réponse impulsionnelle ne permet pas d'isoler la première transmission (figure 2.44).

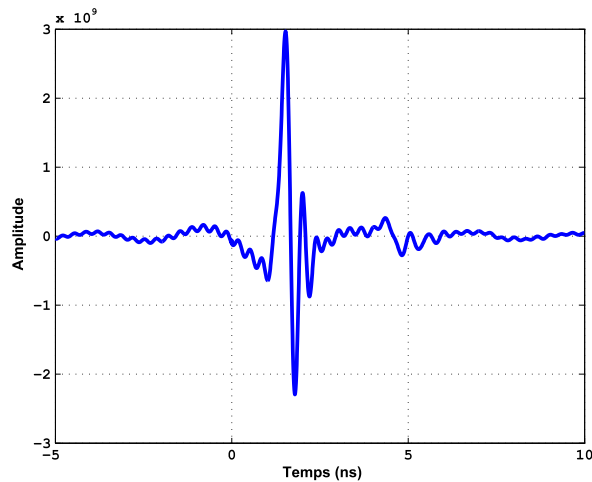


FIGURE 2.44 – Réponse impulsionnelle en transmission.

L'identification des trajets multiples à travers le matériau considéré est difficile à réaliser. Pour ces raisons, des algorithmes sont présentés dans le chapitre 3 dans le but d'identifier les trajets multiples à travers le matériau.

## 2.6 Conclusion

Des simulations électromagnétiques en transitoire ont été menées dans le but de comprendre la fonctionnement des techniques d'extraction des caractéristiques diélectriques de matériaux en espace libre.

Dans le cas d'un matériau homogène ou pouvant être assimilé à un tel matériau, la technique qui conduit aux résultats les plus fiables est celle qui s'appuie sur la dissociation des trajets.

Dans le cas d'un matériau multi-couches, il est difficile de définir un matériau équivalent homogène. La réflexion sera liée essentiellement à la première couche rencontrée par l'onde incidente alors que la transmission sera régie par les différentes couches traversées.

L'intérêt de la dissociation des trajets dans le cas de structures homogènes (ou faiblement hétérogènes) conduit à élaborer des techniques d'identification des trajets multiples.

Les démarches menées pour l'identification des trajets multiples en réflexion et

Chapitre 2 : Techniques d'extraction des caractéristiques diélectriques des matériaux applicables à une mesure en espace libre

---

en transmission font l'objet du troisième chapitre.

**Chapitre 3 :**

**Recherche d'identification des  
trajets multiples à travers une  
paroi diélectrique**

### 3.1 Introduction

Différents problèmes d'extraction des propriétés diélectriques tels que la divergence de l'algorithme de calcul ou le problème des solutions multiples ont été traités précédemment.

L'étude précédente, a montré qu'une extraction plus précise des évolutions fréquentielles des paramètres diélectriques sur une large bande de fréquences passait par l'identification des trajets multiples. Des techniques d'identification des échos multiples doivent donc être développées. Elles sont nécessaires dans le cas où le temps de traversée dans l'épaisseur du matériau est court comparé à la durée d'impulsion, ou dans le cas de la présence du bruit de mesure, qui rend la dissociation des trajets multiples par fenêtrage temporel classique inapplicable.

Les techniques d'identification des trajets multiples sont de deux types : l'identification fréquentielle et l'identification temporelle. Des travaux ont été menés dans le domaine fréquentiel en utilisant des algorithmes à haute résolution pour les caractérisations diélectriques des parois de bâtiments (Matrix-Pencil, Music).

Un autre algorithme temporel basé sur l'algorithme CLEAN, proposé par Hogbom en 1974 est développé. Cette nouvelle technique consiste à éliminer les échos parasites dans la réponse impulsionnelle  $h_{ij}(t)$ . L'élimination des échos parasites liés à l'environnement de mesure par exemple et du bruit de mesure dans la réponse impulsionnelle en réflexion et en transmission conduit à dissocier plus facilement les échos multiples.

### 3.2 Modélisations des paramètres $S_{ij}(f)$ d'une paroi diélectrique par une somme d'exponentielles amorties

Les techniques de modélisation paramétrique sont utilisées souvent pour décrire analytiquement des signaux réels ou complexes. Ces techniques ont été utilisées dans différents domaines tels que les télécommunications, la mécanique, le radar, et les antennes ULB [34].

Ces méthodes sont basées sur un modèle de signal déterministe et en exploitent

ses propriétés. Selon les modèles, le signal est décomposé en une somme de fonction sinusoïdales, ou en une somme de fonction sinusoïdales (ou exponentielles) amorties. Il faut noter que la modélisation paramétrique selon le modèle utilisé donne une représentation plus au moins physique des signaux. La modélisation des paramètres  $S_{ij}(f)$  des matériaux en une somme d'exponentielles amorties représente un phénomène physique qui fait l'objet de cette partie et conduit à l'identification des trajets multiples à travers les matériaux.

Dans le cas d'une paroi diélectrique homogène, les expressions analytiques de  $S_{21}(f)$  et  $S_{11}(f)$  sont les suivantes :

$$S_{21}(f) = \underbrace{t_0 t_1 e^{-j\varphi}}_{\text{Trajet 1}} + \underbrace{t_0 t_1 r_1^2 e^{-j3\varphi}}_{\text{Trajet 2}} + \underbrace{t_0 t_1 r_1^4 e^{-j5\varphi}}_{\text{Trajet 3}} + \dots \quad (3.1)$$

$$S_{11}(f) = \underbrace{r_0}_{\text{Réflexion sur l'interface}} + \underbrace{t_0 t_1 r_1 e^{-j2\varphi}}_{\text{Trajet 1}} + \underbrace{t_0 t_1 r_1^3 e^{-j4\varphi}}_{\text{Trajet 2}} + \underbrace{t_0 t_1 r_1^5 e^{-j6\varphi}}_{\text{Trajet 3}} + \dots \quad (3.2)$$

Les paramètres  $S_{ij}(f)$  sont fonction de la permittivité diélectrique complexe, de l'épaisseur  $d$  du matériau, de la fréquence, de l'angle d'incidence, et de la polarisation (verticale ou horizontale). La modélisation est réalisée en supposant que la paroi diélectrique est d'épaisseur  $d$ , illuminée en incidence normale. Elle est réalisée pour le coefficient de transmission et, de la même manière, il est possible de modéliser le coefficient de réflexion. Le coefficient de transmission peut s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned} S(\epsilon_{re0}, \omega_0) &= t_0 t_1 (\epsilon_{re0}) e^{-j\varphi(\epsilon_{re0}, \omega_0)} + t_0 t_1 r_1^2 (\epsilon_{re0}) e^{-j3\varphi(\epsilon_{re0}, \omega_0)} + \dots \\ S(\epsilon_{re1}, \omega_1) &= t_0 t_1 (\epsilon_{re1}) e^{-j\varphi(\epsilon_{re1}, \omega_1)} + t_0 t_1 r_1^2 (\epsilon_{re1}) e^{-j3\varphi(\epsilon_{re1}, \omega_1)} + \dots \\ &\vdots = \vdots \quad \quad \quad + \vdots \quad \quad \quad + \dots \\ S(\epsilon_{ren}, \omega_n) &= \underbrace{t_0 t_1 (\epsilon_{ren}) e^{-j\varphi(\epsilon_{ren}, \omega_n)}}_{\text{Trajet 1}} + \underbrace{t_0 t_1 r_1^2 (\epsilon_{ren}) e^{-j3\varphi(\epsilon_{ren}, \omega_n)}}_{\text{Trajet 2}} + \underbrace{\dots}_{\text{Trajet M}} \end{aligned} \quad (3.3)$$

$S(\epsilon_{rei}, \omega_i)$  correspond au paramètre  $S_{21}$  pour la  $i^{\text{ème}}$  fréquence considérée pour laquelle la permittivité diélectrique relative complexe est notée  $\epsilon_{rei}$ .

On s'est placé dans l'hypothèse où le matériau est non dispersif. On verra par la



suite que cette écriture de  $S_{ij}$  ne permettra la dissociation des échos que lorsque le matériau est non-dispersif. Dans ce cas  $t_0 t_1$ ,  $t_0 t_1 r_1^2$  sont indépendants de la fréquence. En utilisant les équations 1.11, 1.13, 1.14 et 3.3, les paramètres de répartition peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$S_{ij}(\omega_n) = \sum_{k=1}^M \tilde{a}_k e^{-j\tilde{\tau}_k \omega_n}, \omega_{min} \leq \omega_n \leq \omega_{max} \quad (3.4)$$

Où  $\omega_{min}$  et  $\omega_{max}$  représente respectivement la pulsation minimum et la pulsation maximum de la bande de fréquences de travail. Chaque trajet  $k$  est représenté par un temps de propagation complexe :

$$\tilde{\tau}_k = T_k - j\alpha_k \quad (3.5)$$

Où  $\alpha_k$  représente le facteur d'atténuation, et  $T_k$  représente le retard propre au trajet  $k$ .

Pour un pas d'échantillonnage de  $\omega_s$ , la pulsation  $\omega_n$  peut s'écrire de la façon suivante :

$$\omega_n = \omega_0 + n\omega_s \quad (3.6)$$

En utilisant les équations 3.4, 3.5, et 3.6, l'équation 3.4 peut s'écrire de la façon suivante :

$$S_{ij}(\omega_n) = \sum_{k=1}^M \tilde{b}_k \tilde{z}_k^n \quad (3.7)$$

Avec :

$$\tilde{b}_k = \tilde{a}_k e^{-(\alpha_k + jT_k)\omega_0} \quad (3.8)$$

$$\tilde{z}_k = e^{-(\alpha_k + jT_k)\omega_s} \quad (3.9)$$

$\tilde{b}_k$  et  $\tilde{z}_k$  représentent respectivement les résidus et les pôles du modèle. Le paramètre de réflexion  $S_{11}$  peut être modélisé de la même manière.

Il existe plusieurs méthodes pour estimer les coefficients de la décomposition :  $\tilde{b}_k$  et  $\tilde{z}_k$ . Parmi ces méthodes, citons ; les méthodes de Prony, Prony étendue, Tufts-Kumaresan, Matrix Pencil. Les différentes techniques ont été étudiées dans la thèse de Yvan DUROC [34] dans le but de choisir la technique la plus fiable. Il montre que la technique de Matrix Pencil publiée par Hua et Sarkar en 1990 [35] apparaît comme la plus efficace en ce qui concerne l'estimation du nombre  $M$  de composants, du calcul des pôles, des résidus et l'estimation particulière des éléments du modèle en présence de bruit.

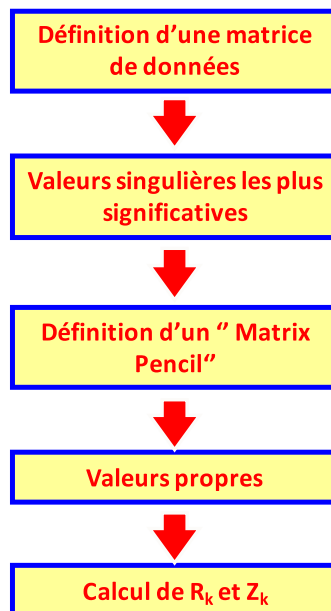


FIGURE 3.1 – Principe de la technique Matrix pencil.

La technique consiste à déterminer les valeurs singulières des matrices de données ce qui permet de définir un faisceau de matrices significatives. La détermination des valeurs propres de cette matrice permet d'obtenir les paramètres  $\tilde{b}_k$  et  $\tilde{z}_k$  du modèle.

Dans la suite la validation de la technique d'identification de trajets multiples à travers une paroi diélectrique via le modèle des paramètres  $S_{ij}(f)$  est réalisée pour des matériaux non-dispersifs et dispersifs.

### 3.2.1 Modélisation pour un matériau non-dispersif

Une paroi diélectrique homogène d'épaisseur  $d = 20\text{cm}$  de permittivité réelle  $\epsilon'_r = 5$  constante sur la bande de fréquence de travail [300MHz-3GHz] et sans pertes est simulée. La méthode Matrix-Pencil est appliquée sur les coefficients  $S_{ij}(f)$  pour déduire les paramètres de la décomposition en somme d'exponentielles amorties, c'est à dire  $\tilde{b}_k$  et  $\tilde{z}_k$ .

Le calcul des paramètres des modèles permet de retrouver les différents trajets à travers le matériau en réflexion et en transmission. La validation est faite en comparant les trajets extraits (calculés) avec les trajets de référence obtenus de façon analytique.

#### 3.2.1.1 Modélisation paramétrique du coefficient de réflexion :

Théoriquement le retard propre au trajet  $k$  est représenté dans le tableau 3.1. Ces valeurs sont utilisées comme référence dans cette étude.

	retard $T_k(ns)$
réflexion sur l'interface	0
trajet 1	2.98
trajet 2	5.96
trajet 3	8.94

TABLE 3.1 – Retard propre au trajet  $k$  en réflexion.

Les paramètres du modèle,  $z_k$ ,  $b_k$ , et  $T_k$  sont extraits et illustrés dans le tableau 3.2.

	pôle $z_k$	résidu $b_k$	retard $T_k(ns)$
réflexion sur l'interface	1.0000 + 0.0000i	-0.3819 + 0.0000i	0
trajet 1	0.8723 - 0.4889i	-0.0028 - 0.0063i	2.981
trajet 2	0.5220 - 0.8530i	0.2571 - 0.2009i	5.963
trajet 3	0.0383 - 0.9993i	0.0115 - 0.0462i	8.944

TABLE 3.2 – Paramètres du modèle de la modélisation du coefficient de réflexion.

La comparaison entre le retard déduit du modèle (tableau 3.2) du trajet  $k$  et le retard  $T_k$  du trajet théorique (tableau 3.1) montre une très bonne concordance.

Le coefficient de réflexion total en fonction de la fréquence est recalculé à partir des paramètres indiqués ci-dessus. La figure 3.2 montre le coefficient de réflexion,

les échantillons pris pour calculer les paramètres du modèle, ainsi que le coefficient de réflexion retrouvé à partir du modèle. On remarque que cette modélisation décrit l'évolution du module et de la phase du coefficient de réflexion de départ.

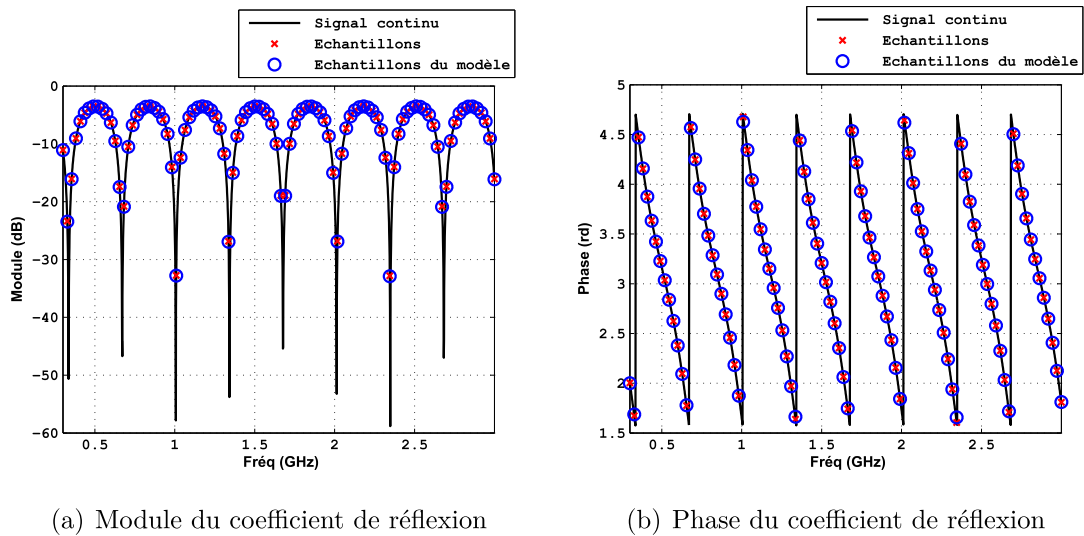


FIGURE 3.2 – Les coefficients de réflexions de départ et modélisé.

La réussite de la modélisation du coefficient de réflexion total n'implique pas la validation de l'identification de chacun des trajets. Pour cette raison, les coefficients de réflexions sur l'interface, et les trajets 1, 2, et 3 sont recalculés en utilisant les données du modèle pôle par pôle (trajet par trajet).

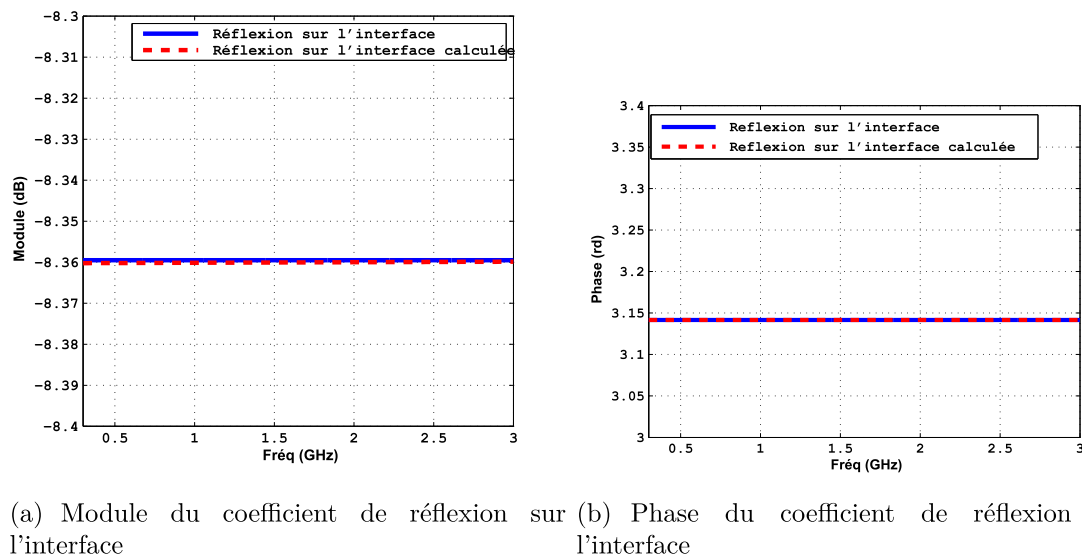


FIGURE 3.3 – Coefficient de réflexion sur l'interface

La figure 3.3 montre le coefficient de réflexion sur l'interface en comparaison avec le coefficient de réflexion calculé à partir du modèle. La modélisation montre

un résultat similaire au coefficient de réflexion sur l'interface de référence.

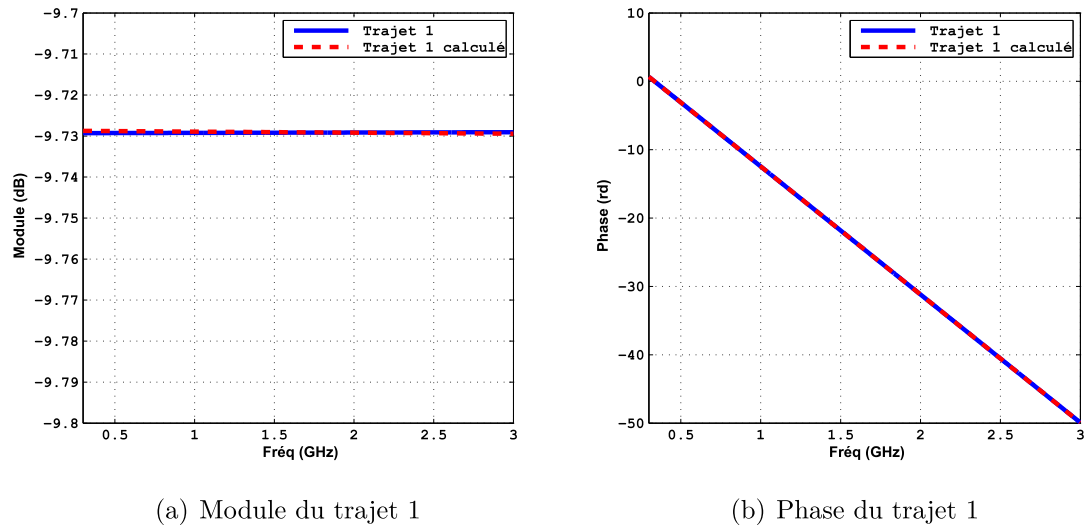


FIGURE 3.4 – Coefficients de réflexions (Module et phase) correspondant au trajet 1

Les figures 3.4, 3.5, et 3.6 montrent respectivement les trajet 1, 2, et 3 calculés à partir du modèle extrait en comparaison avec les trajets de référence (théorique). On constate que l'identification des trajets multiples en réflexion est validée.

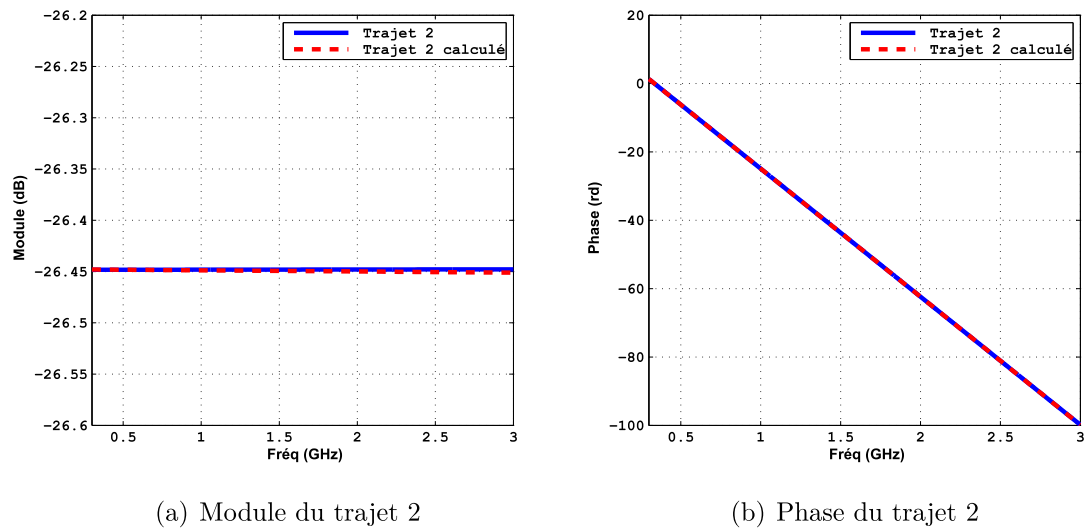


FIGURE 3.5 – Coefficients de réflexions (Module et phase) correspondant au trajet 2

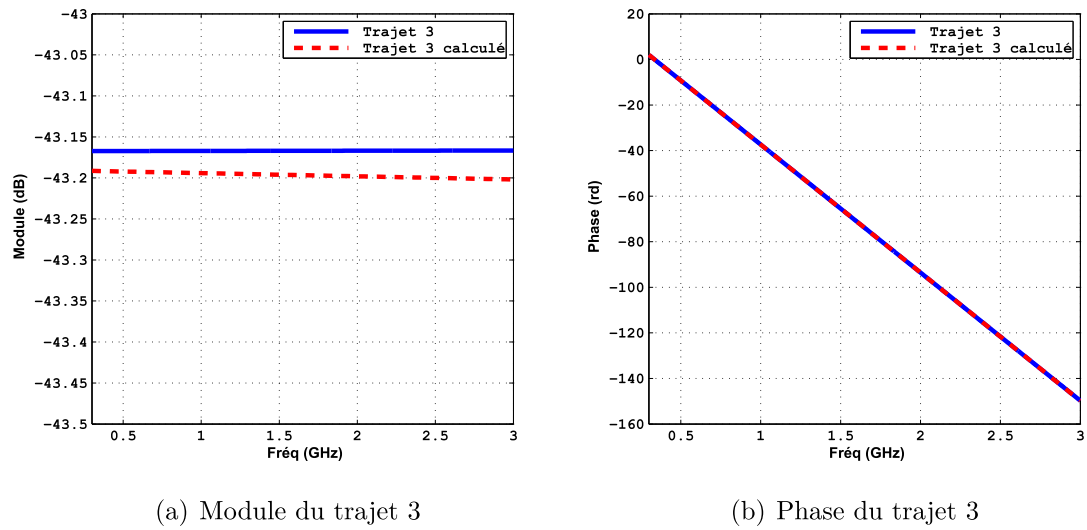


FIGURE 3.6 – Coefficients de réflexions (Module et phase) correspondant au trajet 3

### 3.2.1.2 Modélisation paramétrique du coefficient de transmission :

Le tableau 3.3 résume le retard propre au trajet  $k$  obtenu d'une façon analytique et considéré comme référence dans cette étude pour un matériau d'épaisseur  $d = 20cm$  et pour une permittivité réelle  $\epsilon'_r = 5$ .

L'extraction des paramètres du modèle qui représente le coefficient de transmission comme une somme d'exponentielles amorties est donné dans le tableau 3.4. On constate que le retard du trajet  $k$  du modèle est identique au retard propre de chaque trajet  $k$  de référence (tableau 3.3).

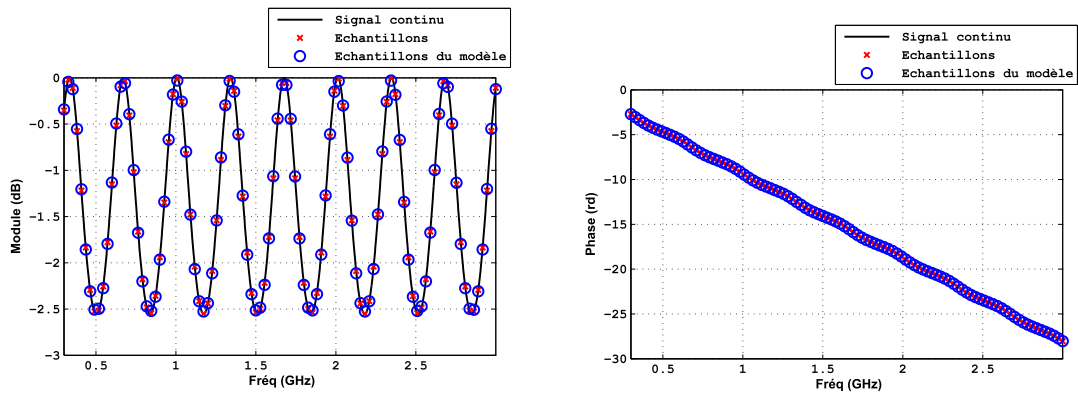
trajet	retard $T_k(ns)$
1	1.49
2	4.47
3	7.45

TABLE 3.3 – Retard propre au trajet  $k$  en transmission.

trajet	pôle $z_k$	résidu $b_k$	retard $T_k(ns)$
1	0.9676 - 0.2526i	-0.8076 + 0.2781i	1.491
2	0.7205 - 0.6934i	0.0015 + 0.0181i	4.472
3	0.2895 - 0.9572i	-0.0679 + 0.1045i	7.454

TABLE 3.4 – Paramètres du modèle de la modélisation du coefficient de transmission.

La figure ci-dessous (figure 3.7) montre le coefficient de transmission, les échantillons du modèle ainsi que le coefficient de transmission obtenu à partir de

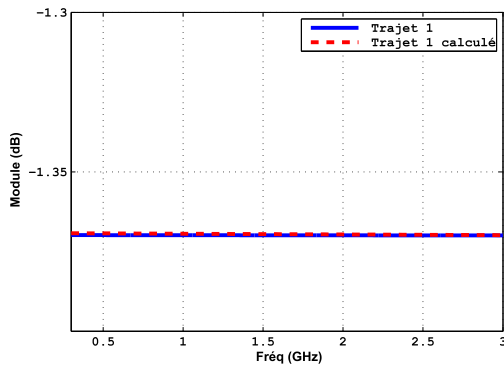


(a) Module du coefficient de transmission (b) Phase du coefficient de transmission

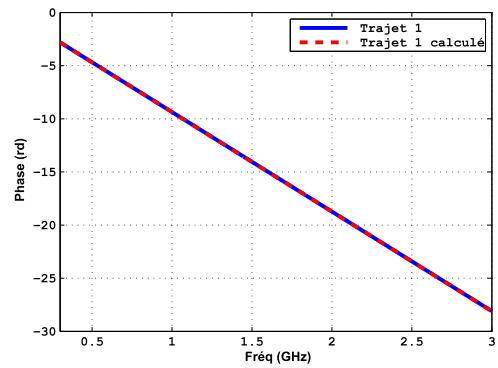
FIGURE 3.7 – Les coefficients de transmission de départ et modélisé.

la modélisation. Il est clair que le modèle calculé est représentatif du coefficient de transmission de départ.

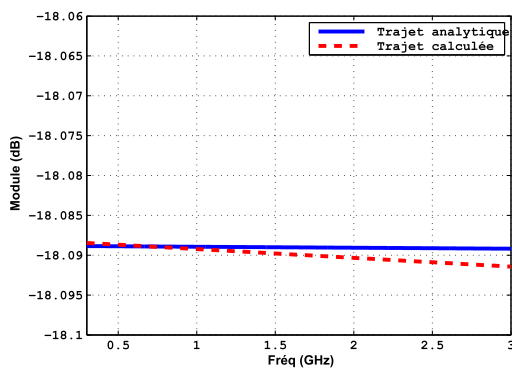
Les différents trajets en transmission à travers le matériau sont recalculés en utilisant les données du modèle obtenu. On constate que les trajets de référence sont identiques à ceux obtenu par le modèle 3.8. Ceci prouve la réussite de la modélisation du coefficient de transmission comme une somme d'exponentielles amorties et l'identification des trajets multiples.



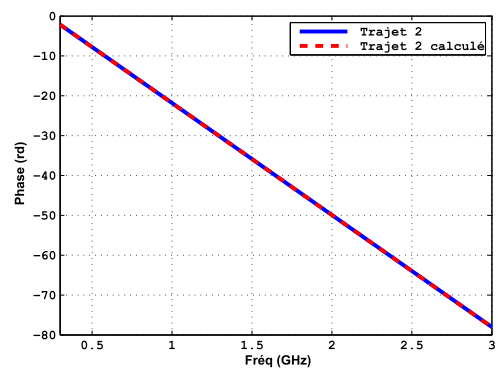
(a) Module du trajet 1



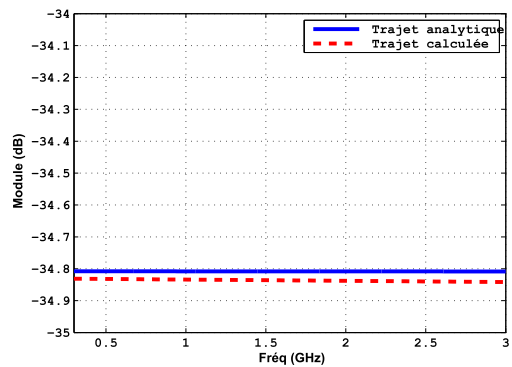
(b) Phase du trajet 1



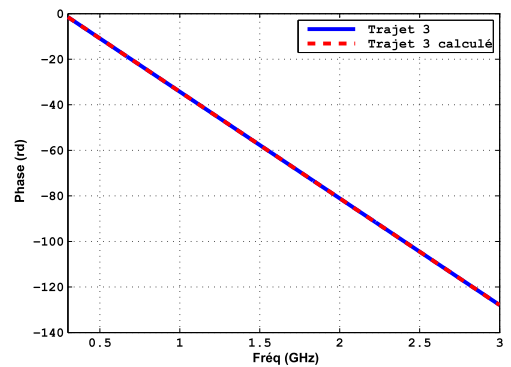
(c) Module du trajet 2



(d) Phase du trajet 2



(e) Module du trajet 3



(f) Phase du trajet 3

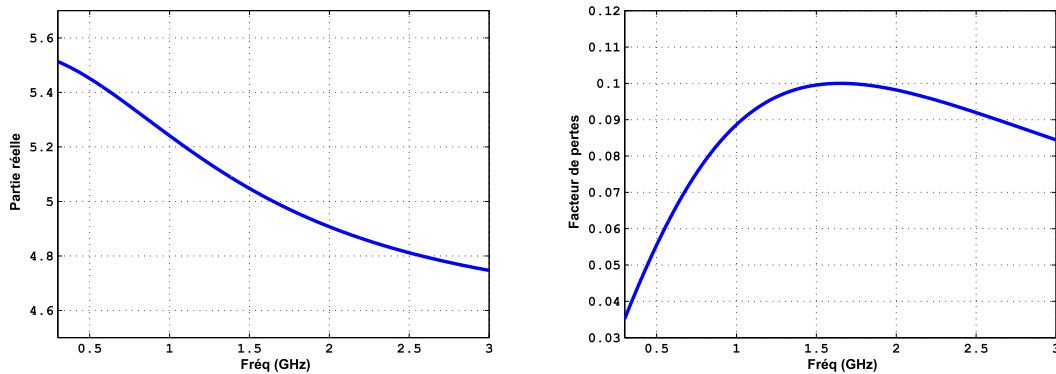
FIGURE 3.8 – coefficients de transmissions (Module et phase) qui correspondent aux trajets 1, 2 et 3

### 3.2.2 Modélisation pour un matériau dispersif

Pour tester cette technique d'identification des trajets multiples pour les matériaux dispersifs, un matériau d'épaisseur  $d = 20\text{cm}$  qui a des fortes pertes diélectriques illustrées sur la figure 3.9 est simulé. La permittivité réelle moyenne sur la bande de fréquence est  $\epsilon_r = 5$ . Donc le matériau non-dispersif étudié précédemment et celui-ci ont les mêmes retards propres pour chaque trajet mis



à part que le second a une permittivité variable en fonction de la fréquence.



(a) Partie réelle de la permittivité complexe

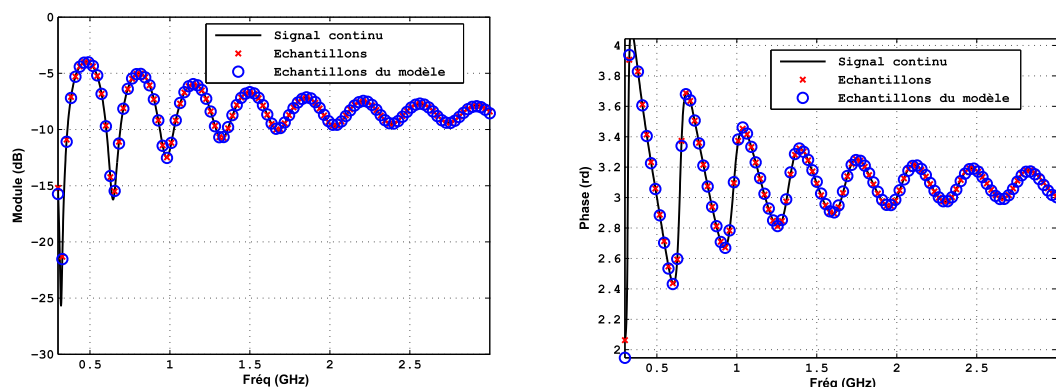
(b) Facteur de pertes

FIGURE 3.9 – Les modèles de référence de la permittivité complexe.

### 3.2.2.1 Modélisation paramétrique du coefficient de réflexion

Les retards propres théoriques dus à la réflexion à l'interface aux trajets multiples sont présentés dans le tableau 3.1. Ces données sont utilisées comme référence pour vérifier l'extraction du modèle du paramètre  $S_{11}(f)$ .

La figure 3.10 illustre l'évolution du coefficient de réflexion  $S_{11}(f)$  (module et phase) en fonction de la fréquence. Elle montre les échantillons utilisés pour l'extraction du modèle du coefficient de réflexion ainsi que le résultat obtenu par le modèle extrait. On constate que la modélisation conduit à une courbe similaire à la courbe de référence ( $S_{11}(f)$  du matériau).



(a) Module du coefficient de réflexion

(b) Phase du coefficient de réflexion

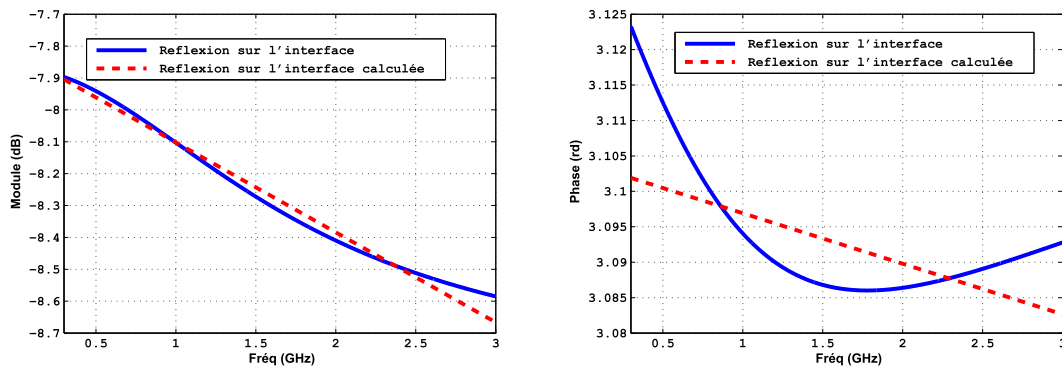
FIGURE 3.10 – Les coefficients de réflexions de départ et modélisé.

Le tableau 3.5 montre les données du modèle extrait du coefficient de réflexion. Par comparaison entre le retard des trajets théoriques (tableau 3.1), on remarque

que les retards  $T_k$  de la réflexion sur l'interface et du trajet 1 sont similaires aux valeurs théoriques. Par contre, le retard pour le trajet 2 diffère par rapport aux valeurs de référence.

	pôle $z_k$	résidu $b_k$	retard $T_k(ns)$
réflexion sur l'interface	0.9991 - 0.0002i	0.0435 - 0.0179i	0.001
trajet 1	0.8698 - 0.4615i	-0.4022 - 0.0160i	2.847
trajet 2	0.8064 - 0.4839i	0.1657 - 0.1676i	3.155

TABLE 3.5 – Paramètres du modèle de la modélisation du coefficient de réflexion.



(a) Module du coefficient de réflexion sur l'interface (b) Phase du coefficient de réflexion sur l'interface

FIGURE 3.11 – Coefficient de réflexion sur l'interface

En ce qui concerne l'extraction de la réflexion sur l'interface illustrée dans la figure 3.11, il est clair que le module calculé en utilisant le modèle extrait est similaire au module du coefficient de réflexion sur l'interface de référence et de même pour la phase.

Les trajets multiples sont calculés et illustrés sur la figure 3.12. Le module du trajet 1 calculé subit une différence de  $7dB$  à la fréquence  $0.3GHz$ . Cet écart diminue progressivement en fonction de la fréquence jusqu'à  $1.8GHz$ . Au delà de cette fréquence la modélisation présente une concordance entre les valeurs calculées et les valeurs de référence. Par contre, la phase du trajet 1 calculée est similaire au trajet 1 de référence sur toute la bande de fréquence.

Pour les trajets 2 calculé et de référence, on peut voir que le module du trajet 2 calculé est différent au module du trajet 2 de référence et ils ne concordent qu'autour de  $3GHz$ . En ce qui concerne la phase extraite, elle n'est pas conforme à la phase de référence.

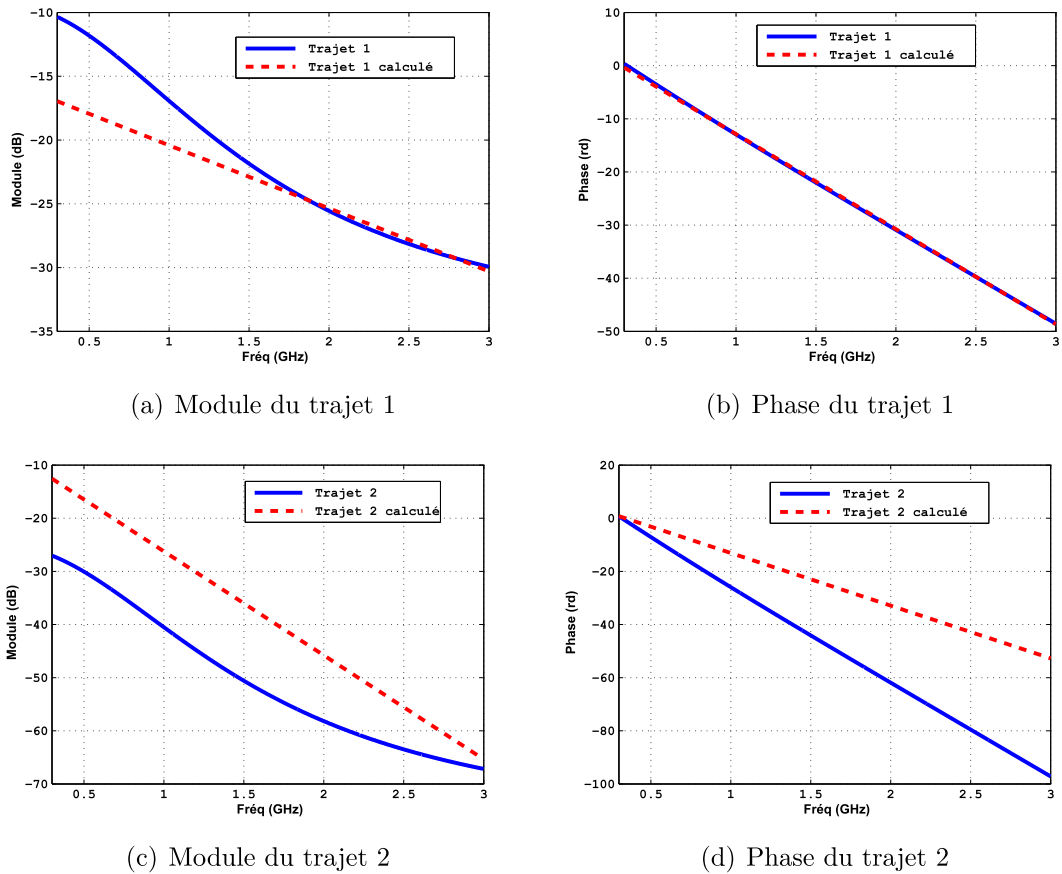


FIGURE 3.12 – Coefficients de réflexions (module et phase) qui correspondent aux trajets 1, et 2

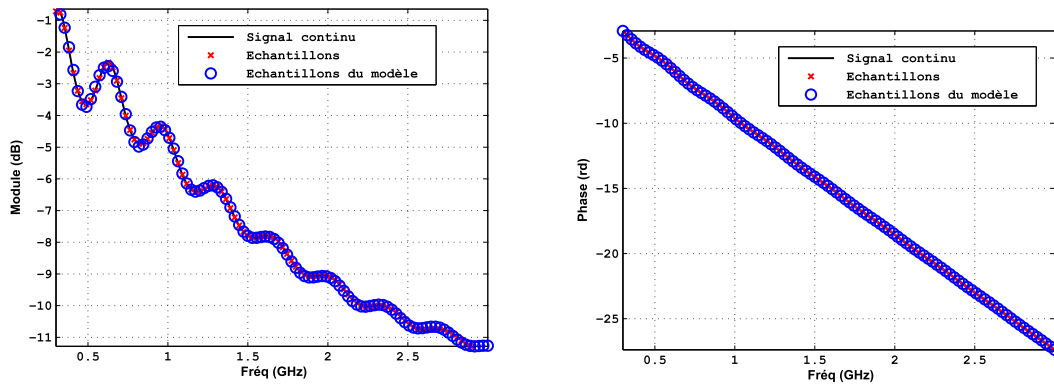
Pour un matériau dispersif, il est bien sûr possible de décomposer le coefficient  $S_{11}$  en une somme de sinusoides amorties. Par contre cette décomposition ne permet pas l'identification des trajets successifs.

### 3.2.2.2 Modélisation paramétrique du coefficient de transmission

Le coefficient de transmission est modélisé et les paramètres du modèle sont présentés dans le tableau ci-dessous. Par comparaison aux valeurs théoriques des retards propres aux trajets (tableau 3.3), on constate que l'extraction n'est similaire que pour le trajet 1 et diffère pour les autres trajets.

	pôle $z_k$	résidu $b_k$	retard $T_k(ns)$
trajet 1	0.9649 - 0.2396i	-0.0518 + 0.0509i	1.420
trajet 2	0.9208 - 0.2665i	-0.0568 - 0.0041i	1.644
trajet 3	0.7150 - 0.6581i	-0.3087 + 0.2353i	4.342

TABLE 3.6 – Paramètres de la modélisation du coefficient de transmission.



(a) Module du coefficient de transmission (b) Phase du coefficient de transmission

FIGURE 3.13 – Les coefficients de transmissions de départ et modélisé.

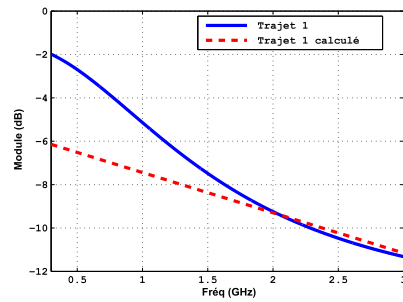
Les trajets multiples à travers le matériau en transmission sont calculés à partir du modèle extrait. Les trajets 1 de référence et calculé sont identiques en phase (figure 3.14). Par contre, en module ils ne sont similaires qu'à partir de la fréquence  $2GHz$  même si ces trajets sont caractérisés par des retards temporels similaires de  $1.420ns$ .

En ce qui concerne les trajets 1, 2 et 3, on remarque que les trajets de références et calculés diffèrent en module et en phase (figure 3.14).

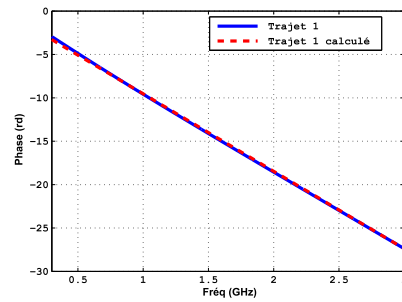
En conclusion, il est évident que la technique de la modélisation des paramètres  $S_{ij}(f)$  comme une somme d'exponentielles amorties ne conduit à la dissociation des trajets que dans le cas où le matériau est non-dispersif. Dans ce cas, elle conduit à une identification précise des trajets multiples à partir des coefficients de transmission et de réflexion.

Dans le cas où le matériau est dispersif, en d'autres termes lorsque la permittivité complexe est variable en fonction de la fréquence, la modélisation ne conduit pas à l'identification des multiples trajets.

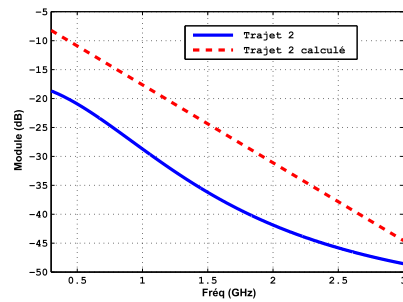
En pratique, la bande de fréquence [300MHz-3GHz] représente la bande de variation de la permittivité d'un tel matériau. Cette technique a été appliquée avec succès en haute fréquence et sur des matériaux qui ont la permittivité constante ou à faible variation autour de la valeur moyenne de la permittivité [36] [37]. La suite du chapitre est consacrée au développement d'une technique de dissociation des trajets multiples applicable aux matériaux dispersifs ou non-dispersifs.



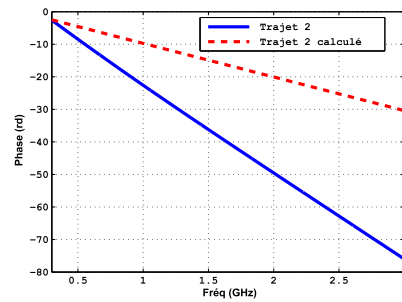
(a) Module du trajet 1



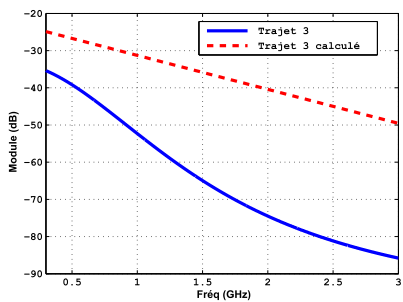
(b) Phase du trajet 1



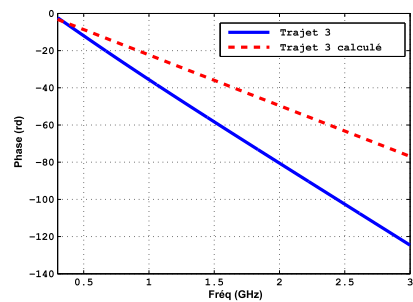
(c) Module du trajet 2



(d) Phase du trajet 2



(e) Module du trajet 3



(f) Phase du trajet 3

FIGURE 3.14 – Coefficients de transmissions (module et phase) qui correspondent aux trajets 1, 2, 3 et 4.

### 3.3 Utilisation et adaptation de l'algorithme de CLEAN

L'algorithme CLEAN, proposé par Hogbom en 1974 est l'une des méthodes de reconstruction d'image très connue en astronomie [38] et récemment, CLEAN a été utilisé pour la détection des angles d'arrivée de signal dans le contexte de la mise en oeuvre d'un sondeur spatio-temporel pour la caractérisation d'un canal radio [39]. L'algorithme CLEAN de base est présenté, ainsi que les modifications apportées à cet algorithme pour l'adapter à l'identification des trajets multiples à travers les matériaux sur une large bande de fréquences.

L'algorithme *CLEAN* est proposé pour la première fois par Högbom en 1974. Il est basé sur le fait que la scène astronomique à reconstruire est essentiellement un ensemble de points sources discrets. L'image *Dirty Map*(*DM*) est la résultante de la distribution des points sources observés par l'interféromètre, à laquelle s'additionne une carte résiduelle (*RC* : *Residual Card*), comprenant bruit de mesure et erreur de modèle. Högbom définit deux concepts pour expliquer *CLEAN* :

- Le "*Dirty Beam*"(*DB*) : défini comme étant la transformée de Fourier inverse d'une fonction valant 1 pour les fréquences mesurées et 0 ailleurs.
- Le "*Clean Beam*"(*CB*) : défini comme une réponse impulsionnelle idéale.

*CLEAN* permet de '*nettoyer*' la carte ou l'image *DM* et obtenir ainsi une carte finale non bruitée *FM*(*Final Map*). L'algorithme *CLEAN* est structuré de la manière suivante :

- Initialisation de la carte finale *FM* à zéro et de la carte résiduelle *RC* à la carte bruitée *DM* , notons qu'à la fin de l'exécution du l'algorithme *RC* va contenir le bruit et *FM* les valeurs sans bruit.
- Calcul de la position du maximum de la carte résiduelle et de sa position.
- Soustraire à la carte résiduelle *RC* une fraction  $\gamma$  de l'image de ce point source, c'est-à-dire d'un Dirac convolué par le *DirtyBeam*. De nombreuses études concernant le paramètre  $\gamma$  , ont été menées par Högbom afin de déterminer la valeur. En théorie,  $0 < \gamma < 2$ , mais dans la pratique,  $\gamma \in [0.1- 0.2]$ .
- Ajouter à la reconstruction la même fraction  $\gamma$  de l'image "*idéale*" de ce point source, c'est-à-dire un Dirac convolué par le Clean Beam.

Les trois dernières étapes font une boucle dont le critère d'arrêt dépend de la reconstruction du Dirty Map. Une explication détaillée du critère d'arrêt fait partie de l'algorithme *CLEAN* modifié décrit dans ce qui suit.

### 3.3.1 L'algorithme CLEAN adapté à l'identification des trajets multiples à travers une paroi diélectrique

Considérons une paroi diélectrique homogène, de permittivité complexe  $\epsilon_{re}$  , d'épaisseur  $d$  comme illustrée figure 3.15.

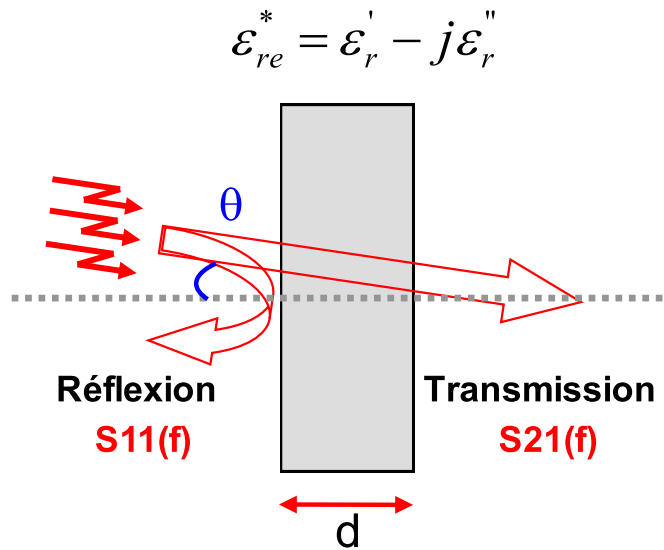


FIGURE 3.15 – Paroi diélectrique représentant la réflexion et la transmission.

Il est possible de représenter cette paroi (figure 3.16) par sa réponse impulsionnelle.

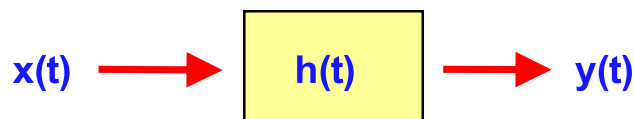


FIGURE 3.16 – Représentation schématique de la paroi diélectrique.

Dans le domaine temporel :

$$x(t) \otimes h(t) = y(t) \tag{3.10}$$

Où  $\otimes$ , représente la convolution.  $x(t)$ ,  $h(t)$ , et  $y(t)$  représentent respectivement le signal incident, la réponse impulsionnelle en réflexion (ou en transmission) et le signal transmis (ou signal réfléchi).

Dans le domaine fréquentiel la relation précédente devient :

$$X(f) * H(f) = Y(f) \tag{3.11}$$

Notons que  $X(f)$ ,  $H(f)$ , et  $Y(f)$  représentent respectivement la transformée de Fourier de  $x(t)$ ,  $h(t)$ , et  $y(t)$ .

L'algorithme CLEAN pour l'identification des trajets multiples consiste à chercher les pics significatifs dans la réponse impulsionnelle  $h(t)$ . La nouvelle réponse impulsionnelle  $Fh(t)$  obtenue après passage de l'algorithme CLEAN vérifie l'équation 3.12.

$$x(t) \otimes Fh(t) = y(t) \quad (3.12)$$

Dans la suite de CLEAN modifié, les termes utilisés seront les suivants :

- $h(t)$  : Dirty Map (*DM*).
- $x(t)$  : Dirty Beam (*DB*).
- $CB$  : CLEAN Beam (garde la même définition).
- $Fh(t)$  : Réponse impulsionnelle finale.
- $Rh(t)$  : Résiduel de la réponse impulsionnelle  $h(t)$ .
- $Ry(t)$  : Résiduel du signal transmis  $y(t)$ .
- $y_r(t)$  : Signal reconstitué au fur et à mesure de l'exécution de l'algorithme.
- $h_{max}$  : Maximum de la réponse impulsionnelle  $h(t)$ .
- $t_{max}$  : Position du maximum de la réponse impulsionnelle  $h(t)$ .
- $y_m(t)$  : valeur maximale de  $y(t) = h_{max}\delta(t - t_{max}) \otimes x(t)$ .

L'algorithme de CLEAN modifié se déroule comme indiqué ci-dessous.

### 3.3.1.1 Initialisation de l'algorithme :

La première étape de CLEAN représente la phase d'initialisation.

- $Fh(t)$  est initialisée à zéro. A la fin de l'exécution de l'algorithme elle contiendra la réponse impulsionnelle sans bruit (contiendra les pics significatifs).

$$Fh(t) = 0 \quad (3.13)$$

- $Rh(t)$  prend les valeurs de la réponse impulsionnelle  $h(t)$ . Il contient à la fin le résiduel du  $h(t)$ .

$$Rh(t) = h(t) \quad (3.14)$$



- $Ry(t)$  prend les valeurs du signal transmis. Il contient à la fin le résiduel du  $y(t)$ .

$$Ry(t) = y(t) \quad (3.15)$$

- $y_r(t)$  est initialisé à zéro et il représente le nouveau signal transmis et reconstitué. A la fin de l'exécution il s'écrit tel que  $x(t) \otimes Fh(t) = y_r(t)$ .

$$y_r(t) = 0 \quad (3.16)$$

A la fin de l'exécution de notre algorithme, la comparaison de  $Fh(t)$  et  $h(t)$  permettra de tester l'efficacité de l'algorithme.

### 3.3.1.2 Recherche des pics significatifs par itérations et illustration de l'évolution des signaux :

La forme d'une réponse impulsionnelle, déduite d'une simulation électromagnétique menée dans la bande [300MHz-3GHz] liée à la limitation de la bande de travail et aux caractéristiques du matériau.

En mesure, l'influence de l'environnement ajoutera une contribution à cette réponse impulsionnelle. L'objectif de l'algorithme de CLEAN est de limiter l'impact de la limitation de la bande de travail et de l'environnement pour améliorer l'interprétation de la réponse impulsionnelle. On parlera de façon '*abusive*' de réponse impulsionnelle '*nettoyée*'.

Après la phase d'initialisation, la méthode consiste à chercher les pics significatifs dans la réponse impulsionnelle bruitée par itérations (boucle).

- Identification du maximum (figure 3.17) de  $Rh(t)$  :

$$h_{max} = \max(Rh(t)) \quad (3.17)$$

La figure 3.17 illustre la réponse impulsionnelle déduite par transformée de Fourier inverse du coefficient de transmission à travers une paroi diélectrique homogène.

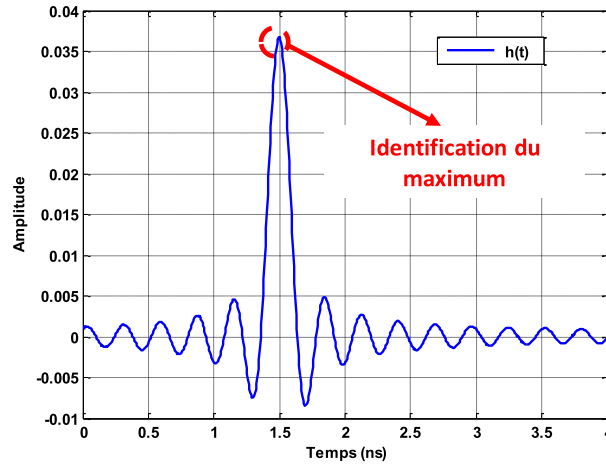


FIGURE 3.17 – Identification du maximum  $h_{max}$  de la réponse impulsionnelle brute.

- Identification de la position (figure 3.18) de ce maximum :

$$t_{max} \text{ tel que } Rh(t_{max}) = h_{max}. \quad (3.18)$$

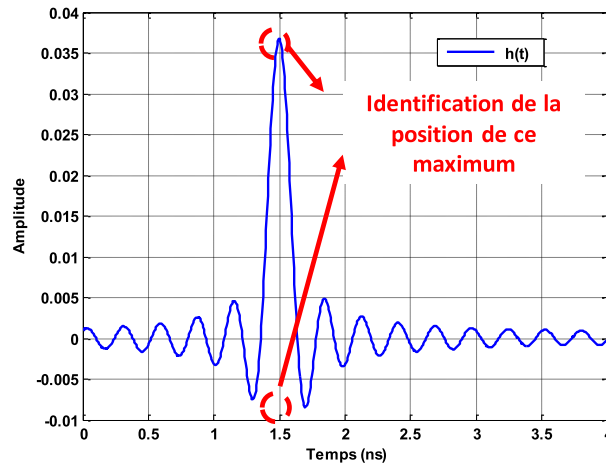


FIGURE 3.18 – Identification de la position  $t_{max}$  du maximum de la réponse impulsionnelle brute.

- Calcul de la nouvelle réponse impulsionnelle (figure 3.19) en supposant que ce maximum représente une source.

$$Fh(t_{max}) = Fh(t_{max}) + \gamma \times h_{max} \quad (3.19)$$

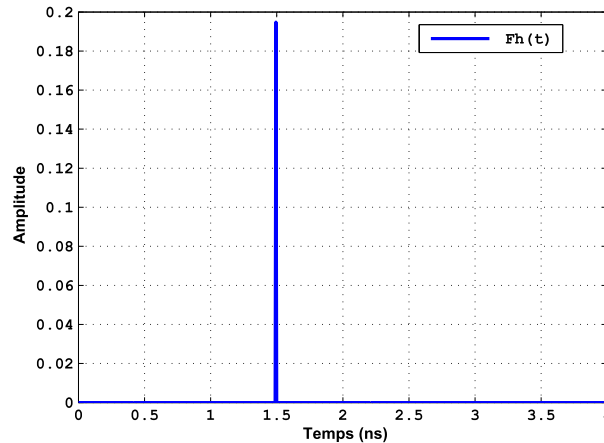


FIGURE 3.19 – Réponse impulsionnelle CLEAN correspondant au maximum de la réponse impulsionnelle brute.

La figure 3.19 représente l'évolution de la réponse impulsionnelle CLEAN (Réponse impulsionnelle sans bruit). A fur et à mesure de l'exécution de l'algorithme CLEAN, elle correspond à une des positions maximums trouvées après  $n$  itérations et avant la convergence de l'algorithme.

- Calcul du signal transmis correspondant à cette position maximale (figure 3.20).

$$y_m(t) = \gamma \times h_{max} \times x(t) \otimes \delta(t_{max}) \quad (3.20)$$

- Déduction du signal transmis correspondant à ce maximum (figure 3.20) en ajoutant  $y_m(t)$  à  $y_r(t)$

$$y_r(t) = y_r(t) + y_m(t) \quad (3.21)$$

- Déduction du résiduel du signal transmis (figure 3.20)

$$Ry(t) = Ry(t) - y_m(t) \quad (3.22)$$

La figure 3.20 illustre les signaux transmis, transmis reconstitué et transmis résiduel à un certain stade de l'exécution de l'algorithme CLEAN. L'algorithme converge quand le signal transmis reconstitué tend vers le signal transmis et que le signal transmis résiduel tend vers zero.

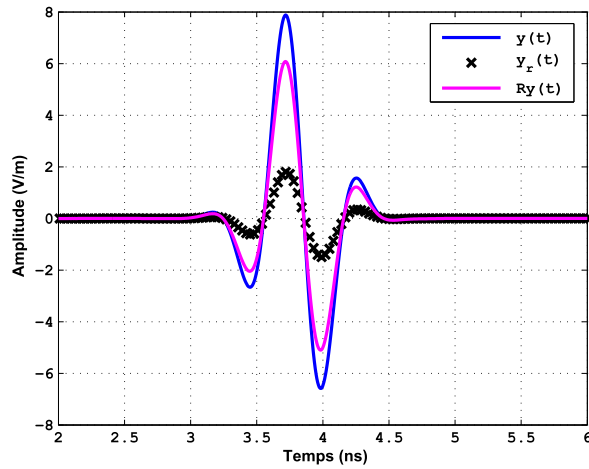


FIGURE 3.20 – Signal transmis, signal transmis reconstitué, signal transmis résiduel.

- Calcul de la nouvelle réponse impulsionnelle résiduelle.

$$Rh(t) = TF^{-1} \left( \frac{TF(Ry(t))}{TF(x(t))} \right) \quad (3.23)$$

La figure 3.21 montre au cours de l'exécution de l'algorithme la réponse impulsionnelle brute et la réponse impulsionnelle résiduelle. La réponse impulsionnelle résiduelle diminuera petit à petit et son niveau tendra vers zéro.

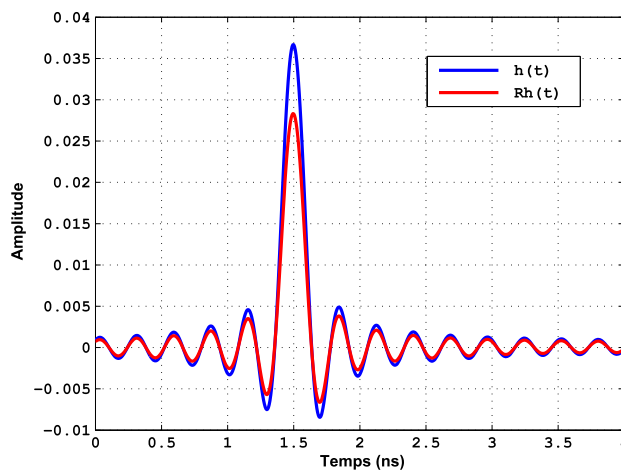


FIGURE 3.21 – La réponse impulsionnelle résiduelle et la réponse impulsionnelle brute.

Après le calcul de la réponse impulsionnelle résiduelle, un autre critère a

été défini pour éviter la divergence d'algorithme et pour assurer que la réponse impulsionnelle résiduelle corresponde bien au niveau de bruit. Ce critère s'appuie sur le signal transmis reconstitué durant l'exécution de l'algorithme qui est le résultat de la convolution du signal incident  $x(t)$  et de la réponse impulsionnelle finale  $Fh(t)$ .

Le signal transmis reconstitué doit être similaire au signal transmis. Pour cette raison, l'exécution de l'algorithme est arrêtée lorsque le signal transmis reconstitué converge vers le signal transmis (figure 3.22). Alors, la réponse impulsionnelle est débruitée.

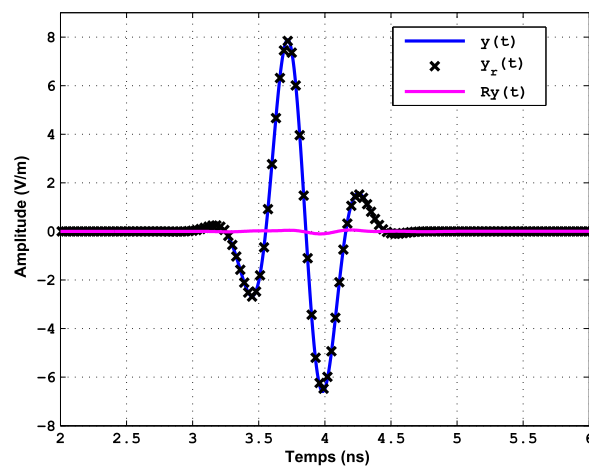


FIGURE 3.22 – Les signaux temporels à la fin d'exécution de l'algorithme CLEAN

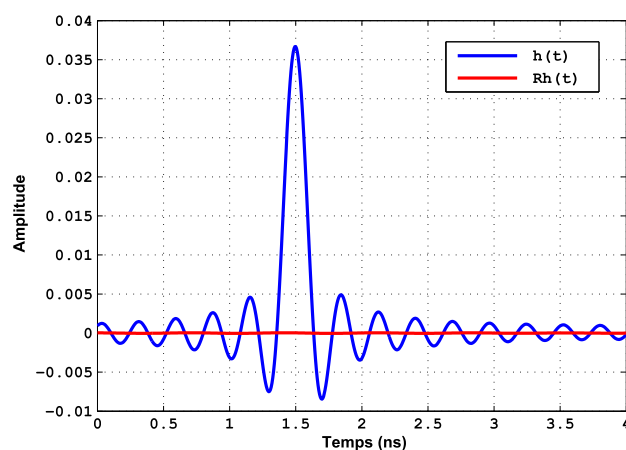


FIGURE 3.23 – Les réponses impulsionnelles non-debruitée et résiduelle.

Lorsque l'exécution de l'algorithme de CLEAN est terminée, la réponse impulsionnelle résiduelle tend vers le niveau de bruit minimum comme l'illustre

la figure 3.23. La réponse impulsionnelle CLEAN obtenue alors est présentée(figure 3.24).

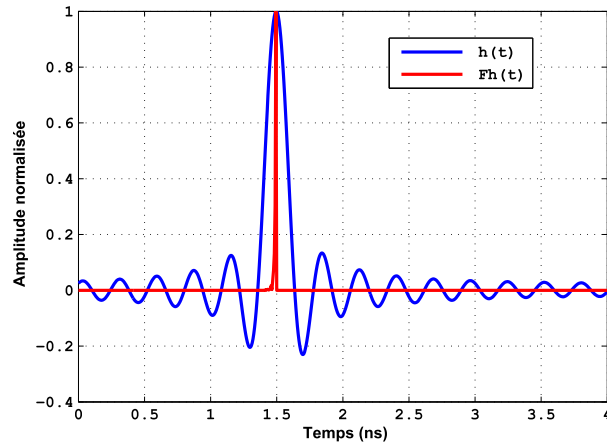


FIGURE 3.24 – Les réponses impulsionnelles brute et CLEAN.

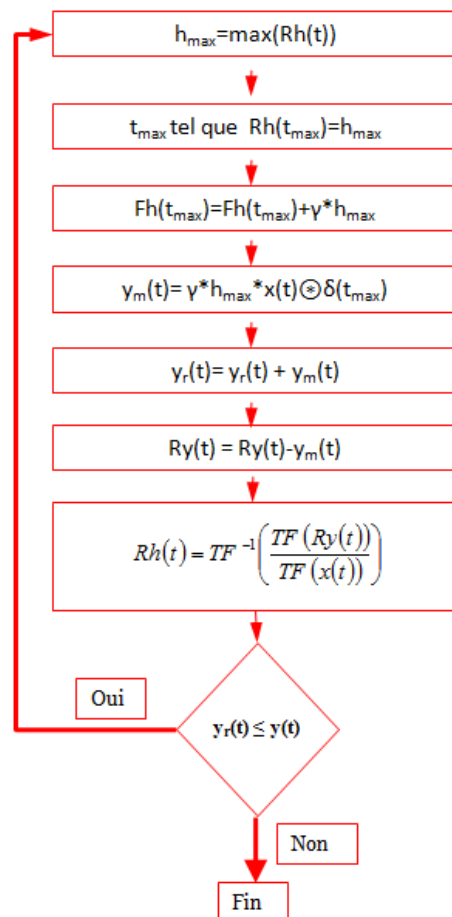


FIGURE 3.25 – Recherche des pics significatifs par itérations.

La figure 3.25 résume les différentes opérations pour débruiter la réponse

impulsionnelle afin de permettre l'identification des trajets multiples à travers les matériaux sous test.

Une fois que  $Fh(t)$  est obtenue, le fenêtrage temporel est réalisable pour dissocier les différents trajets à travers les matériaux. Il est alors possible d'appliquer les techniques d'extraction des propriétés diélectriques vues dans le chapitre précédent.

Pour valider cet algorithme, le matériau simulé dans le paragraphe 3.2.2 (matériau homogène dispersif) est repris.

### 3.3.2 Etude d'un matériau dispersif

L'algorithme CLEAN est appliqué sur les réponses impulsionnelles  $h_{ij}(t)$  en réflexion et en transmission obtenues par transformée de Fourier inverse des paramètres  $S_{ij}$ .

#### 3.3.2.1 Application de CLEAN sur le paramètre $h_{11}$

Cette partie est consacrée à l'identification de la réflexion sur l'interface et du trajet 1 en réflexion.

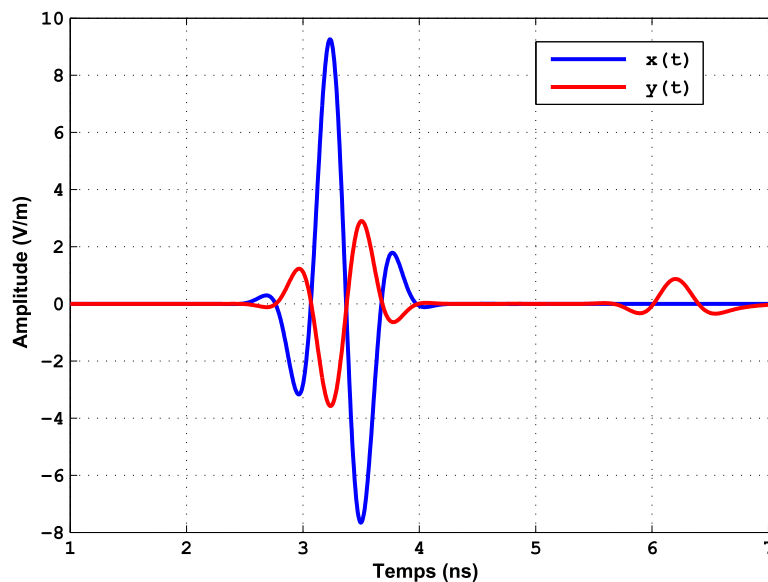


FIGURE 3.26 – Les signaux incident et réfléchi sur la paroi diélectrique considérée.

Les signaux incident et réfléchi sur la paroi diélectrique sont illustrés dans la figure 3.26. Le signal réfléchi est la succession de la réflexion sur l'interface et du

trajet 1.

En utilisant les signaux incident et réfléchi, la réponse impulsionnelle en réflexion (figure 3.27) est déterminée.

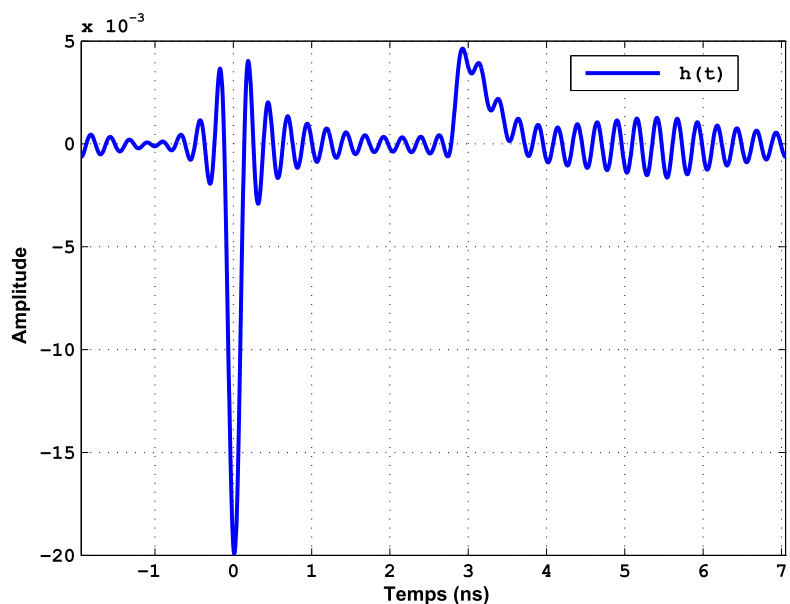


FIGURE 3.27 – La réponse impulsionnelle en réflexion.

La figure 3.28 montre les signaux réfléchi, réfléchi reconstitué et réfléchi résiduel à la fin d'exécution de l'algorithme CLEAN.

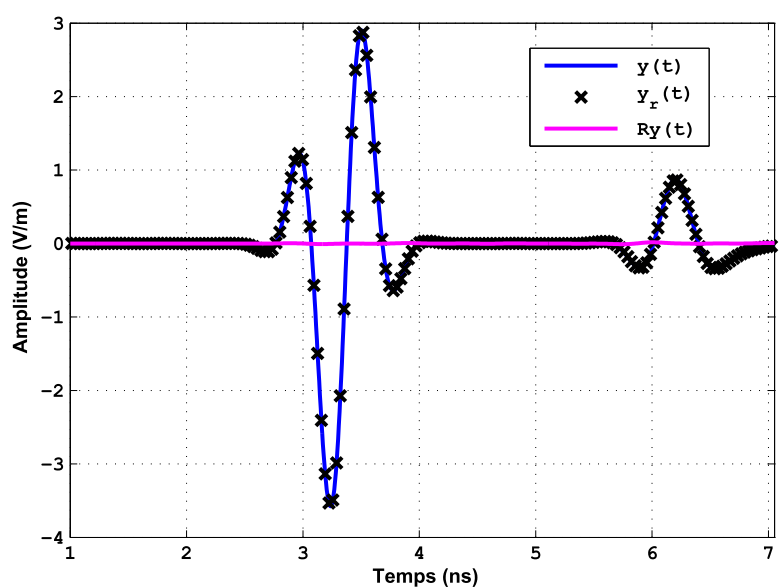


FIGURE 3.28 – Les signaux réfléchi, réfléchi reconstitué et réfléchi résiduel.



Il est clair que le signal réfléchi reconstitué est identique au signal réfléchi. Le signal réfléchi résiduel quand à lui tend vers zéro justifiant la convergence de l'algorithme.

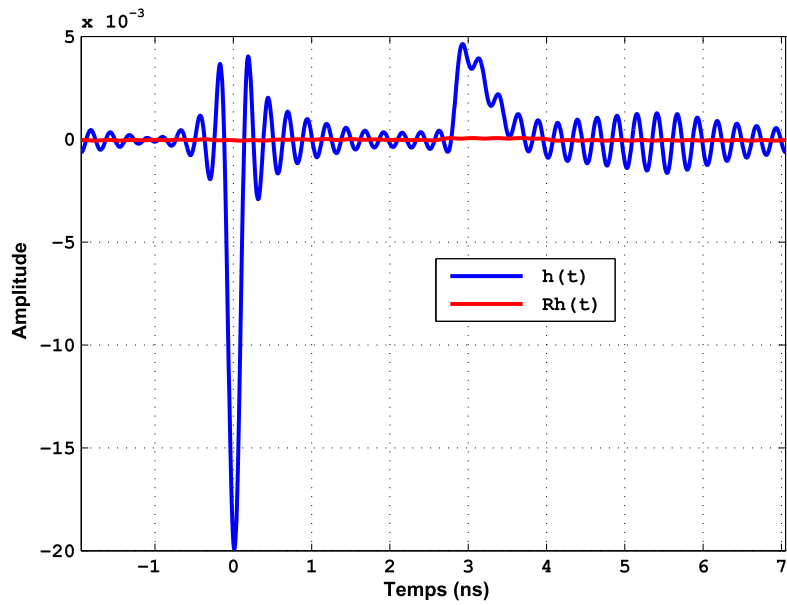


FIGURE 3.29 – Les réponses impulsionnelles brute et résiduelle.

Dans le même temps, la réponse impulsionnelle résiduelle tend vers zéro (figure 3.29).

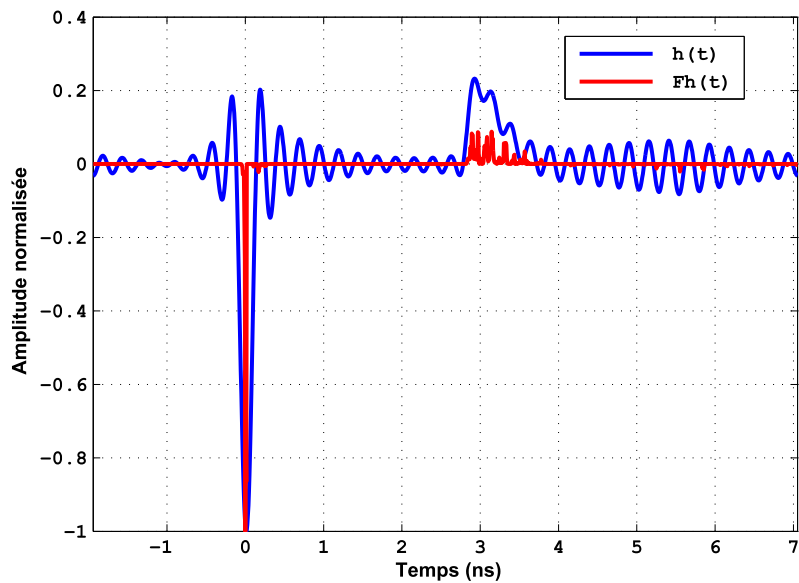
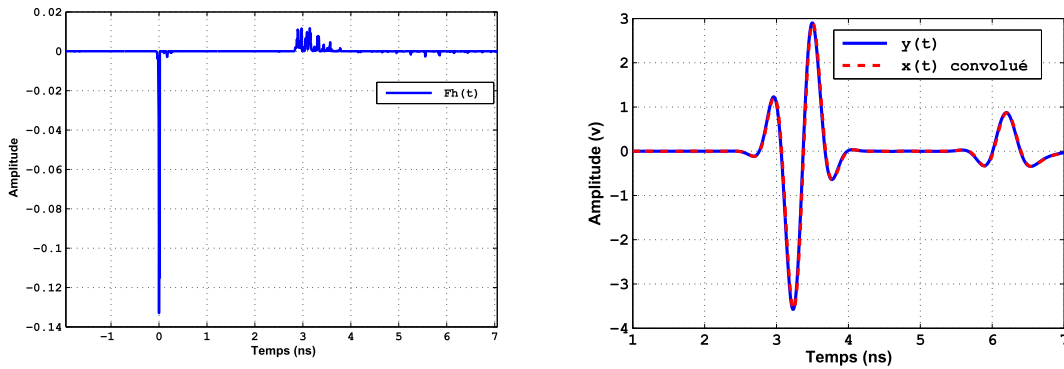


FIGURE 3.30 – Les réponses impulsionnelles brute et finale (CLEAN).

La comparaison entre la réponse impulsionnelle brute de départ et la réponse

impulsionnelle finale (figure 3.30) déduite par CLEAN permet de montrer l'efficacité de l'algorithme qui permet d'éliminer les effets de la transformée de Fourier inverse liés à la limitation de bande de travail [300MHz-3GHZ], et conduit à une meilleure identification de la réflexion sur l'interface et le trajet 1.



(a) La réponse impulsionnelle finale (CLEAN) (b) Le signal incident convolué

FIGURE 3.31 – La réponse impulsionnelle finale et le signal incident convolué.

Pour valider la réponse impulsionnelle finale ( $F_h(t)$ ) obtenue, le signal incident est convolué à cette réponse impulsionnelle finale. La figure 3.31 illustre le signal réfléchi comparé au signal obtenu par convolution. On remarque que cette réponse impulsionnelle permet de retrouver le signal réfléchi et les différents trajets multiples.

### 3.3.2.1.1 Extraction des propriétés diélectriques à partir du trajet 1 en réflexion

L'extraction des caractéristiques diélectriques du matériau en utilisant la réflexion sur l'interface est discutée dans le paragraphe 2.4.1.1. Cette technique ne permet que l'extraction de la permittivité réelle.

Pour palier ce problème, l'extraction des caractéristiques diélectriques est réalisée en utilisant le trajet 1 qui représente mieux les caractéristiques du matériau puisqu'il correspond à un aller-retour dans le matériau considéré. Le fenêtrage temporel est réalisée sur la réponse impulsionnelle finale afin de n'obtenir que le coefficient de réflexion du au trajet 1. La figure 3.32 montre les résultats obtenus à partir du coefficient de réflexion dues au trajet 1.

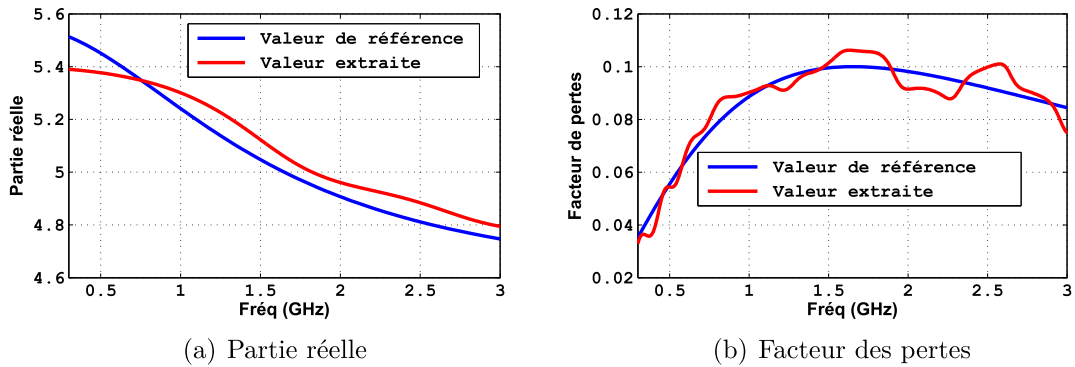


FIGURE 3.32 – Caractéristiques diélectriques extraites.

On constate que les résultats obtenus sont similaires aux valeurs de références.

### 3.3.2.2 Application de CLEAN sur le paramètre $h_{21}$

Dans cette partie, l'algorithme CLEAN est appliqué sur le coefficient de transmission. L'idée consiste là encore à identifier les trajets multiples en temporel.

Les signaux incident et transmis sont présentés dans la figure 3.33.

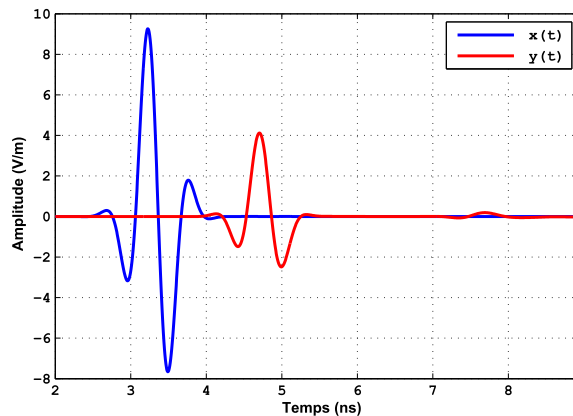


FIGURE 3.33 – Les signaux incident et transmis à travers la paroi diélectrique.

Le signal transmis montre les trajets 1 et 2 en fonction du temps. La réponse impulsionnelle est déduite des signaux temporels et elle représente le phénomène des trajets multiples (figure 3.34).

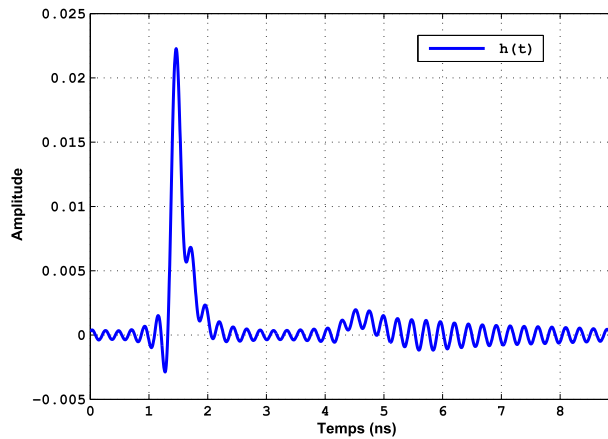


FIGURE 3.34 – La réponse impulsionnelle en transmission.

L'idée est d'éliminer les effets de la transformée de Fourier inverse et les bruits dans le cas de mesures impulsionnelles ULB. L'algorithme CLEAN est appliqué. Les signaux transmis, reconstitué et résiduel sont illustrés dans la figure 3.35.

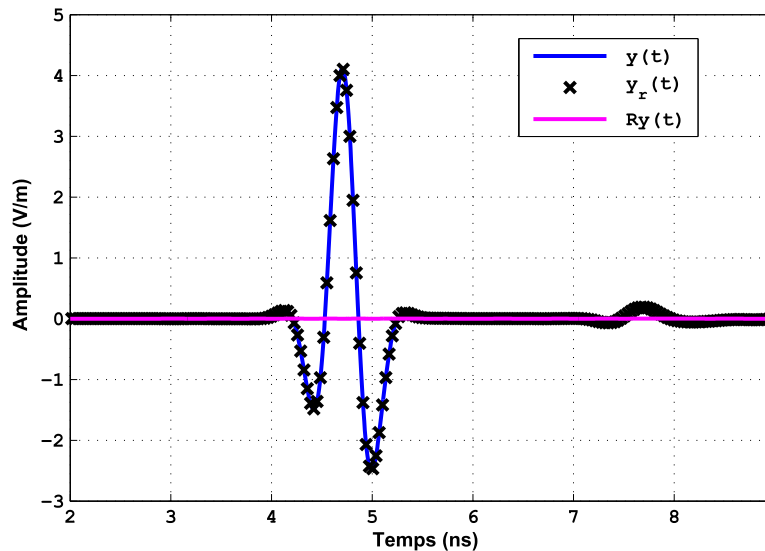


FIGURE 3.35 – Les signaux transmis, transmis reconstitué et transmis résiduel.

Le signal reconstitué par l'algorithme CLEAN est similaire au signal transmis de départ et le signal résiduel tend vers zéro. En d'autres termes, l'algorithme CLEAN a convergé. La réponse impulsionnelle résiduelle déduite à la fin de l'exécution de l'algorithme CLEAN tend vers zéro (figure 3.36).

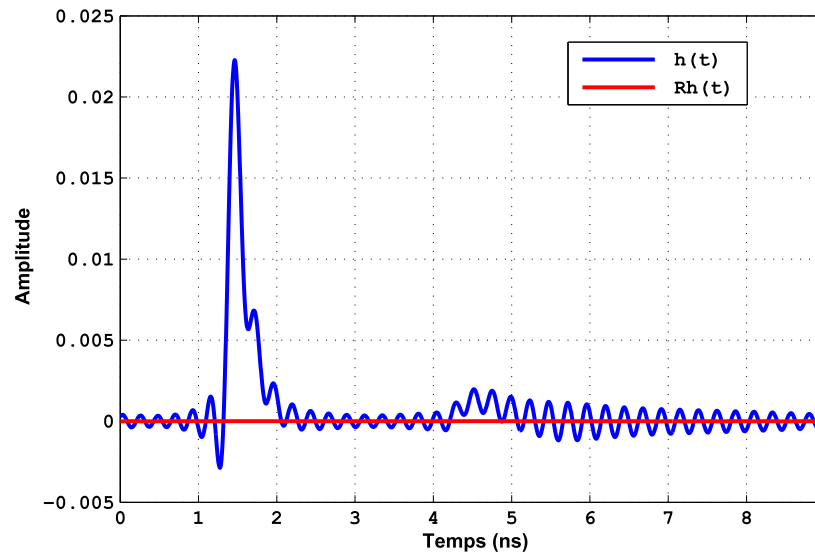


FIGURE 3.36 – Les réponses impulsionnelles brute et résiduelle.

Les réponses impulsionnelles normalisées brute de départ et celle obtenue par CLEAN sont illustrées dans la figure 3.37.

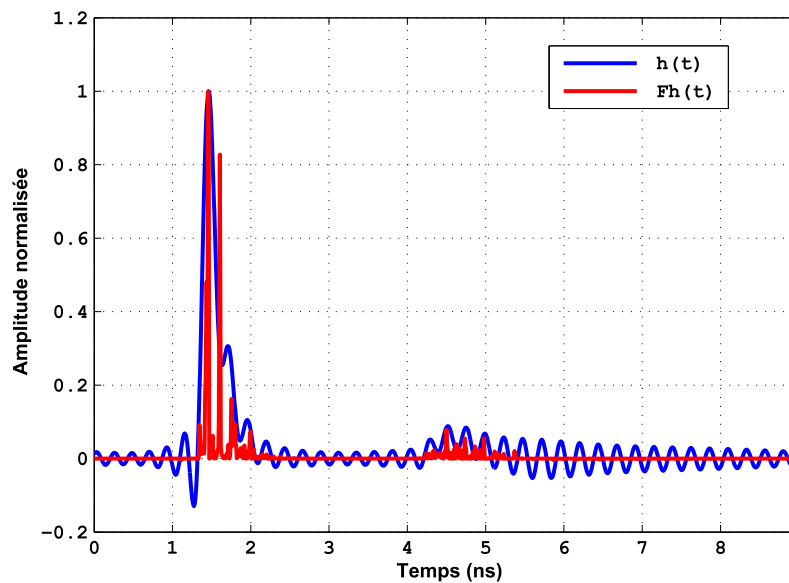


FIGURE 3.37 – Les réponses impulsionnelles brute et finale (CLEAN).

On constate que les oscillations nuisant à l'identification des échos sont éliminées. Pour montrer la réussite d'identification des trajets multiples en transmission, le signal incident est convolué avec la réponse impulsionnelle finale.



## 3.4 Conclusion

Les algorithmes fréquentiel et temporel ont été testés pour l'identification des trajets multiples à travers un matériau en réflexion et en transmission.

L'algorithme fréquentiel ne permet pas l'identification des trajets multiples dans les cas où le matériau est dispersif, tandis que, l'algorithme temporel basé sur CLEAN montre son efficacité pour l'extraction des trajets multiples.

L'algorithme CLEAN est sélectionné pour l'identification des trajets multiples et des exemples d'applications pratiques seront discutés dans le chapitre 4.

## Chapitre 4 :

# Mise en œuvre des bancs de mesure impulsionnelle ULB pour la caractérisation diélectrique de matériaux de construction



## 4.1 Présentation des bancs de mesures

Deux configurations de bancs de mesure sont mises en place pour la détermination du comportement d'un mur diélectrique sous test : la première pour le comportement en réflexion et la seconde pour la transmission.

Ce sont des bancs transitoires, Ultra-large Bande et fonctionnant in-situ. Le principe de ces bancs de mesures reprend celui de la métrologie transitoire ULB développée par notre équipe. Il consiste à rayonner une brève impulsion et à mesurer la réponse impulsionnelle à travers le mur diélectrique sous test. Les algorithmes développés dans les chapitres 2 et 3 doivent permettre la détermination de caractéristiques diélectriques de l'élément testé.

Les avantages principaux de ces bancs de mesures se résument par :

- Acquisition rapide du signal transitoire couvrant le spectre désiré.
- Mesure in-situ : les bancs de mesures peuvent être déplacés pour caractériser des parois diélectriques en place.
- Calibrage : les bancs de mesure installés nécessitent une procédure de calibrage réduite.
- Coût raisonnable : ne nécessite pas le recours à une chambre anéchoïque.

En revanche, ces bancs de mesures sont soumis à quelques contraintes :

- Précision de positionnement des antennes : la mesure in-situ est soumise aux aléas de la construction tels que les défauts de planéité des surfaces (sol et mur) ce qui contrarie le positionnement précis des antennes.
- Surface minimum du mur sous test : la paroi doit être suffisamment large pour éviter le phénomène de diffraction par son environnement proche.

Dans la suite, les bancs de mesures, puis l'extraction des propriétés diélectriques pour différentes parois de bâtiment sont présentés.

## 4.2 Configurations expérimentales des bancs de mesures en réflexion et en transmission

Cette partie est consacrée à la présentation des configurations expérimentales de mesures en réflexion et en transmission.

### 4.2.1 Configuration expérimentale de mesure en réflexion

Le principe de mesure en réflexion schématisée figure 1.29 nécessite une procédure de calibrage dans la bande de fréquences de travail [300MHz-3GHz]. La configuration réalisée schématisée figure 4.1 ne requiert qu'un étalonnage de mesure à vide c'est à dire sans le mur.

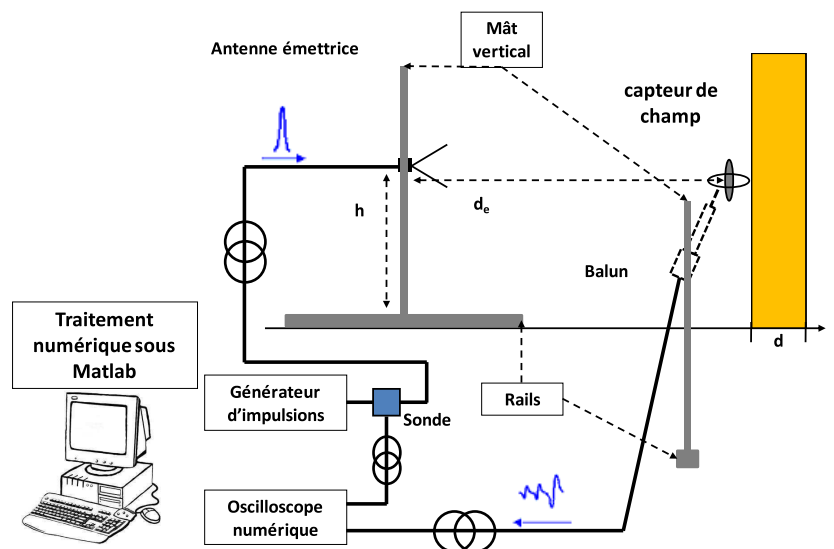


FIGURE 4.1 – Configuration expérimentale de la mesure en réflexion.

Cette configuration consiste à utiliser un générateur d'impulsions qui alimente l'antenne émettrice qui à son tour rayonne une impulsion temporelle dont la forme temporelle dépend de ses caractéristiques. Un capteur de champ reçoit le signal dans le plan du matériau à caractériser, qui est transmis à l'aide de câbles à l'oscilloscope numérique. L'antenne d'émission et le capteur de champ sont fixés chacun sur un mât vertical dont on peut ajuster la hauteur par rapport au sol. Un rail horizontal placé perpendiculairement à la paroi diélectrique sous test permet de modifier la distance entre l'antenne d'émission et la paroi diélectrique. Un autre rail placé perpendiculairement à l'axe de propagation  $z$  permet de maintenir le mât vertical sur lequel le capteur de champ est fixé.

L'obtention du paramètre de réflexion  $S_{11}(f)$  est réalisée à partir de deux mesures (équation 4.1). La première mesure est conduite lorsque la paroi sous test est en place. La seconde est réalisée sans la paroi sous test. Les deux mesures sont effectuées en conservant la même configuration où  $V_r(t)$  et  $V_r^{el}(t)$  sont les niveaux de tensions en sortie du capteur de champ respectivement en présence et sans le mur diélectrique,  $V_g(t)$  et  $V_g^{el}(t)$  sont les signaux délivrés par le générateur respectivement en présence et sans le mur. Les deux dernières tensions sont égales lorsque la source délivre des signaux parfaitement reproductibles.

$$S_{11}(f) = \frac{\left( \frac{TF(V_r(t)) - TF(V_r^{el}(t))}{TF(V_r^{el}(t))} \right)}{\left( \frac{TF(V_g(t))}{TF(V_g^{el}(t))} \right)} \quad (4.1)$$

Lorsque l'extraction des propriétés diélectriques s'appuie sur l'algorithme CLEAN, les signaux temporels sont directement exploités.

#### 4.2.2 Configuration expérimentale de mesure en transmission

Le banc expérimental de mesure en transmission est illustré figure 4.2. Il consiste à alimenter l'antenne émettrice par un générateur d'impulsions. L'antenne de réception (ou capteur du champ) reçoit le signal transmis à travers la paroi diélectrique sous test et ce signal est acheminé à travers des câbles vers l'oscilloscope numérique.

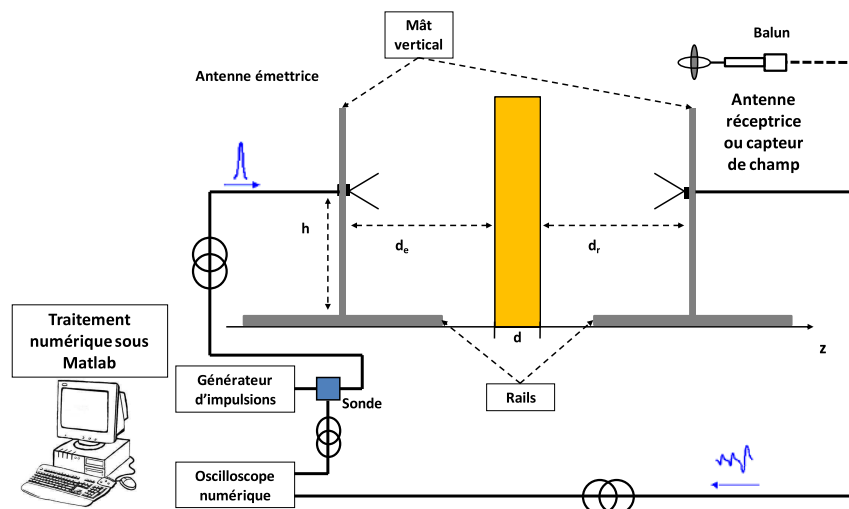


FIGURE 4.2 – Configuration expérimentale de la mesure en transmission

L'antenne émettrice et l'antenne réceptrice (ou capteur de champ) sont fixées sur deux mâts qui permettent de modifier leur hauteur. Ces deux mâts sont placés sur deux rails de sorte que la distance des antennes par rapport à la paroi diélectrique sous test est ajustable.

Deux mesures sont réalisées, la première à vide et la deuxième en charge (mur en place) pour remonter au coefficient de transmission.

La sonde placée en sortie de la source est utilisée pour avoir une image du signal délivré par le générateur d'impulsions. Pour chaque mesure, ce signal est relevé pour prendre en compte la stabilité du générateur d'impulsions.

Les signaux temporels relevés par l'oscilloscope sont traités sous Matlab pour déterminer les paramètres  $S_{21}(f)$  (équation 4.2), et pour extraire les caractéristiques diélectriques du matériau sous test avec :  $V_t(t)$  et  $V_t^{el}(t)$  les niveaux des tensions en sortie de l'antenne réceptrice respectivement en présence et sans le mur,  $V_g(t)$  et  $V_g^{el}(t)$  les signaux délivrés par le générateur respectivement en présence et sans le mur diélectrique, et  $\tau_0 = d/c$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière dans l'espace libre.

$$S_{21}(f) = \left( \frac{\left( \frac{TF(V_t(t))}{TF(V_t^{el}(t))} \right)}{\left( \frac{TF(V_g(t))}{TF(V_g^{el}(t))} \right)} \right) e^{-j\omega\tau_0} \quad (4.2)$$

## 4.3 L'instrumentation impulsionnelle Ultra-large Bande

Une étude a été réalisée pour choisir les dispositifs ayant les caractéristiques les mieux adaptées à notre contexte de travail, en tenant compte de leurs performances et de la facilité de mise en place.

### 4.3.1 Générateurs impulsionnels

Pour les mesures ULB impulsionnelles, le laboratoire dispose de trois générateurs répondant en terme de bande passante, niveau généré, fréquence de répétition, stabilité de la forme d'onde.

Le générateur noté  $g_1$  de la société *EUROPULSE* délivre un signal mono-alternance d'amplitude  $10KV$  sans dérivateur ou un signal mono-cycle à moyenne nulle d'amplitude  $8KV$  lorsque le générateur est associé à un dérivateur comme l'illustre la figure 4.3. Les spectres d'impulsions sans dérivateur et avec dérivateur couvrent la largeur désirée [ $300MHz-3GHz$ ] à  $-20dB$  par rapport au maximum.

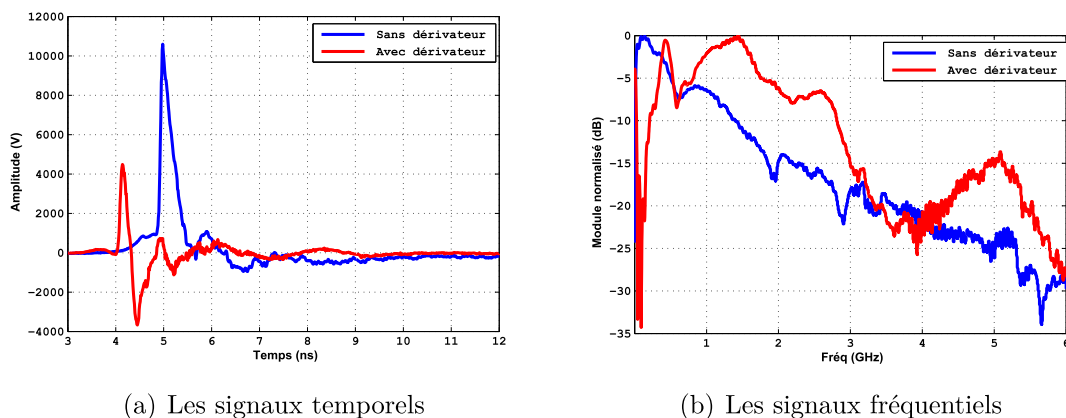


FIGURE 4.3 – Les signaux temporels et fréquentiels sans dérivateur et avec dérivateur du générateur  $g_1$ .

Le générateur noté  $g_2$  de la société *ARMEXEL* délivre un signal mono-cycle d'amplitude de  $275V$  crête à crête qui couvre la bande de fréquences de travail comme le montre la figure 4.4.

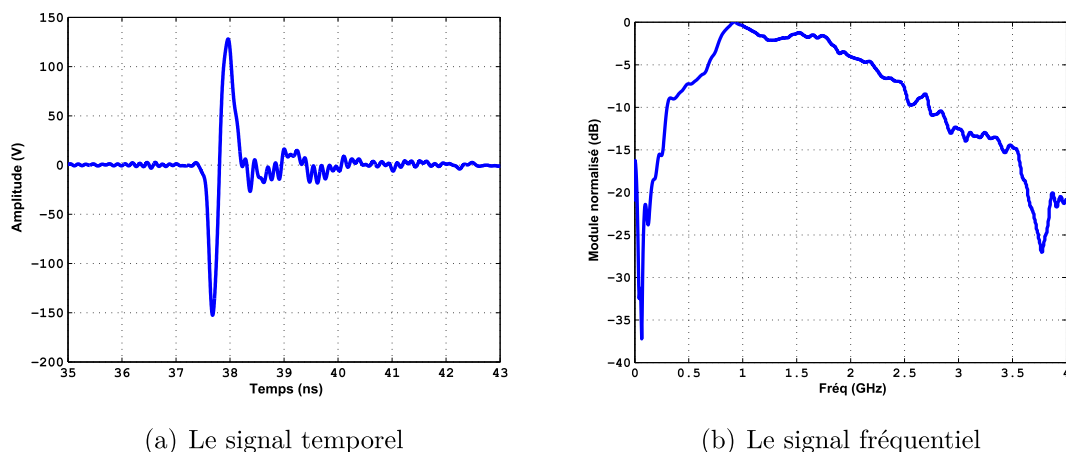


FIGURE 4.4 – Les signaux temporel et fréquentiel du générateur  $g_2$

Le générateur noté  $g_3$  délivre un signal mono-alternance d'amplitude de  $296V$  et couvre une bande de fréquence  $300MHz-5GHz$  comme montre la figure 4.5. Des trois sources, ce générateur présente la bande passante la plus large.

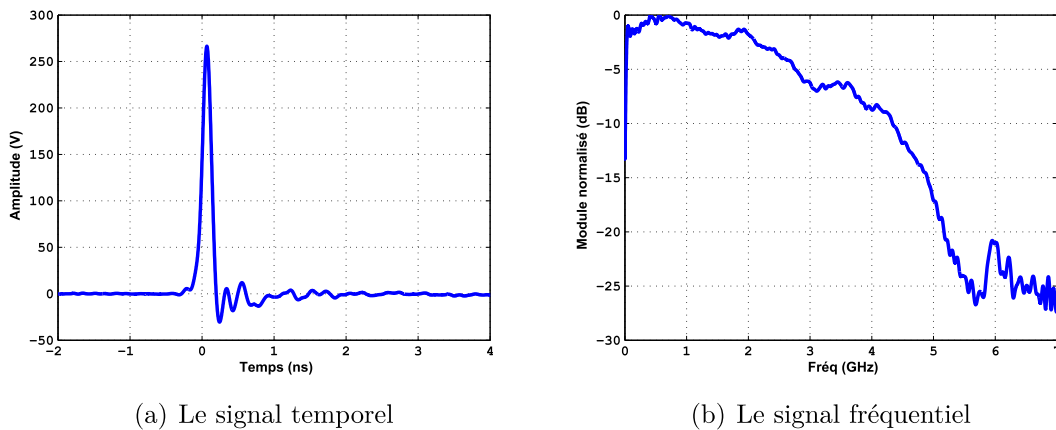


FIGURE 4.5 – Les signaux temporel et fréquentiel du générateur  $g_3$

### 4.3.2 Sonde haute tension

La sonde haute tension (figure 4.6) de la société EUROPULSE, permet de relever le signal délivré par les générateurs impulsionnels. Elle présente une atténuation de 56 dB, une bande passante de 5 GHz et elle supporte 12 KV crête.



FIGURE 4.6 – Sonde haute tension

### 4.3.3 Capteur de champ

Le capteur de champ (figure 4.7) utilisé est le capteur  $AD - 80$  de la société Prodyn. On retrouve à la sortie du capteur, une tension  $V_0$  proportionnelle à la dérivée de l'induction électrique ( $D$ ) soit à une constante près, proportionnelle à la dérivée du champ électrique ( $E$ ) environnant.

$$V_0(t) = R A_{eq} \frac{dD(t)}{dt} \quad (4.3)$$

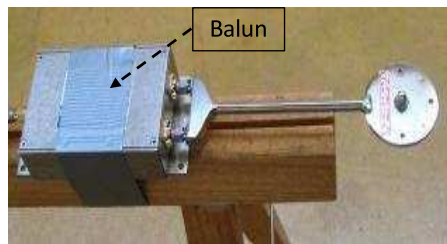


FIGURE 4.7 – Capteur du champ  $AD - 80$

- $V_0$  : tension à la sortie du capteur.
- $R$  : impédance caractéristique ( $100\ ohms$ )
- $A_{eq}$  : aire équivalente du capteur ( $3 \times 10^{-4}\ m^2$ ).
- $D$  : induction électrique ( $D = \epsilon_0 E$  en  $Coulombs/m^2$  et  $E$  : Champ électrique).

Le champ électrique est obtenu en effectuant l'intégration suivante :

$$E(t) = \frac{1}{R A_{eq} \epsilon_0} \int_0^t V_0 du \quad (4.4)$$

Les caractéristiques techniques du capteur et du balun associé sont présentées dans les tableaux 4.1 et 4.2 suivants :

Fréquence de coupure ( $-3\ dB$ )	$5.5\ GHz$
Temps de montée ( $10\% - 90\%$ )	$< 64\ ps$
Tension crête maximale de sortie	$\pm 1\ KV$

TABLE 4.1 – Caractéristiques techniques du capteur.

Largeur de bande ( $-3\ dB$ )	$250\ KHz - 10\ GHz$
Pertes d'insertion	$8\ dB$
Délai de propagation (nominal)	$0.6\ ns$
Tension d'entrée maximale	$1\ KV$
Rejection de mode commun	$\geq 20\ dB$
Impédance des ports	$50\ \Omega$

TABLE 4.2 – Caractéristiques techniques du balun.

#### 4.3.4 Les antennes Ultra-large Bande

Les antennes ULB utilisées doivent être adaptées au rayonnement impulsionnel dans la bande  $[300MHz-3GHz]$  et présenter une directivité suffisante. Trois antennes

disponibles au laboratoire sont utilisées pour réaliser les mesures impulsionnelles ULB : les antennes LIBELLULE, ETS et VALENTINE.

#### 4.3.4.1 Antenne LIBELLULE

L'antenne LIBELLULE (conception XLIM) est montrée figure 4.8. Elle mesure  $94\text{ cm}$  en hauteur,  $36.5\text{ cm}$  en largeur et  $1.2\text{ m}$  en profondeur. Cette antenne est adaptée dans la bande de travail et présente des gains qui croissent de  $6\text{ dB}$  à  $12.2\text{ dB}$  entre  $300\text{ MHz}$  et  $3\text{ GHz}$  comme montré la figure 4.9.



FIGURE 4.8 – Antenne LIBELLULE

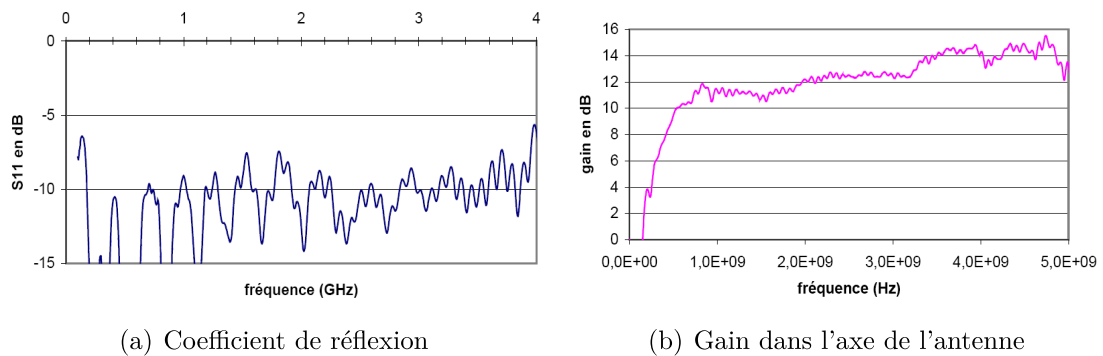


FIGURE 4.9 – Coefficient de réflexion le gain dans l'axe de l'antenne LIBELLULE.

#### 4.3.4.2 Antenne ETS

C'est une antenne à double polarisation (figure 4.10). Elle peut être excitée en polarisation verticale ou horizontale. L'antenne ETS mesure  $50\text{ cm}$  en hauteur,  $50\text{ cm}$  en largeur et  $51.4\text{ cm}$  en profondeur. Elle est adaptée sur la bande de fréquence de travail pour les deux polarisations. Elle présente un gain de  $4\text{ dB}$  en basses fréquences et  $12\text{ dB}$  en hautes fréquences (figure 4.11). Son gain est plus faible de quelques  $\text{dB}$  par rapport à l'antenne LIBELLULE dans la bande de travail [ $300\text{ MHz}$ - $3\text{ GHz}$ ].



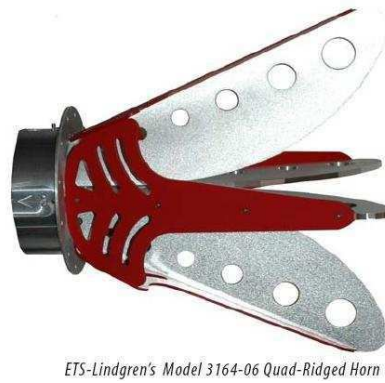


FIGURE 4.10 – Antenne ETS

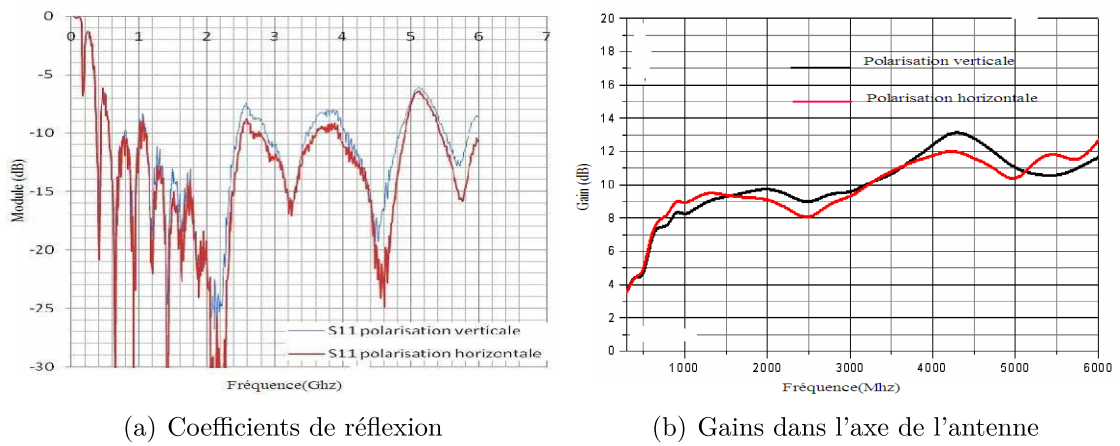


FIGURE 4.11 – Coefficients de réflexion et gains dans l'axe de l'antenne ETS.

#### 4.3.4.3 Antenne VALENTINE

La figure 4.12 décrit l'antenne VALENTINE (conception XLIM). Elle mesure 112.2 cm en hauteur et 95 cm en profondeur.

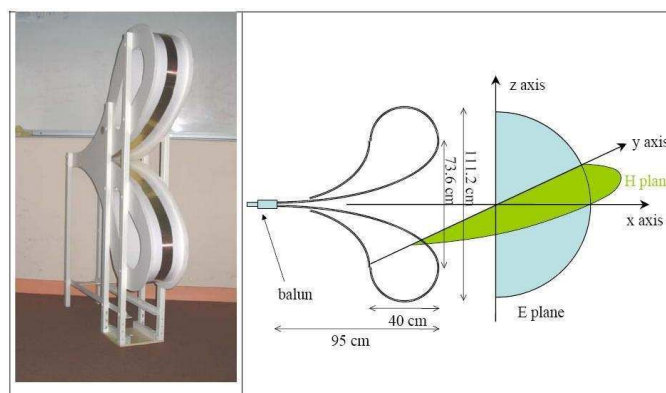


FIGURE 4.12 – Antenne VALENTINE

Elle est adaptée sur une large bande de fréquence. Elle présente un gain qui

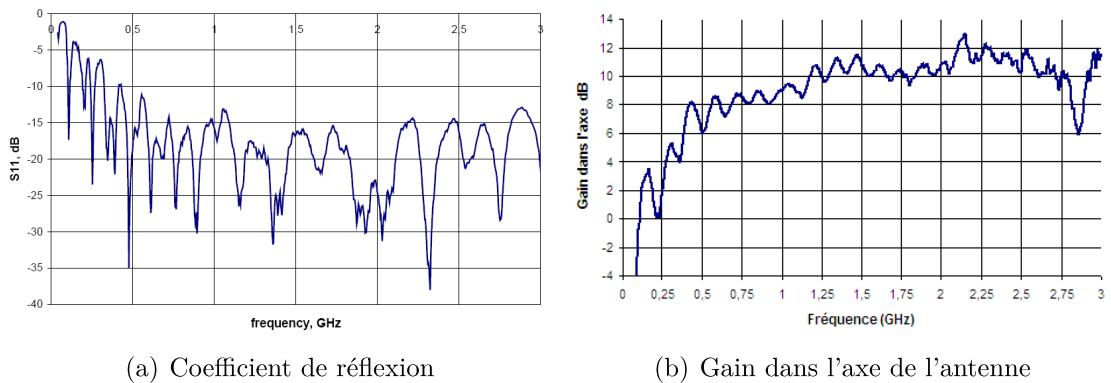


FIGURE 4.13 – Coefficient de réflexion et gain dans l'axe de l'antenne VALENTINE.

croît de  $4\text{ dB}$  à  $12\text{ dB}$  entre  $300\text{ MHz}$  et  $3\text{ GHz}$  (figure 4.13). Par rapport aux deux antennes précédentes, l'antenne VALENTINE présente l'avantage d'un poids beaucoup plus faible.

### 4.3.5 Oscilloscope numérique

La mesure nécessite un cycle d'acquisition pour chaque impulsion émise. La mesure du signal temporel est effectuée par un numériseur monocoup, le Tektronix TDS 6804 B (figure 4.14). L'intérêt principal de ce type d'oscilloscope est la rapidité de l'acquisition des signaux, et la visualisation instantanée de la trace. La bande passante est de  $7\text{ GHz}$  et son taux d'échantillonnage est de  $20\text{ Ge/voie}$ .



FIGURE 4.14 – Oscilloscope TDS 6804B

### 4.3.6 Détermination du temps clair en vu d'éliminer les échos parasites

Le fenêtrage temporel est une opération qui permet l'élimination des échos parasites. La première réflexion vient le plus souvent du sol. Une antenne large bande telle que celles citées ci-dessus rayonnent un signal ultra court avec très peu de dispersion ce qui facilite l'identification des échos, et ainsi leur élimination.

Dans le cas où la première réflexion vient du sol (figure 4.15), le trajet indirect le plus court se calcule à partir de la distance entre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice (ou capteur du champ), et la hauteur du sol.

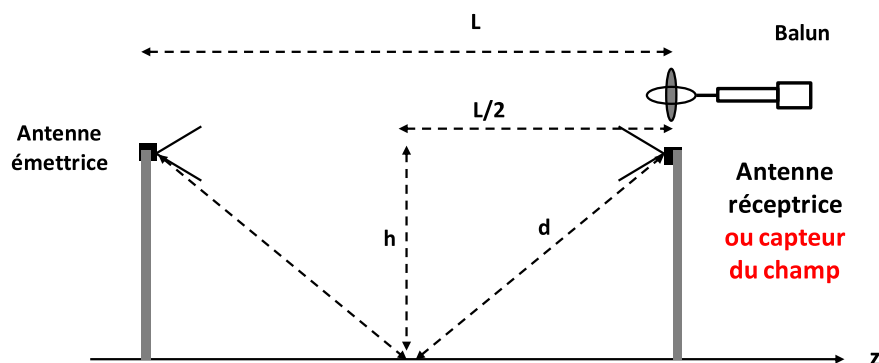


FIGURE 4.15 – Principe du calcul de temps clair en réflexion et en transmission dans le cas de mesure à vide

Le temps clair  $T_c$  (temps nécessaire à l'arrivée de la première réflexion) est calculé à partir de l'équation 4.5.

$$T_c = \frac{2d - L}{c} \quad (4.5)$$

Avec  $d = \sqrt{(L/2)^2 + h^2}$ ,  $L$  la distance entre l'antenne émettrice et l'antenne réceptrice,  $h$  la hauteur de l'antenne par rapport au sol, et  $c$  la célérité de la lumière.

Dans l'idéal, tout signal mesuré doit être tronqué après un temps  $T_c$  à partir de son point de départ.

Lorsque le matériau testé est très dispersif, une prise en compte aussi simple du temps clair est parfois difficile.

## 4.4 Validation des bancs des mesures à partir de la détermination des réponses impulsionnelles en réflexion et en transmission

Ce paragraphe est consacré à la validation des bancs de mesures par la détermination des réponses impulsionnelles en réflexion et en transmission. Les effets de la distance de l'antenne d'émission par rapport au mur à caractériser sont présentés.

L'étude est réalisée sur un mur de béton cellulaire. Il mesure  $2.5\text{ m}$  de hauteur,  $2.4\text{ m}$  en largeur et  $7\text{ cm}$  d'épaisseur (figure 4.16). Ce mur est constitué de 20 blocs de béton cellulaire fixés sur un support en bois d'épaisseur  $12\text{ cm}$ .



FIGURE 4.16 – Mur en béton cellulaire

Ce mur a été monté au laboratoire pour mettre en place les bancs de mesures impulsionnels ULB en réflexion et en transmission. Il a été choisi pour plusieurs raisons telles que, la facilité à le déplacer, ce qui permet de garder exactement les mêmes positions des antennes (ou capteur de champ) émettrice et réceptrices à vide et en charge, et pour son homogénéité. Dans la suite de ce chapitre, une discussion détaillée sur les effets de l'homogénéité et de l'hétérogénéité sur les paramètres  $S_{ij}(f)$  est menée.

### 4.4.1 Validation du banc de mesure en réflexion

Pour valider le banc de mesure en réflexion, l'antenne LIBELLULE est utilisée comme antenne émettrice et le capteur de champ est en réception (figure 4.17). Les mesures sont réalisées pour deux distances différentes et pour deux générateurs.

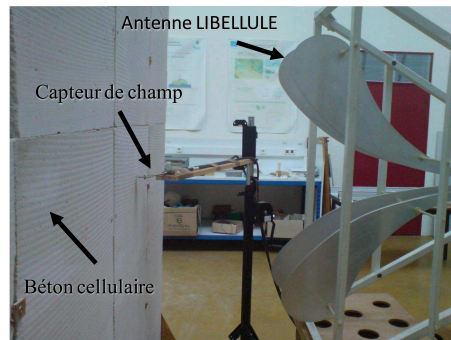
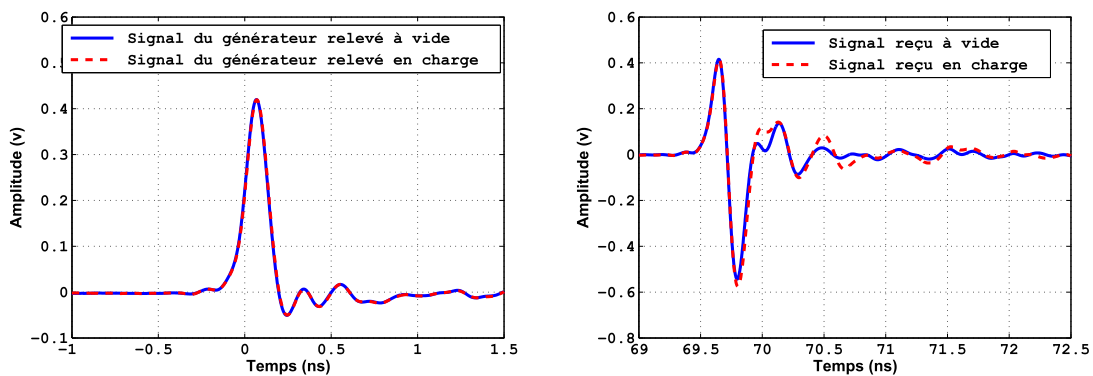


FIGURE 4.17 – Configuration expérimentale de la mesure en réflexion

#### 4.4.1.1 Validation de la réponse impulsionnelle en réflexion

Le mur en béton cellulaire est illuminé en incidence normale. L'antenne d'émission est tout d'abord placée à une distance  $d_1 = 1.36m$ , alimentée par le générateur  $g_3$ .



(a) Signaux du générateur relevés à vide et en charge

(b) Signaux reçus à vide et en charge

FIGURE 4.18 – Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux reçus à vide et en charge en utilisant le générateur  $g_3$  pour une distance  $d_1 = 1.36m$

La figure 4.18 montre respectivement les signaux relevés en sortie du générateur et les signaux reçus à vide et en charge. La figure 4.18(a) montre ici la reproductibilité du signal délivré par la source. Le coefficient de réflexion peut être déduit de cette analyse transitoire.

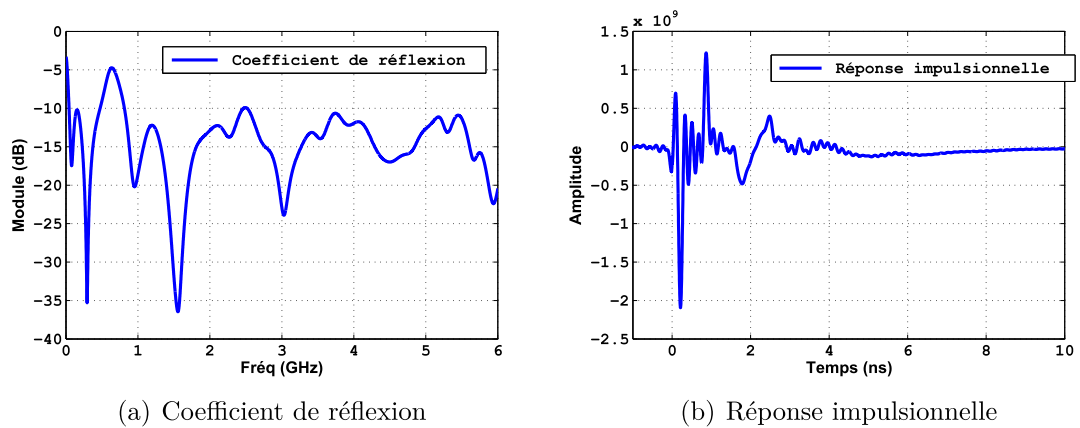


FIGURE 4.19 – Le coefficient de réflexion et la réponse impulsionnelle en utilisant le générateur  $g3$  pour une distance  $d_1 = 1.36m$

La figure 4.19 montre l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence et la réponse impulsionnelle associée.

Dans la suite, l'antenne d'émission est laissée à une distance  $d_1 = 1.36m$  par rapport au mur, et elle est alimentée par le générateur  $g_2$ . Les signaux relevés en sortie du générateur et les signaux reçus à vide et en charge sont montrés figure 4.20.

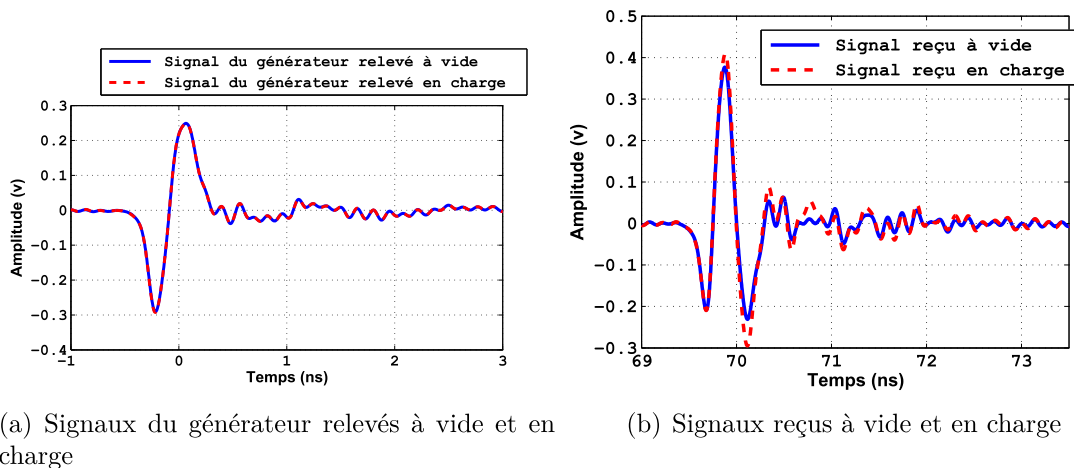


FIGURE 4.20 – Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux reçus à vide et en charge en utilisant le générateur  $g_2$  pour une distance  $d_1 = 1.36m$

La réponse impulsionnelle obtenue précédemment est convoluée au champ reçu à vide par le capteur de champ. La figure 4.21 montre le signal réfléchi et le signal reçu à vide convolué. On remarque que le signal obtenu par convolution correspond bien au signal mesuré par le capteur du champ. Cette comparaison contribue à la validation de la détermination de la réponse impulsionnelle.

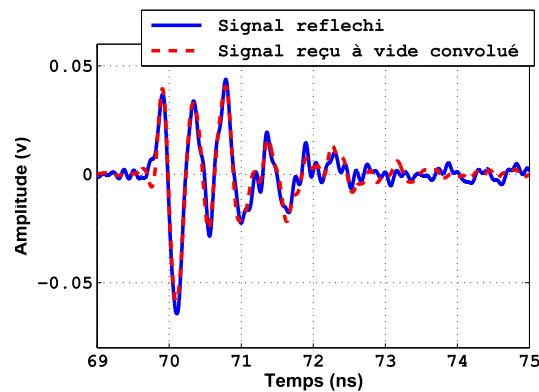
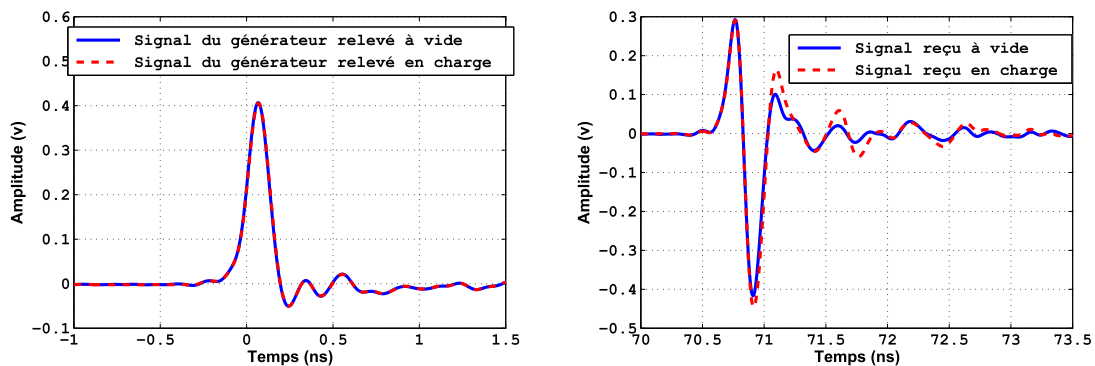


FIGURE 4.21 – Signal réfléchi et signal reçu à vide convolué

#### 4.4.1.2 Non influence de la distance antenne d'émission / cloison sur la réponse impulsionnelle en réflexion

L'antenne d'émission est placée à une distance  $d_2 = 1.7m$  par rapport au mur, alimentée par le générateur  $g_3$ . Les signaux relevés en sortie du générateur et les signaux reçus à vide et en charge sont montrés dans la figure 4.22.



(a) Signaux du générateur relevés à vide et en charge

(b) Signaux reçus à vide et en charge

FIGURE 4.22 – Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux reçus à vide et en charge en utilisant le générateur  $g_3$  pour une distance  $d_2 = 1.7m$

La réponse impulsionnelle est convoluée au signal reçu à vide. La figure 4.23 montre le signal réfléchi et le signal reçu à vide convolué. On remarque que la forme du signal obtenu par convolution correspond au signal mesuré par le capteur de champ. Ce résultat prouve que la distance par rapport au mur n'a pas d'influence sur la réponse impulsionnelle. Ceci est dû à la nature homogène de la cloison et à une dimension de tâche de rayonnement (annexe [4]) plus petite que la cloison. Cette remarque est valable pour les deux distances.

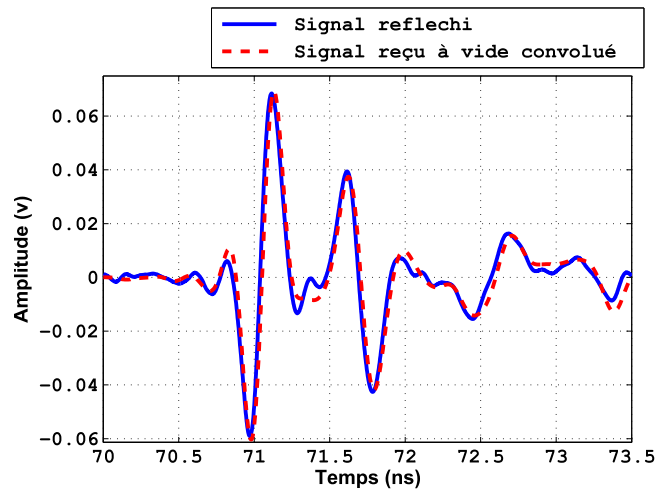


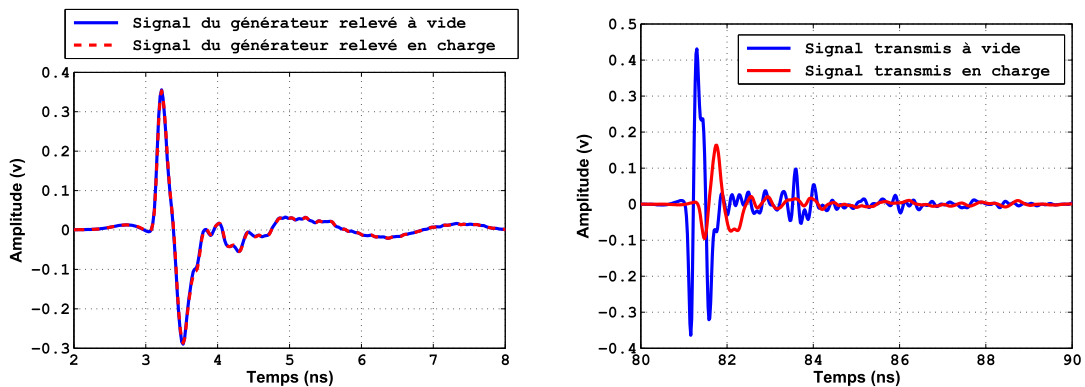
FIGURE 4.23 – Signal réfléchi le signal reçu à vide convolué

## 4.4.2 Validation du banc de mesure en transmission

Les mêmes instrumentations sont utilisées pour les mesures en réflexion et pour les mesures en transmission. Dans ce cas, le capteur de champ est positionné plus près du mur en béton cellulaire.

### 4.4.2.1 Validation de la réponse impulsionnelle en transmission

L'antenne d'émission est dans un premier temps placée à une distance  $d_1 = 1.6m$  : cette distance est la distance entre le balun de l'antenne et le mur en béton cellulaire. L'antenne est alimentée par le générateur  $g_1$ .



(a) Signaux du générateur relevés à vide et en charge

(b) Signaux transmis à vide et en charge

FIGURE 4.24 – Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux transmis à vide et en charge en utilisant le générateur  $g_1$  pour une distance  $d_1 = 1.6m$

La figure ci-dessus montre les signaux incidents et les signaux transmis à vide et



en charge.

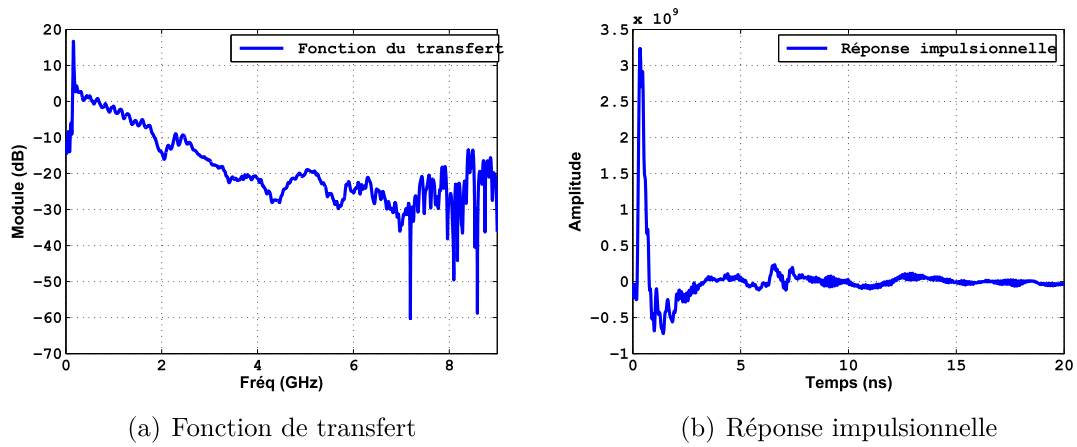


FIGURE 4.25 – La fonction de transfert et la réponse impulsionnelle en utilisant le générateur  $g_1$  pour une distance  $d_1 = 1.6m$

La fonction de transfert harmonique en transmission peut également être déduite de cette analyse transitoire. La figure ci-dessus montre l'évolution de la fonction de transfert en fonction de la fréquence. La partie basse fréquence n'est pas rayonnée par l'antenne ce qui explique l'erreur de mesure en basses fréquences comme montre la figure 4.25(a). Pour les mêmes raisons, les mesures ne sont plus fiables au dessus de  $6GHz$ .

Dans la suite, l'antenne d'émission est laissée à une distance  $d_1 = 1.6m$  par rapport au mur, elle est alimentée cette fois par le générateur  $g_2$ .

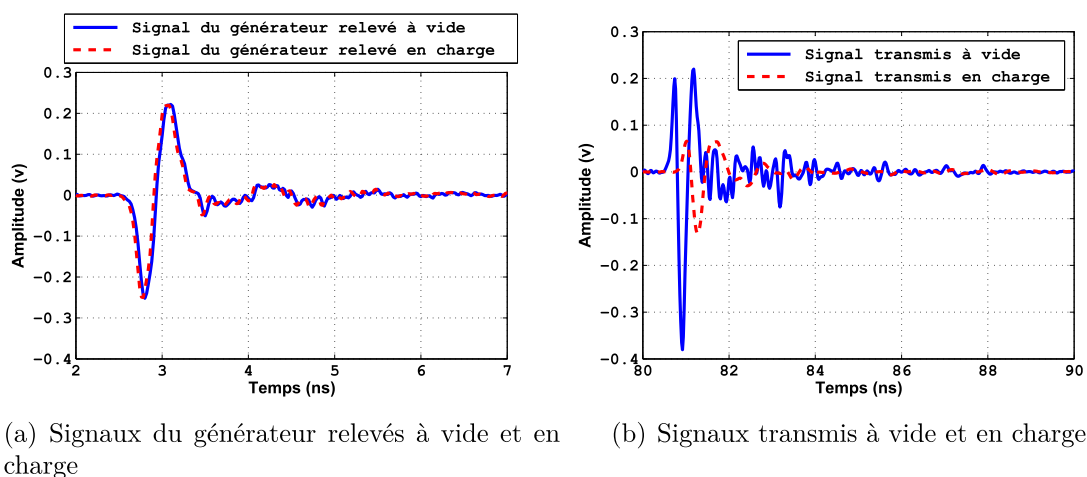


FIGURE 4.26 – Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux transmis à vide et en charge en utilisant le générateur  $g_2$  pour une distance  $d_1 = 1.6m$

La figure 4.26 montre les signaux du générateur relevés et les signaux transmis à vide et en charge en utilisant le générateur  $g_2$  pour une distance  $d_1 = 1.6m$ . Afin

de valider le principe de la réponse impulsionnelle obtenue celle-ci est convoluée au signal transmis à vide obtenu avec le générateur  $g_2$  pour une même distance par rapport à la cloison.

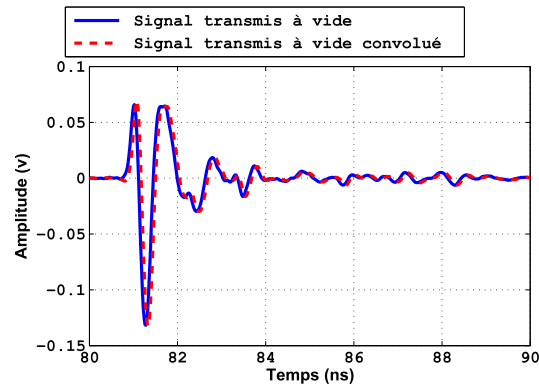
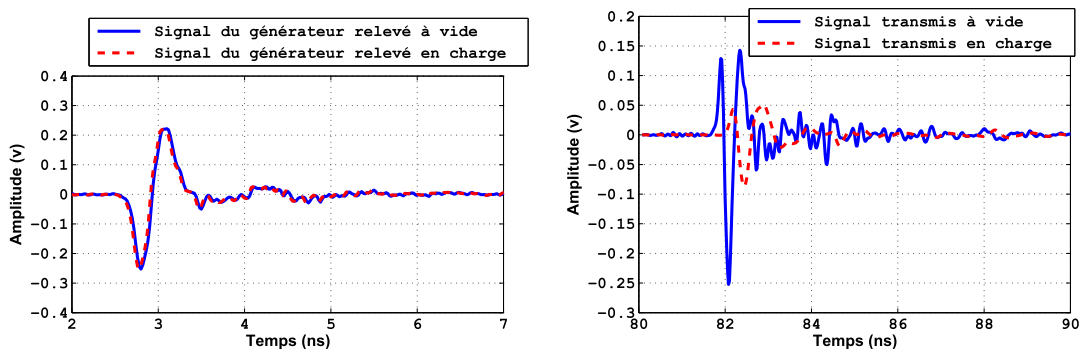


FIGURE 4.27 – Signal transmis à vide et le signal transmis à vide convolué

La figure 4.27 permet de comparer le signal transmis mesuré à celui obtenu par convolution. On remarque que le signal obtenu par convolution correspond bien au signal mesuré par le capteur de champ, validant ainsi le principe de la réponse impulsionnelle.

#### 4.4.2.2 Non influence de la distance antenne d'émission / cloison sur la réponse impulsionnelle en transmission

Dans ce cas, l'antenne d'émission est placée à une distance  $d_2 = 1.9m$  par rapport au mur, alimentée par le générateur  $g_2$ .



(a) Signaux du générateur relevés à vide et en charge (b) Signaux transmis à vide et en charge

FIGURE 4.28 – Les signaux du générateur relevés à vide et en charge et les signaux transmis à vide et en charge en utilisant le générateur  $g_2$  pour une distance  $d_2 = 1.9m$

La figure 4.28 montre respectivement les signaux incidents et les signaux transmis

à vide et en charge en utilisant le générateur  $g_2$  pour une distance  $d_2 = 1.9m$ . Le signal transmis en charge est comparé à celui obtenu par convolution (figure 4.29).

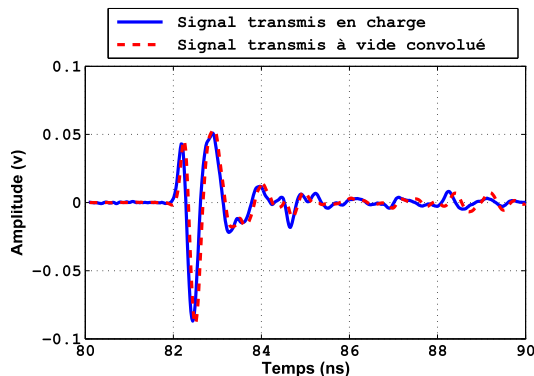


FIGURE 4.29 – Signal transmis en charge et le signal transmis à vide convolué

On remarque que le champ obtenu par convolution correspond bien au champ mesuré par le capteur. La réponse impulsionnelle est validée pour deux distances différentes ce qui montre la non influence de la distance antenne d'émission/cloison en respectant toutefois une distance ne dépassant pas une limite qui conduirait à une tâche de rayonnement trop grande par rapport à la dimension de la cloison.

### 4.4.3 Discussion sur la validité des bancs de mesure en réflexion et en transmission

Les paramètres de répartition  $S_{ij}(f)$  et la réponse impulsionnelle ( $h_{ij}$ ) d'un matériau diélectrique sont liés aux propriétés diélectriques, à la fréquence, à la polarisation, et à l'angle d'incidence. En d'autres termes, ces paramètres sont indépendants des antennes émettrice et réceptrice, du signal d'alimentation, et pour un mur homogène, de leurs distances par rapport au mur sous test.

La méthode de mesure en espace libre exige que la tâche de rayonnement de l'antenne d'émission soit petite comparée à la surface du mur diélectrique, ce qui permet d'éliminer les effets de bords et les effets de diffraction par les arêtes. Souvent, ces effets sont à l'origine de la non reproductibilité des paramètres  $S_{ij}(f)$ .

L'étude menée précédemment a permis de valider le fonctionnement des bancs de mesures en réflexion et en transmission. Elle montre la validité des conditions de mesure impulsionnelle ULB en espace libre.

Selon les configurations choisies et la dimension du mur sous test, les réponses impulsionnelles déduites des mesures en réflexion et en transmission ne sont dépendantes que des caractéristiques diélectriques du mur et sont reproductibles.

Après la validation des bancs de mesures en réflexion et en transmission en utilisant le béton cellulaire comme matériau sous test, deux types des parois sont caractérisées, un mur en pierre et un autre en parpaing.

Différentes configurations de mesures sont prises en compte pour mener une analyse sur l'effet de la distance antenne émettrice/paroi et antenne réceptrice/paroi ainsi que sur l'influence de la position verticale de l'antenne par rapport aux murs diélectriques. Cette étude permet de quantifier l'effet de l'hétérogénéité sur l'évolution des paramètres de répartition. Pour toutes ces raisons, les murs en pierre et en parpaing ont été choisis par rapport à leurs dimensions larges autorisant une analyse détaillée de l'influence des configurations de mesures.

Pour ces mesures impulsionnelles ULB, seul le générateur d'impulsions  $g_3$  est utilisé pour alimenter l'antenne d'émission (antenne ETS). Les parois diélectriques sont illuminées en incidence normale et pour deux polarisations, verticale et horizontale.

## **4.5 Caractérisation diélectrique de parois de bâtiments en utilisant la technique des multiples réflexions ou multiples transmissions**

Dans cette partie, la technique d'extraction des permittivités diélectriques moyenne sur la bande de fréquence n'est pas appliquée en raison des limitations discutées dans les chapitres 1 et 2. L'extraction des paramètres diélectriques est réalisée à partir des paramètres  $S_{ij}(f)$  en utilisant la technique des multiples réflexions et des multiples transmissions. Les échos multiples provenant des aller-retours dans la paroi peuvent dans cette technique être mêlés aux signaux dus à l'interaction du banc de mesure avec son environnement proche, rendant difficile l'application d'un fenêtrage temporel efficace.

### 4.5.1 Caractérisation diélectrique du mur en pierre

Le mur en pierre (figure 4.30) est constitué de plusieurs blocs. L'épaisseur de ce matériau est de 33cm. Les mesures sont réalisées in-situ.



FIGURE 4.30 – Mur en pierre

#### 4.5.1.1 Extraction des paramètres diélectriques du mur en pierre en utilisant la technique des multiples transmissions

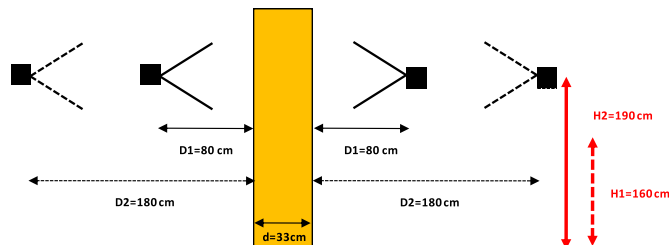
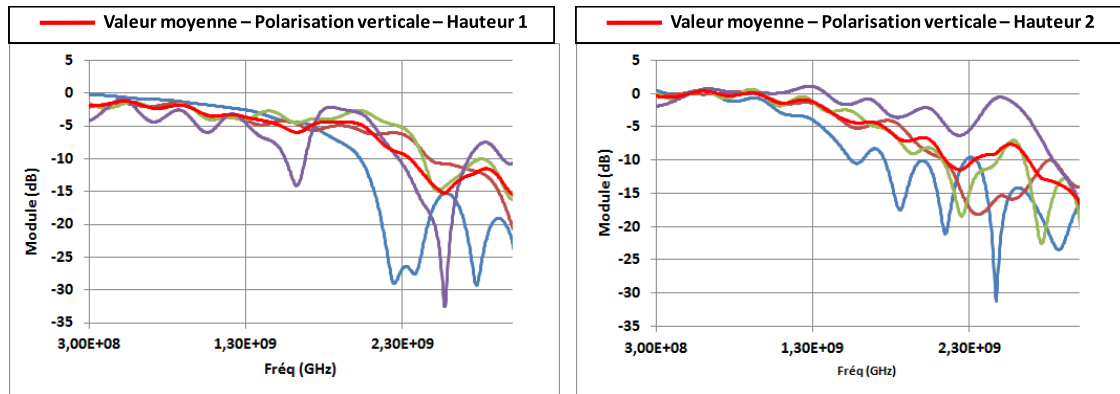


FIGURE 4.31 – Les différentes configurations de mesure en transmission à travers le mur en pierre

Le mur est caractérisé en polarisation verticale et en polarisation horizontale. Les différentes configurations de mesures sont représentées figure 4.31. Deux antennes de type ETS sont utilisées pour l'émission et la réception. L'effet de la distance antenne d'émission/mur en pierre et mur en pierre/antenne réceptrice est testé ainsi que la position verticale des antennes.

Les figures 4.32 et 4.33 montrent les coefficients de transmission obtenus pour deux polarisations et pour deux hauteurs différentes. Pour chaque hauteur et chaque polarisation, différentes distances antennes-cloisons émettrice et réceptrice sont considérées. Ceci est préférable du fait que la mesure a lieu in-situ, ce qui rend

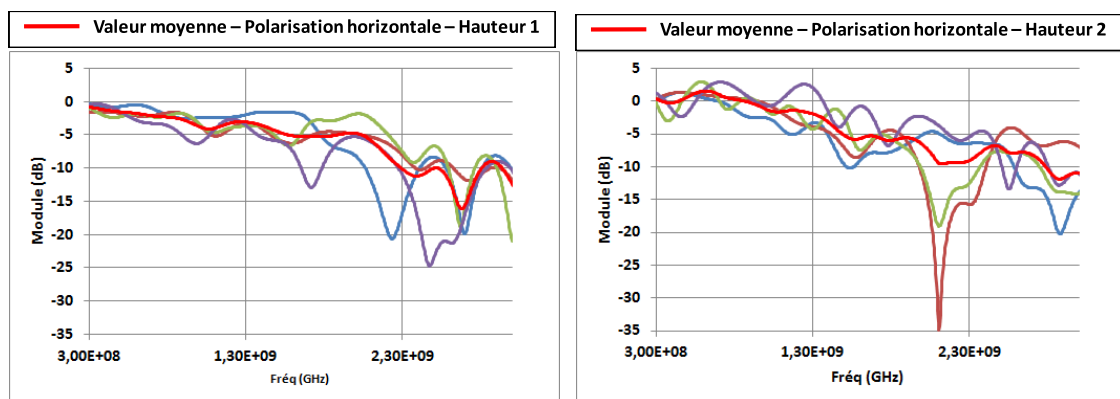
le positionnement des antennes en vis à vis, de part et d'autre de la cloison difficile à réaliser et du fait que la cloison n'est pas homogène.



(a) polarisation verticale, hauteur 1

(b) polarisation verticale, hauteur 2

FIGURE 4.32 – coefficients de transmission obtenus en polarisation verticale pour les hauteurs 1 et 2, à travers le mur en pierre



(a) polarisation horizontale, hauteur 1

(b) polarisation horizontale, hauteur 2

FIGURE 4.33 – coefficients de transmission obtenus en polarisation horizontale pour les hauteurs 1 et 2, à travers le mur en pierre

Dans le cas de la polarisation verticale où l'antenne d'émission est placée à la hauteur 1, les coefficients de transmission pour les différentes configurations décroissent en fonction de la fréquence et varient entre  $0\text{dB}$  et  $-33\text{dB}$  sur la bande de fréquence considérée. En basses fréquences ( $f < 1.3\text{GHz}$ ), les coefficients de transmission ont des allures similaires avec une variation pouvant atteindre  $5\text{dB}$ ; dans la partie haute fréquence, la différence peut devenir plus importante. Dans le cas de la hauteur 2, les coefficients sont similaires en basses fréquences ( $f < 1\text{GHz}$ ), et ils dépassent  $0\text{dB}$  pour quelques fréquences. En hautes fréquences, ils diffèrent de façon plus importante.

En polarisation horizontale et pour la hauteur 1, les coefficients de transmission varient entre  $0dB$  et  $-25dB$ . Ces résultats semblent un peu plus reproductibles en comparaison avec la polarisation verticale et pour la même hauteur. Pour la hauteur 2, les résultats obtenus sont plus ou moins reproductibles et dépassent là encore parfois  $0dB$ .

Pour palier ces problèmes de non reproductibilité des coefficients de transmission, les valeurs moyennes sont calculées en fonction de la fréquence à partir de toutes les configurations discutées ci-dessus afin d'obtenir deux coefficients de transmission respectivement en polarisation verticale et horizontale. La même opération est effectuée sur les phases des coefficients de transmission. Ces valeurs moyennes sont similaires pour les deux polarisations (figure 4.34).

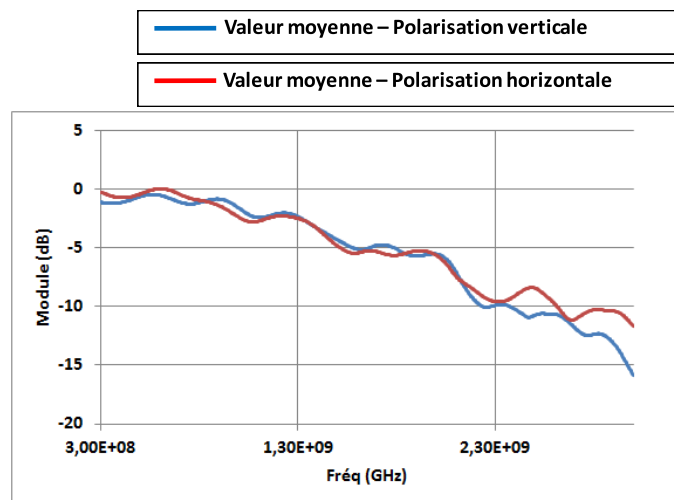
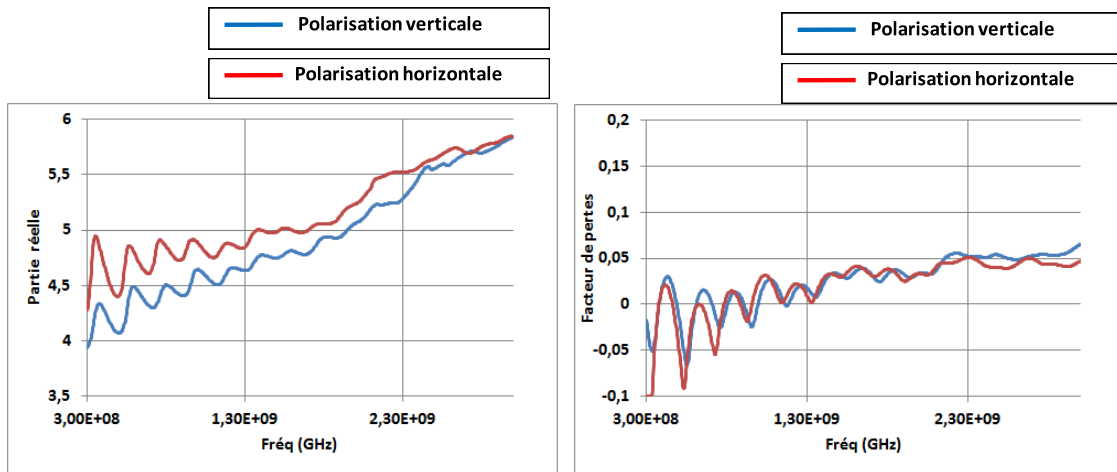


FIGURE 4.34 – coefficients de transmissions moyens pour les deux polarisations verticale et horizontale à travers le mur en pierre

Les caractéristiques diélectriques sont extraites pour les deux polarisations (figure 4.35) en utilisant l'algorithme des multiples transmissions. Les valeurs extraites de la partie réelle pour les deux polarisations croissent en fonction de la fréquence et elles présentent une faible variation entre 4 et 5.8. Elles diffèrent légèrement en basses fréquences et concordent plutôt en haute fréquence.

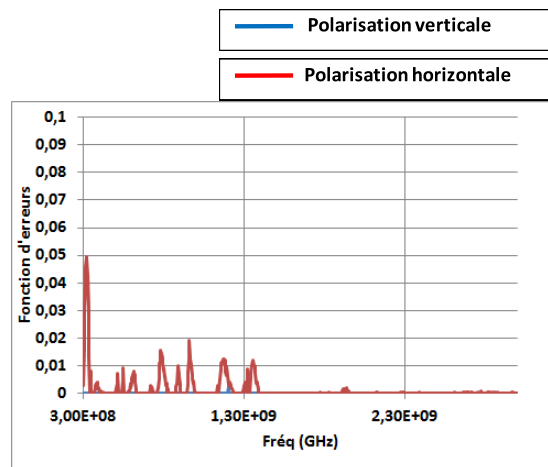
En ce qui concerne l'extraction du facteur de pertes, les valeurs extraites en basses fréquences ne présentent pas de signification physique (valeurs parfois négatives). Elles permettent toutefois de modéliser le comportement de la paroi en transmission pour les deux polarisations.

En haute fréquence, les valeurs extraites sont représentatives du matériau considéré. Les problèmes qui apparaissent en basses fréquences viennent soit de la précision de mesure, soit de l'impossibilité de définir un matériau homogène équivalent à cette structure hétérogène.



(a) La partie réelle

(b) Facteur de pertes



(c) Fonction d'erreur

FIGURE 4.35 – Les caractéristiques diélectriques du mur en pierre extraites en polarisation verticale et horizontale et la fonction d'erreurs

La fonction d'erreurs est minimisée sur toute la bande de fréquence avec une erreur maximale de 0.05 dans la partie basse fréquence.

#### 4.5.1.2 Extraction des paramètres diélectriques du mur en pierre en utilisant la technique des multiples réflexions

Dans cette partie, l'extraction des paramètres diélectriques est réalisée à partir de la mesure du paramètre de réflexion. La figure 4.36 montre les configurations de



mesures réalisées. L'antenne ETS est utilisée en émission et le capteur de champs en réception. Les mesures sont menées en polarisation verticale.

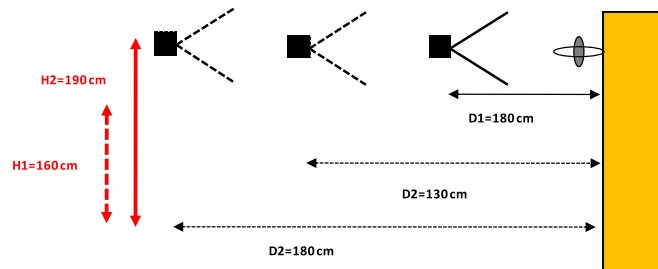
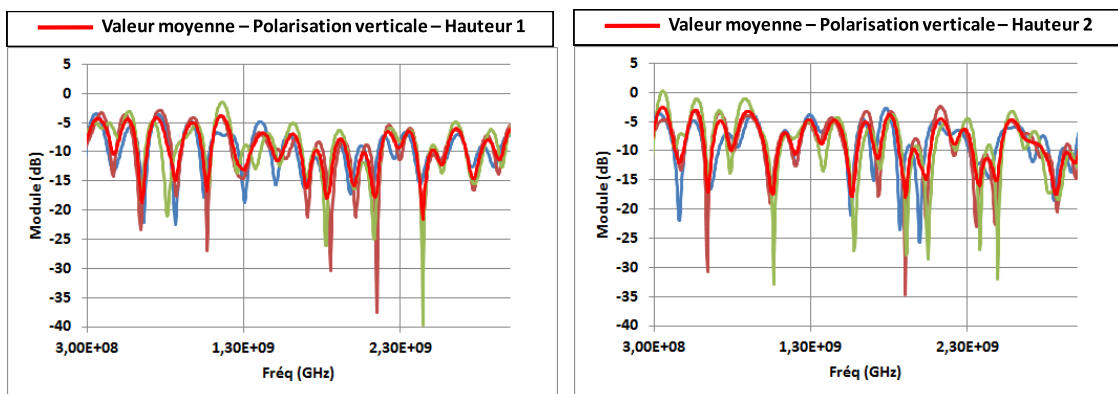


FIGURE 4.36 – Les différentes configurations de mesure en réflexion à travers le mur en pierre

Les configurations considérées permettent d'étudier l'effet de la distance antenne émettrice/mur ainsi que l'effet de la position des points de mesure. Pour chaque hauteur, différentes configurations (distances de l'antenne émettrice) sont étudiées.



(a) polarisation verticale, hauteur 1

(b) polarisation verticale, hauteur 2

FIGURE 4.37 – coefficients de réflexion obtenus en polarisation verticale pour les hauteurs 1 et 2 à travers le mur en pierre

Les coefficients de réflexion pour les différentes configurations en polarisation verticale sont illustrés dans la figure 4.37. Dans le cas où l'antenne est placée à la hauteur 1, les résultats obtenus sont reproductibles et évoluent entre  $-5dB$  et  $-25dB$ . Afin de chercher un coefficient de réflexion moyen (module et phase) en polarisation verticale pour la hauteur considérée, une valeur moyenne est calculée en fonction de la fréquence.

Pour la hauteur 2 et en polarisation verticale, les résultats obtenus sont aussi reproductibles en fonction de la fréquence et présentent des variations assez similaires

au cas précédent. De la même manière que dans le cas précédent, un coefficient de réflexion moyen est calculé.

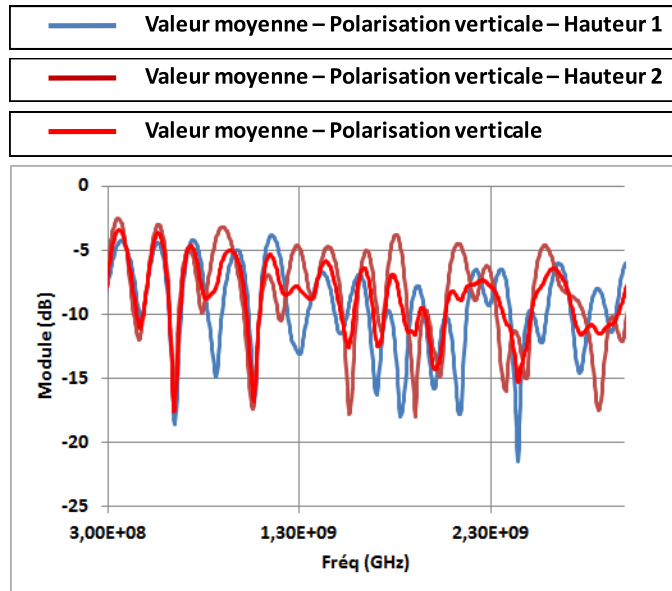
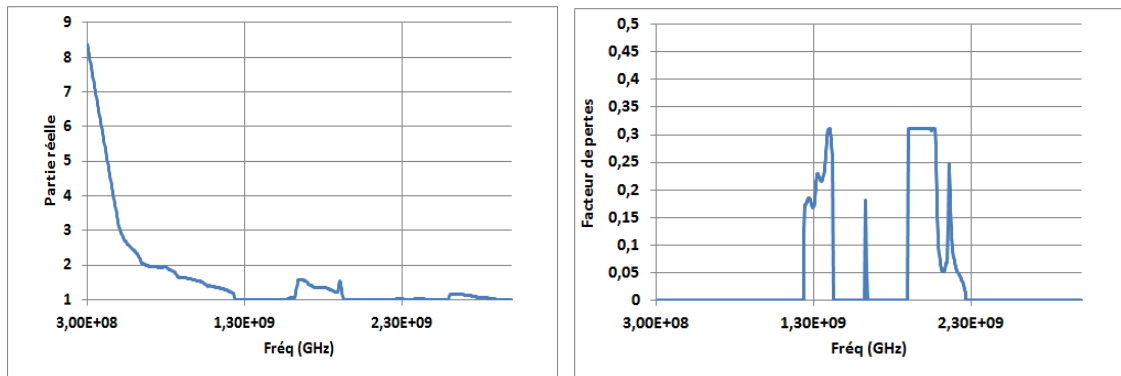


FIGURE 4.38 – coefficients de réflexion moyens en polarisation verticale à travers le mur en pierre

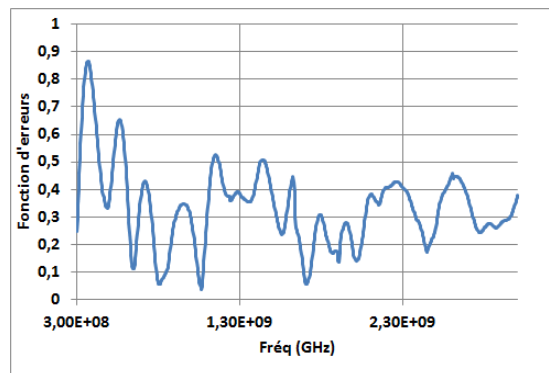
Les coefficients de réflexion pour les deux hauteurs sont illustrés figure 4.38. Ces coefficients concordent en basse fréquence et diffèrent légèrement dans la partie haute fréquence. Une valeur moyenne est calculée permettant d'obtenir un coefficient de réflexion moyen pour les deux hauteurs en polarisation verticale.

Les caractéristiques diélectriques sont extraites en utilisant la technique des multiples réflexions en limitant la variation de la partie réelle de la permittivité complexe (figure 4.39). La partie réelle décroît en fonction de la fréquence : l'extraction présente une difficulté sur quelques fréquences pour lesquelles les résultats peuvent aboutir à une permittivité inférieure à 1. En ce qui concerne le facteur de pertes, la valeur trouvée subit une variation discontinue en fonction de la fréquence. D'autre part, la fonction d'erreurs extraite n'est pas minimisée. Ceci montre l'impossibilité de définir un matériau homogène équivalent au mur en pierre à partir du paramètre de réflexion par cette technique.



(a) La partie réelle

(b) Facteur de pertes



(c) Fonction d'erreurs

FIGURE 4.39 – Les caractéristiques diélectriques du mur en pierre extraites en polarisation verticale et la fonction d'erreurs

### 4.5.2 Caractérisation diélectrique du mur en parpaing

Le mur en parpaing donné figure 4.40 est constitué de plusieurs blocs en parpaing. Il est caractérisé sur place et il présente une épaisseur  $d = 20\text{cm}$ .



FIGURE 4.40 – Mur en parpaing

Ce mur est assez large pour réaliser la mesure impulsionnelle ULB en réflexion

et en transmission.

#### 4.5.2.1 Extraction des paramètres diélectriques du mur en parpaings en utilisant la technique des multiples transmissions

Les différentes configurations de mesures réalisées en transmission sont illustrées figure 4.41. Elles permettent d'étudier l'influence des positions des antennes émettrice et réceptrice par rapport à la paroi diélectrique sous test. Les mesures sont réalisées pour les deux polarisations : verticale et horizontale. Deux antennes ULB sont utilisées, l'antenne ETS en émission et l'antenne VALENTINE en réception.

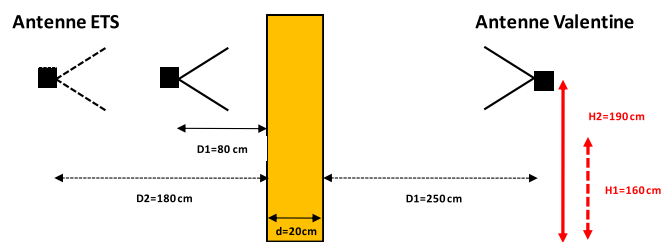
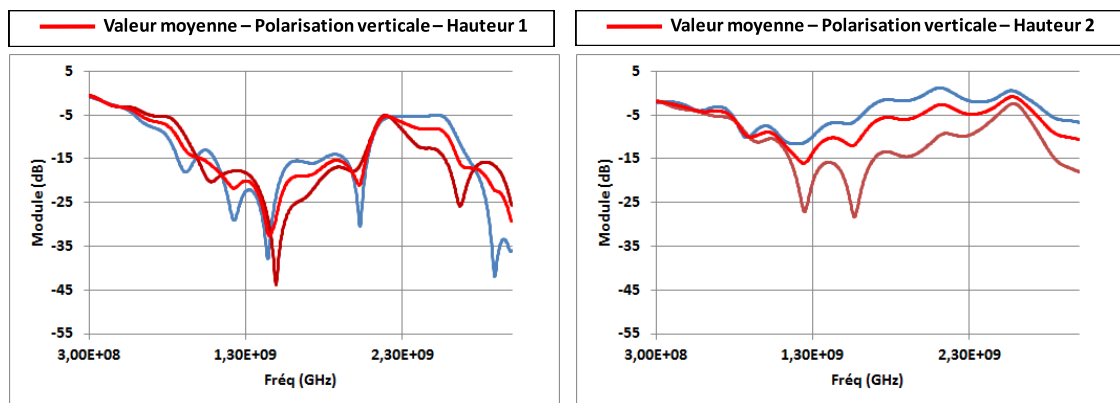


FIGURE 4.41 – Les différentes configurations de mesure en transmission

L'évolution du coefficient de transmission pour les polarisations verticale et horizontale pour deux hauteurs différentes est donnée figures 4.42 et 4.43.



(a) polarisation verticale, hauteur 1

(b) polarisation verticale, hauteur 2

FIGURE 4.42 – coefficients de transmission obtenus en polarisation verticale pour les hauteurs 1 et 2 à travers le parpaing

En polarisation verticale et pour la hauteur 1 (figure 4.42(a)), les coefficients de transmissions obtenus pour deux configurations différentes oscillent entre  $0\text{ dB}$  et  $-45\text{ dB}$  sur la bande de travail et sont plutôt reproductibles. Pour la deuxième position (hauteur 2), les résultats obtenus sont semblables dans la partie basses fréquences ( $f < 1\text{ GHz}$ ) et ils diffèrent plus la fréquence augmente. En conclusion,

pour une même polarisation, la transmission à travers le mur en parpaing diffère selon la hauteur.

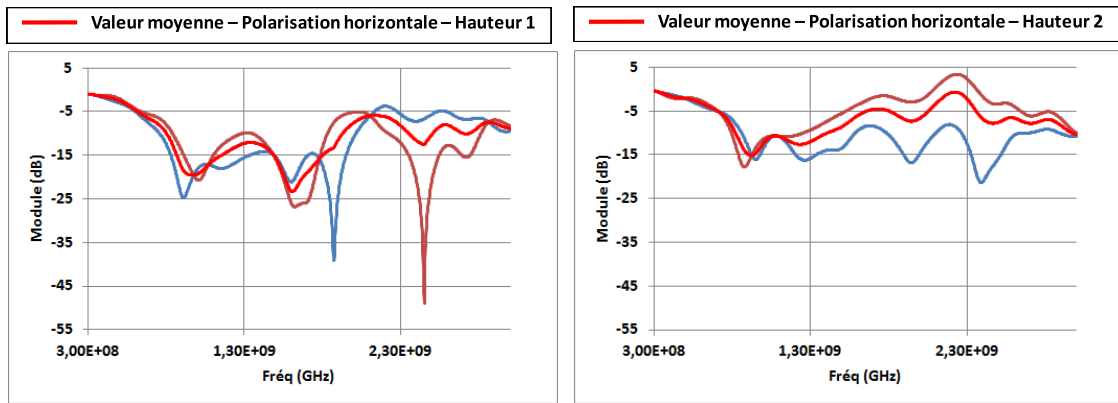


FIGURE 4.43 – Les coefficients de transmission obtenus en polarisation horizontale pour les hauteurs 1 et 2 à travers le parpaing

Dans le cas de la polarisation horizontale (hauteur 1), les courbes obtenues sont analogues en basses fréquences et ont presque les mêmes allures en haute fréquence. Elles varient entre  $0\text{ dB}$  et  $-50\text{ dB}$  en fonction de la fréquence. Pour la hauteur 2 et pour la même polarisation, les courbes varient entre  $5\text{ dB}$  et  $-20\text{ dB}$  en dépassant  $0\text{ dB}$  sur quelques fréquences autour de  $2.2\text{ GHz}$ . Ce dépassement est dû soit à une erreur de positionnement des antennes (décalage entre mesure à vide et en charge) soit à un phénomène de diffraction dans le matériau.

En conclusion, selon la hauteur, les courbes obtenues ne sont pas reproductibles en fonction de la fréquence. Ceci vient de l'hétérogénéité du mur en parpaing. Pour chaque hauteur, la traversée du mur n'est pas unique car le mur en parpaing est un matériau alvéolaire qui ne présente pas de symétrie horizontale et verticale.

Pour contourner ce problème, deux coefficients de transmissions moyens (module et phase) sont calculés pour les deux polarisations verticale et horizontale comme le montre la figure 4.44. Pour les deux polarisations, les courbes sont identiques en basses fréquence et diffèrent légèrement plus haut en haute fréquence.

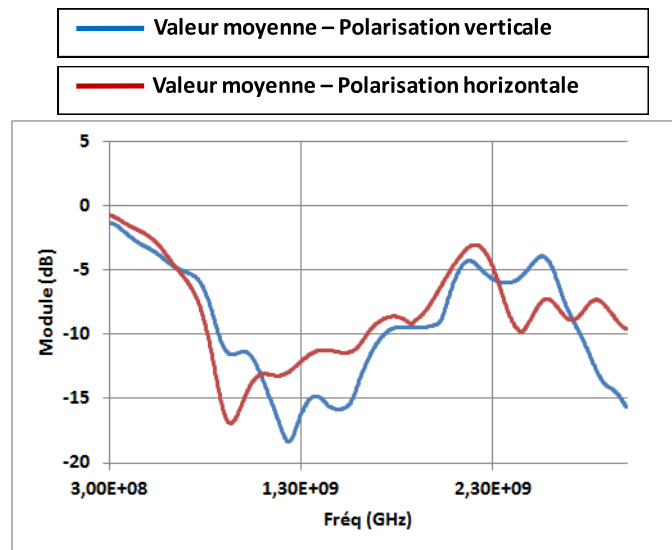
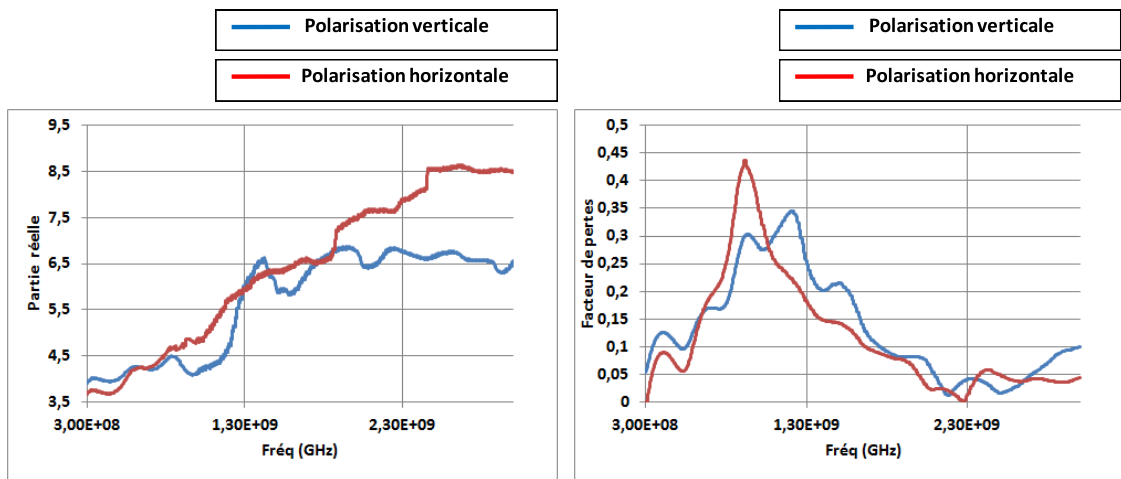


FIGURE 4.44 – coefficients de transmissions moyens pour les deux polarisations verticale et horizontale à travers le mur en parpaing

Les caractéristiques diélectriques du parpaing sont extraites en polarisations verticale et horizontale (figure 4.45).

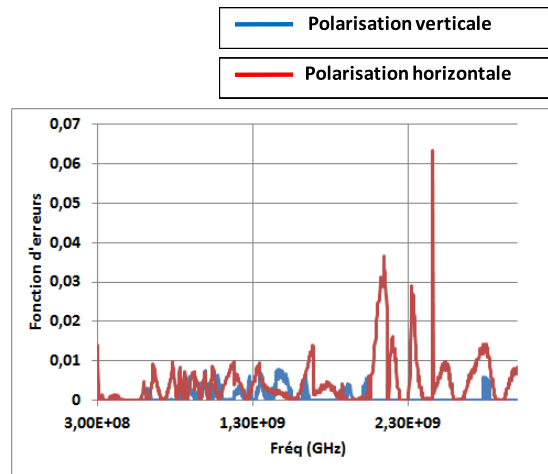
Les parties réelles extraites de la permittivité diélectrique complexe augmentent avec la fréquence et varient entre 3.5 et 8.5. Elle sont comparables dans la partie basses fréquences et différentes en hautes fréquences ( $f > 2GHz$ ) selon la polarisation.

En ce qui concerne les facteurs de pertes extraits, ils varient entre 0 et 0.45. Ils présentent une allure similaire avec une faible différence autour de  $1GHz$ . D'autre part, les fonctions d'erreurs sont minimales sur toute la bande de fréquence considérée.



(a) La partie réelle

(b) Facteur de pertes



(c) Fonction d'erreurs

FIGURE 4.45 – Les caractéristiques diélectriques du parpaing extraites en polarisation verticale et horizontale et la fonction d'erreurs

#### 4.5.2.2 Extraction des paramètres diélectriques du parpaing en utilisant la technique des multiples réflexions

Deux configurations sont réalisées pour mesurer le coefficient de réflexion sur le mur en parpaing (figure 4.46) ainsi que trois hauteurs différentes pour étudier l'effet de l'hétérogénéité sur le coefficient de réflexion.

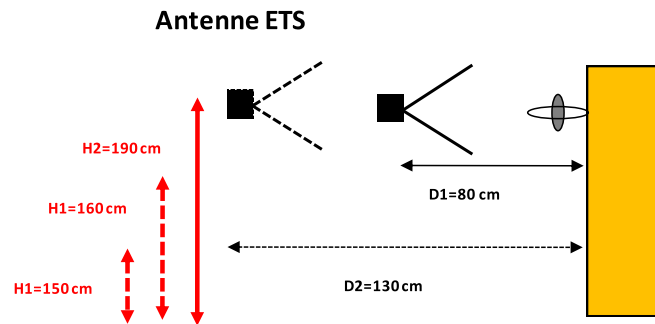
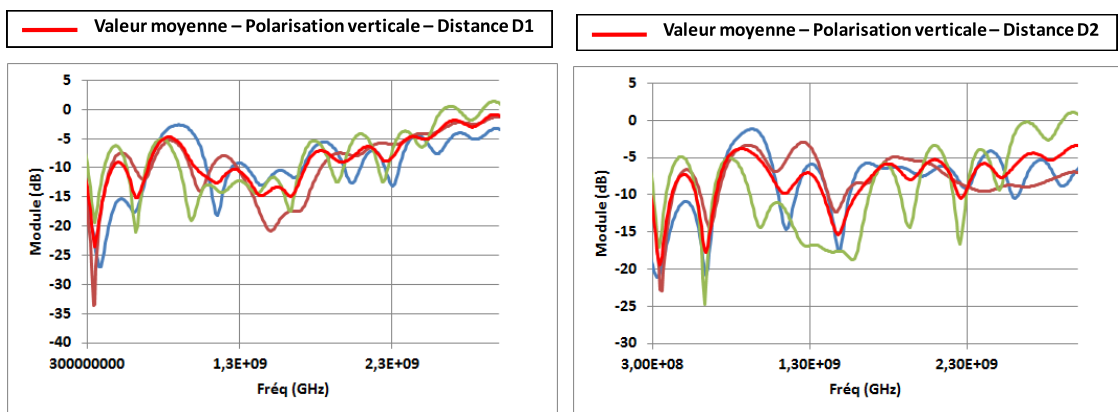


FIGURE 4.46 – Les différentes configurations de mesures en réflexion à travers le parpaing

Les coefficients de réflexions en polarisation verticale, pour différentes hauteurs et distances sont donnés figure 4.47.



(a) polarisation verticale, distance D 1

(b) polarisation verticale, D 2

FIGURE 4.47 – coefficients de réflexion obtenus en polarisation verticale pour les distance 1 et 2 à travers le mur en parpaing

Lorsque l'antenne d'émission est placée à une distance D1, et pour différents points de mesures (plusieurs hauteurs), on remarque que les coefficients de réflexions obtenus ont des allures similaires. Ils varient entre  $0\text{ dB}$  et  $-35\text{ dB}$  sur la bande de fréquence. La partie basse fréquence est peu réfléchi tandis que la partie haute fréquence l'est presque totalement. Dans le cas où l'antenne d'émission est placée à une distance D2, les paramètres de réflexion sont assez proches des résultats précédents.



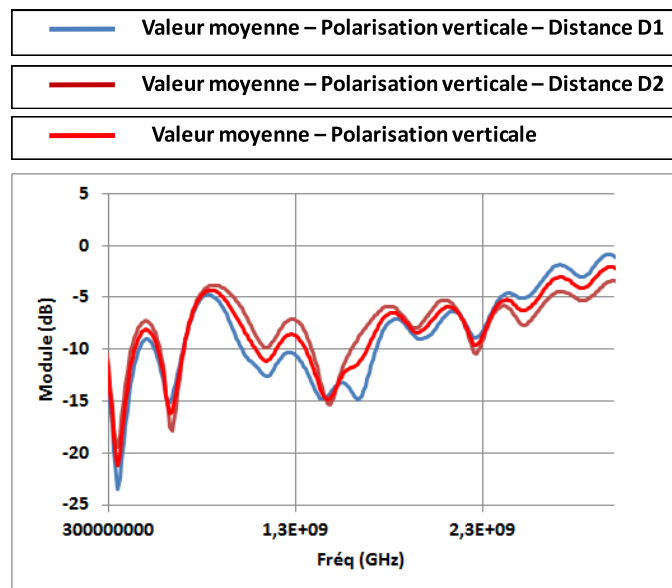


FIGURE 4.48 – coefficients de réflexion moyens en polarisation verticale à travers le parpaing

Sur la figure 4.48, on peut voir les coefficients de réflexions moyens obtenus pour les deux cas précédents. On constate la reproductibilité des coefficients de réflexions moyens. Un seul coefficient de réflexion en polarisation verticale est calculé et utilisé dans la suite pour l'extraction des paramètres diélectriques.

Les caractéristiques diélectriques extraites du coefficient de réflexion en polarisation verticale sont données figure 4.49. La partie réelle décroît en fonction de la fréquence et varie entre 1 et 6 sur une large bande de fréquence. Autour de la fréquence  $f = 1.3 GHz$ , on constate une difficulté à extraire la partie réelle de la permittivité complexe. Le facteur de pertes présente une discontinuité en fonction de la fréquence et varie entre 0 et 0.7. En ce qui concerne la fonction d'erreur, elle n'est pas minimisée ( $E(f) > 0.1$ ). En d'autres termes, les valeurs extraites de la permittivité ne représentent pas une extraction physique des paramètres diélectriques.

En conclusion, on constate qu'il est impossible de définir un matériau homogène équivalent au mur en parpaing à partir des mesures en réflexion et de ce mode d'extraction.

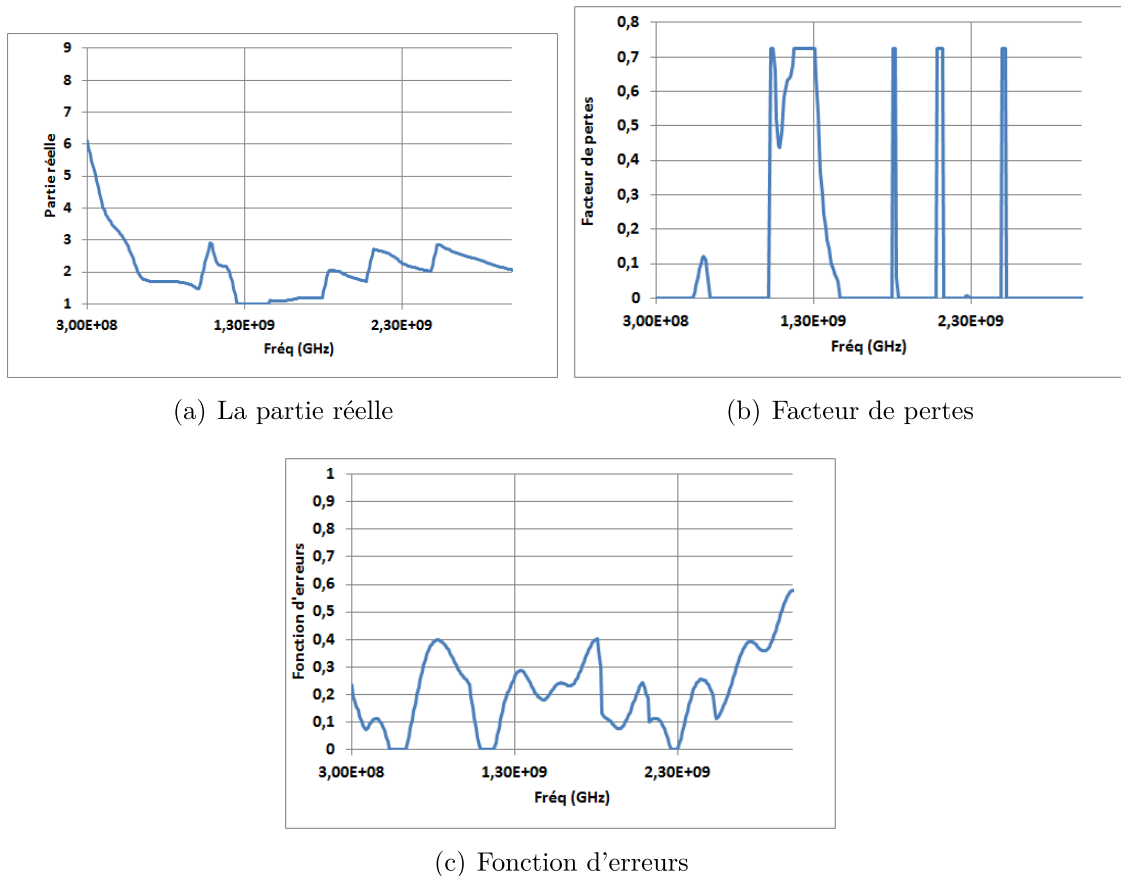


FIGURE 4.49 – Les caractéristiques diélectriques du parpaing extraites en polarisation verticale et la fonction d’erreur

### 4.5.3 Discussion sur les paramètres $S_{ij}(f)$ mesurés et les caractéristiques diélectriques extraites en réflexion et en transmission

L’étude a porté sur les effets des positions et des hauteurs des antennes d’émission et de réception ainsi que de la polarisation. Il est à noter que les paramètres de répartition ne sont pas reproductibles et dépassent  $0dB$  pour quelques fréquences selon la configuration.

Théoriquement, pour un matériau homogène, en assurant les bonnes conditions de mesure, les paramètres  $S_{ij}(f)$  sont uniques et indépendants des positions des antennes émettrice et réceptrice. Ils ne sont liés qu’aux caractéristiques diélectriques intrinsèques des matériaux. Les bonnes conditions de mesure exigent l’élimination d’effet de bords et des échos parasites qui viennent de l’environnement de mesure.

Dans le cas où les matériaux sont hétérogènes (murs en pierre et parpaing), les

paramètres  $S_{ij}(f)$  ne sont pas uniques. Ils sont liés directement aux caractéristiques diélectriques intrinsèques formant les murs et à leurs structures géométriques.

En effet, souvent les problèmes de mesure viennent de l'hétérogénéité des parois diélectriques. Ils sont liés à la dimension de la tache de rayonnement par rapport à la structure géométrique de la paroi à caractériser et à la longueur d'onde. En ce qui concerne la tache de rayonnement, l'étude préliminaire a permis de montrer qu'elle est contenue dans la surface du mur à caractériser. Cependant, la tache de rayonnement d'antenne émettrice sur le mur grandit avec la distance par rapport au mur. Par ailleurs, du fait de la directivité de l'antenne, la tache diminue quand la fréquence augmente.

Pour une distance donnée en basse fréquence, la mesure permet de caractériser un phénomène moyen à travers le mur. En d'autres termes, il est possible de minimiser l'effet de l'hétérogénéité. En haute fréquence, la mesure à travers la paroi diélectrique est plus localisée.

En transmission, deux antennes émettrice et réceptrice sont utilisées, ce qui permet de moyenniser les champs mesurés par l'antenne réceptrice. En réflexion, la réception est réalisée à travers le capteur de champ, ce qui reste une mesure ponctuelle par rapport à la dimension de la tache de rayonnement sur le mur.

Lorsque le matériau est homogène, le champ électromagnétique traverse le même chemin à travers la paroi diélectrique pour toutes les configurations (hauteurs, distances). Ceci n'est plus vrai dans le cas d'un matériau inhomogène, ce qui peut expliquer un paramètre de transmission parfois supérieur à  $0dB$ .

Les mesures sont réalisées in-situ en réflexion et en transmission. Elles nécessitent deux mesures, une à vide et une autre en charge en gardant exactement les mêmes distances (antennes/mur) ce qui n'est pas toujours réalisable avec une grande précision.

Par rapport à cette discussion, les différents phénomènes cités ci-dessus permettent de mettre en évidence les sources d'erreurs de mesures et les phénomènes physiques observés sur les paramètres de répartition.

Les caractéristiques diélectriques sont déduites respectivement des coefficients

moyens de réflexion et de transmission. En transmission, pour le mur en pierre et pour le mur en parpaing, il est possible de définir un matériau homogène équivalent. En réflexion, la mesure est complexe et l'extraction d'un mur homogène équivalent reste délicate.

## **4.6 Caractérisation diélectrique des parois de bâtiment par identification des trajets multiples - Application de l'algorithme CLEAN**

Les caractéristiques diélectriques du mur en pierre et du mur en parpaing ont été extraites en utilisant la technique des multiples réflexions ou multiples transmissions. Cette technique a été appliquée lorsque l'identification des trajets multiples était non directement applicable.

L'extraction des paramètres diélectriques en réflexion pour les murs en pierre et en parpaing ne permet pas d'obtenir des modèles physiques de la partie réelle et de facteur de pertes. Pour ces raisons, l'algorithme CLEAN n'est appliqué qu'en transmission.

Cette partie présente une application de l'algorithme dans le but de dissocier les trajets multiples en transmission à travers le mur en pierre et en parpaing. Les caractéristiques diélectriques sont déduites du coefficient de transmission relatif au trajet 1.

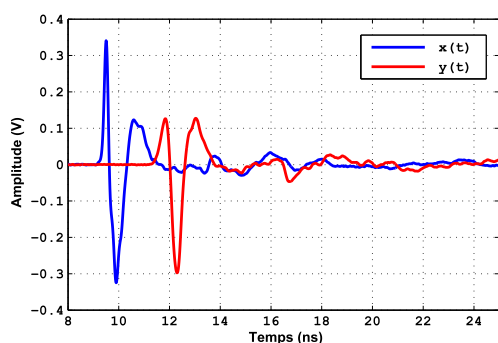
Dans la suite, l'algorithme de CLEAN est appliqué sur les signaux mesurés bruts (sans fenêtrage). Dans ce cas, les signaux sont la superposition des trajets multiples dans le matériau à caractériser et des échos qui viennent de l'environnement de mesure.

### **4.6.1 Application de l'algorithme CLEAN sur le mur en pierre**

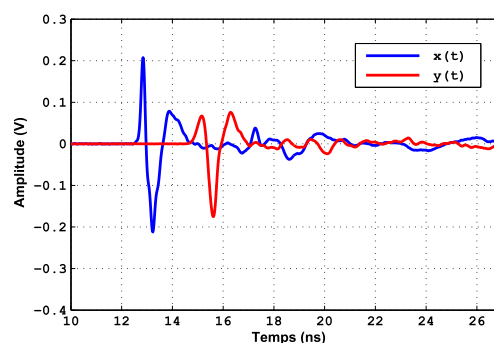
Dans cette partie, l'algorithme de CLEAN est appliqué au mur en pierre en transmission. L'étude est réalisée sur les configurations illustrées figure 4.32(a)

(polarisation verticale, hauteur  $h_1 = 160\text{cm}$ ).

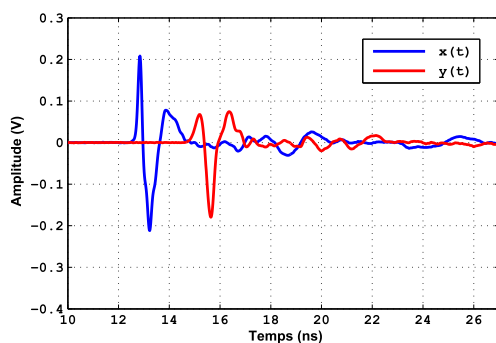
Pour les différentes configurations en polarisation verticale, les signaux temporels bruts sont donnés figure 4.50. La dissociation des trajets multiples est impossible. En utilisant les écarts temporels entre les signaux incident  $x(t)$  et transmis  $y(t)$ , le retard propre correspondant au trajet 1 est estimé à  $2.2\text{ ns}$ . En d'autres termes, le retard propre correspondant au trajet 2 vaut  $6.6\text{ ns}$ .



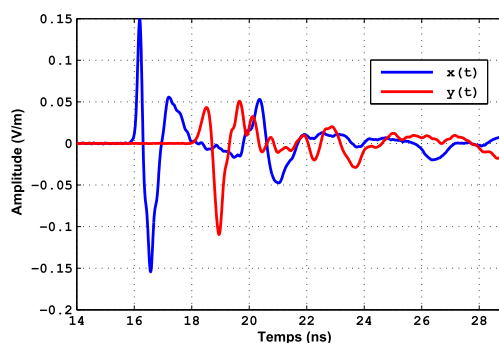
(a) Configuration 1 ( $D1 = D2 = 80\text{ cm}$ )



(b) Configuration 2 ( $D1 = 80\text{ cm}, D2 = 180\text{ cm}$ )



(c) Configuration 3 ( $D1 = 180\text{ cm}, D2 = 80\text{ cm}$ )



(d) Configuration 4 ( $D1 = D2 = 180\text{ cm}$ )

FIGURE 4.50 – Les signaux temporels bruts pour les différentes configurations de mesures en transmission à travers le mur en pierre

L'algorithme CLEAN est appliqué sur chacune des configurations citées ci-dessus. La figure 4.51 montre la réponse impulsionnelle brute comparée à la réponse impulsionnelle finale.

En ce qui concerne les configurations 1 et 2, les trajets 1 et 2 sont dissociés mais il est important d'étudier l'influence du fenêtrage sur l'extraction des caractéristiques diélectriques. La configuration 3 conduit à l'identification la plus précise des trajets multiples. La dernière configuration montre une difficulté pour la séparation des trajets multiples.

En conclusion, il est clair que la configuration 3 semble la meilleure configuration pour une identification sans ambiguïté des trajets multiples en transmission à travers le mur en pierre.

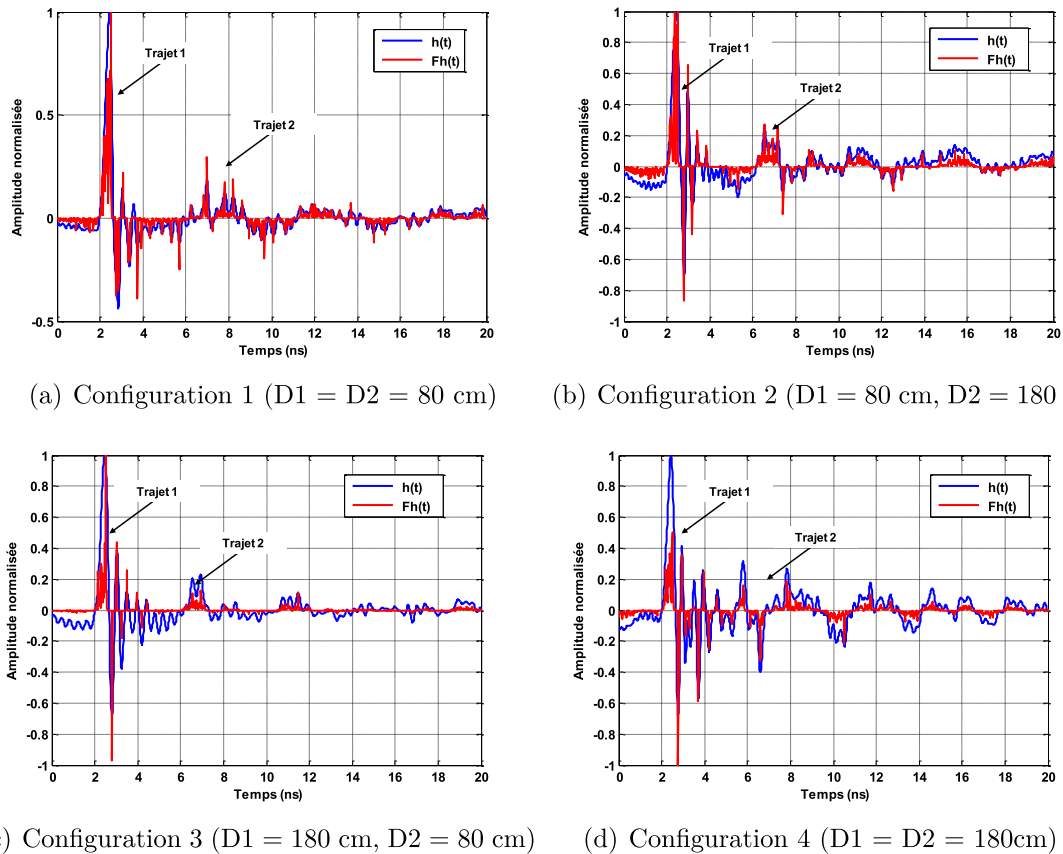
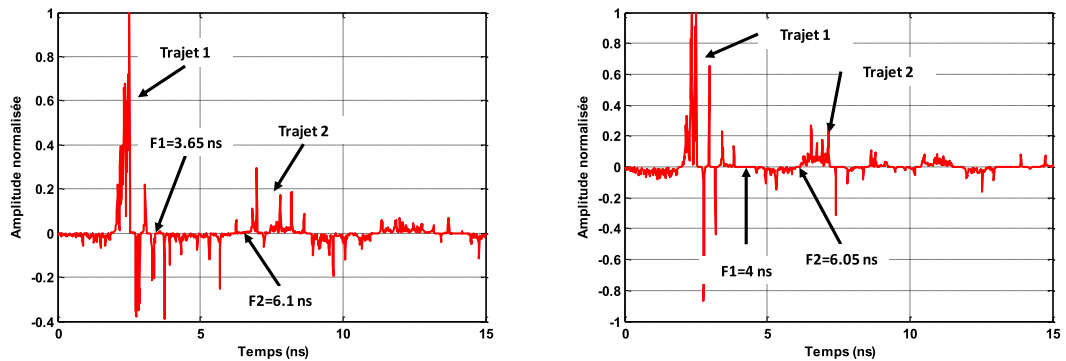


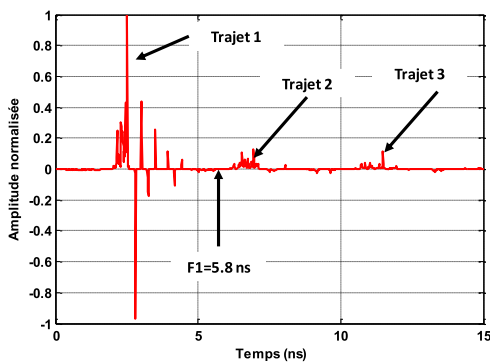
FIGURE 4.51 – La réponse impulsionnelle brute comparée à la réponse impulsionnelle finale obtenue par CLEAN pour les différentes configurations de mesure en transmission à travers le mur en pierre

Après l'obtention des réponses impulsionnelles finales par l'algorithme CLEAN, différentes fenêtres temporelles sont analysées afin d'avoir l'influence du fenêtrage temporel sur les paramètres diélectriques extraits en utilisant le coefficient de transmission relatif au trajet 1. Les différentes fenêtres temporelles pour les différentes configurations sont données figure 4.52.

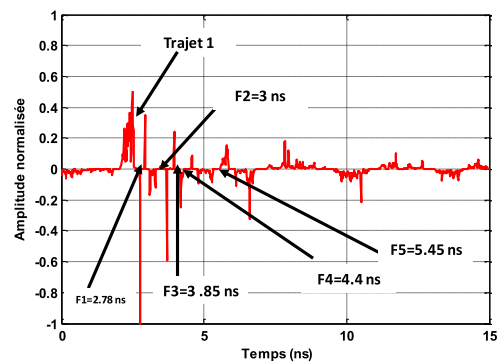


(a) Configuration 1 ( $D1 = D2 = 80$  cm)

(b) Configuration 2 ( $D1 = 80$  cm,  $D2 = 180$  cm)



(c) Configuration 3 ( $D1 = 180$  cm,  $D2 = 80$  cm)



(d) Configuration 4 ( $D1 = D2 = 180$  cm)

FIGURE 4.52 – La réponse impulsionnelle finale obtenue par CLEAN pour les différentes configurations de mesure en transmission à travers le mur en pierre et les différentes fenêtres temporelles analysées

Sur la figure 4.53 sont représentées les caractéristiques diélectriques extraites paramétrées par le fenêtrage temporel. Les figures 4.53(a) et 4.53(b) montrent les caractéristiques diélectriques obtenues en utilisant le coefficient de transmission relatif au trajet 1 pour les configurations 1, 2 et 3 comparés aux caractéristiques diélectriques déduites par la techniques des multiples transmissions considérées comme référence.

On remarque que pour la configuration 1 et pour les deux fenêtres temporelles prises en compte, les parties réelles sont similaires à la partie réelle de référence au dessous de  $2.3\text{ GHz}$ . En ce qui concerne les facteurs de pertes, ils sont similaires au facteur de pertes de référence dans la bande  $[1\text{ GHz} - 1.8\text{ GHz}]$ .

La partie réelle extraite en configuration 3 est bien analogue à la partie réelle de référence. Par rapport au facteur de pertes extrait, ils sont similaires au dessus de  $1\text{ GHz}$ . Avec l'identification des trajets multiples et l'extraction des caractéristiques

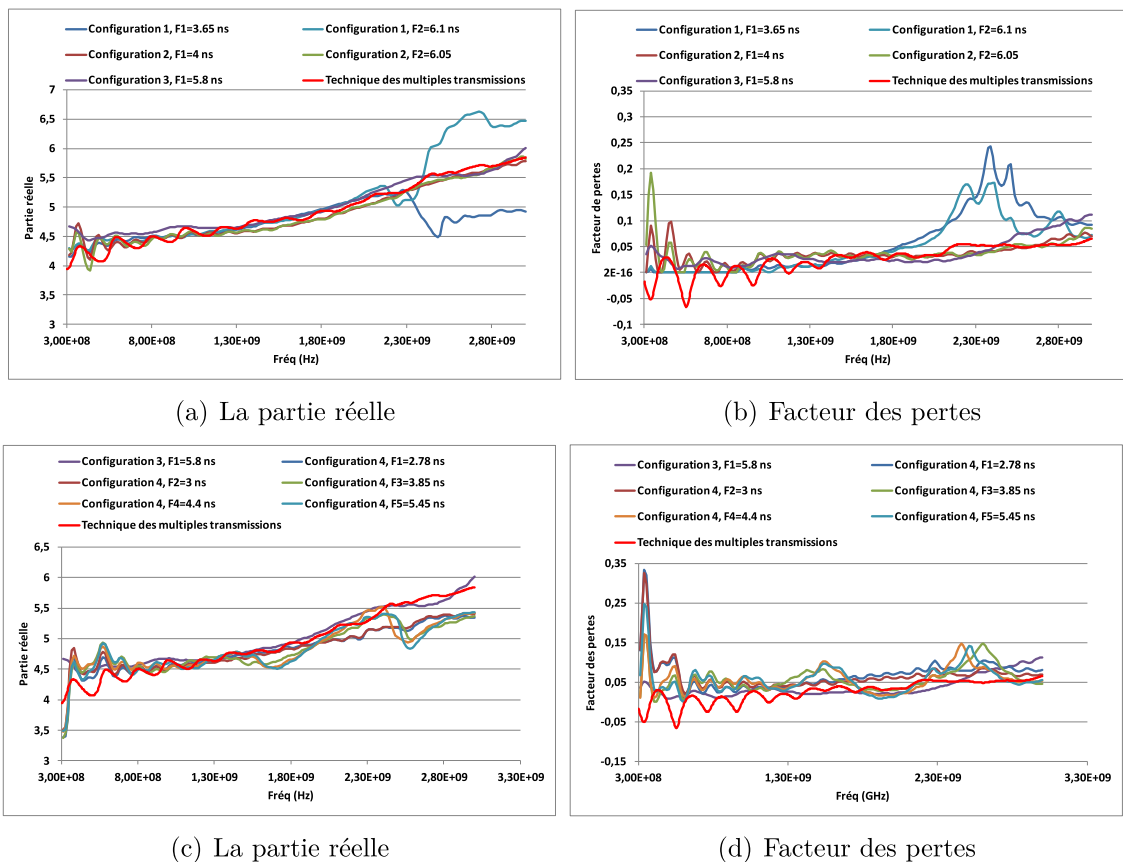


FIGURE 4.53 – Les caractéristiques diélectriques extraites en utilisant le trajet 1 paramétrées en fonction du fenêtrage temporel.

diélectriques en utilisant le trajet 1, un facteur de pertes physique est bien déterminé.

Pour la configuration 4, plusieurs fenêtres temporelles sont appliquées. L'extraction de la partie réelle pour les différentes fenêtres temporelles semble bien similaire aux caractéristiques diélectriques de référence. Les facteurs des pertes extraits sont proches des valeurs de référence.

En conclusion, l'algorithme CLEAN permet de dissocier les trajets multiples et l'extraction des caractéristiques diélectriques est obtenu en utilisant le seul trajet 1. Elle conduit à un modèle physique des paramètres diélectriques.

#### 4.6.2 Application de l'algorithme CLEAN sur le mur en parpaing

L'algorithme de CLEAN est appliqué au mur en parpaing. L'étude est réalisée sur les configurations illustrées figure 4.42(a) (polarisation verticale, hauteur  $H_1=160\text{cm}$ ). Les signaux temporels bruts des différentes configurations sont



données figure 4.54.

De la même manière que dans la partie précédente, l'algorithme CLEAN est appliqué sur chacun des cas illustrés ci-dessous. Les réponses impulsionnelles brutes et finales sont montrées figure 4.55. L'influence du fenêtrage est là aussi analysé.

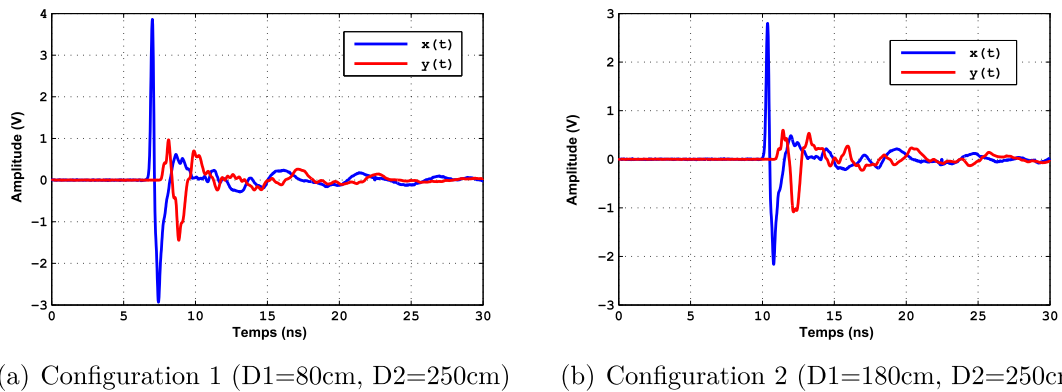


FIGURE 4.54 – Les signaux temporels bruts pour les différentes configurations de mesure en transmission à travers le parpaing

Sur la figure 4.55, on peut voir les réponses impulsionnelles brutes comparées aux réponses impulsionnelles finales obtenues par CLEAN. Pour chacune des deux configurations, un seul trajet est détecté.

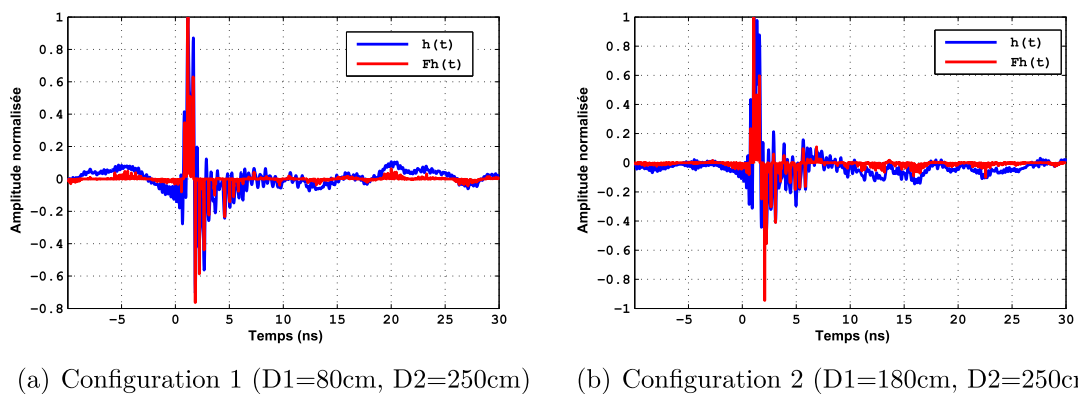
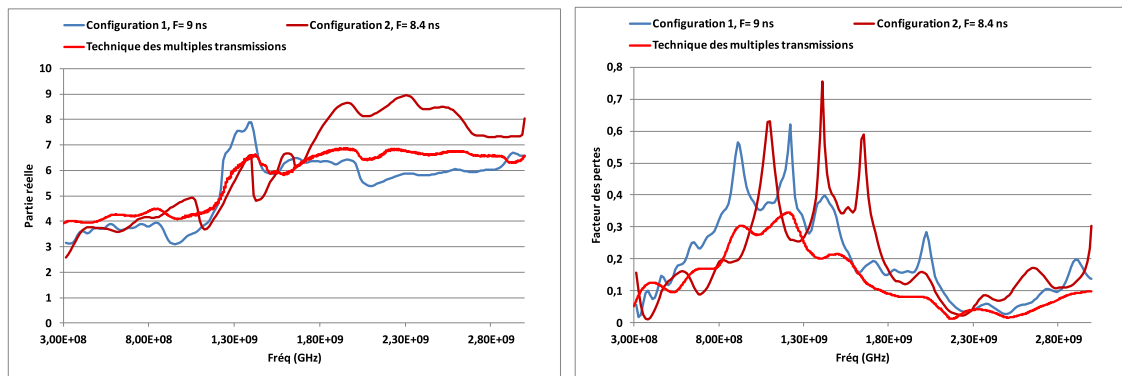


FIGURE 4.55 – Les signaux temporels bruts pour les différentes configurations de mesures en transmission à travers le parpaing

Les caractéristiques diélectriques sont déduites du coefficient de transmission relatif au trajet 1 comparées aux caractéristiques diélectriques déterminées en utilisant la technique des multiples transmissions (figure 4.56). Les parties réelles varient entre 2 et 9 et sont comparables aux résultats obtenus en utilisant la technique des multiples transmissions. En ce qui concerne les facteurs de pertes, les



(a) La partie réelle

(b) Facteur des pertes

FIGURE 4.56 – Les caractéristiques diélectriques extraites en utilisant le trajet 1 paramétrées en fonction du fenêtrage temporel.

valeurs extraites sont comparables pour les deux configurations. Ces valeurs restent différentes des valeurs extraites en utilisant la technique de multiples transmissions autour de  $1\text{ GHz}$ . Il faut toutefois noter que contrairement aux cas des modèles extraits après l'algorithme de CLEAN, ceux déduits de la technique des multiples transmissions ont été obtenus après moyennage des réponses relatives aux différentes configurations.

### 4.6.3 Conclusion sur l'identification des trajet multiples par l'algorithme CLEAN

L'algorithme CLEAN adapté à l'identification des trajets multiples a été appliqué sur deux types de murs diélectriques. Il s'appuie sur les signaux temporels mesurés bruts afin de déterminer la réponse impulsionnelle finale permettant de distinguer les trajets multiples.

La difficulté de pratiquer un fenêtrage temporel des signaux mesurés en charge a été évoqué précédemment. Dans ce cas l'utilisation du fenêtrage classique soit pour éliminer les trajets multiples ou soit pour identifier les trajets multiples était impossible.

D'autres part, les algorithmes d'extraction des caractéristiques diélectriques en transmission et en réflexion nécessitent un fenêtrage temporel classique pour déterminer les paramètres de répartition afin de déterminer les caractéristiques diélectriques. De plus il faut borner la variation de la partie réelle d'une fréquence à une autre pour trouver la bonne solution (solution physique) et dans le cas d'une mauvaise estimation du fenêtrage temporel, il est possible de trouver des solutions qui

ne sont pas physiques.

En utilisant l'algorithme CLEAN, les solutions multiples discutées précédemment, en utilisant les techniques de multiples trajets sont écartées et l'extraction des propriétés diélectriques devient possible en utilisant le coefficient de transmission relatif au trajet 1.

En conclusion, cet algorithme permet d'extraire le modèle diélectrique d'une cloison en limitant la fenêtre d'analyse et de ce fait permet d'éliminer plus facilement l'influence de l'environnement de mesure.

## 4.7 Discussion sur la validité du modèle diélectrique extrait du parpaing via une simulation électromagnétique

Ce paragraphe est consacré à la modélisation électromagnétique du mur en parpaing afin de déterminer un modèle diélectrique en utilisant le coefficient de transmission.

La simulation est réalisée en utilisant deux antennes ULB de type VALENTINE, une en émission et une autre en réception. Le mur est réalisé en utilisant plusieurs blocs de parpaing. L'épaisseur de la paroi modélisée est de 20 cm.

La figure 4.57 montre les dimensions du bloc en parpaing élémentaire utilisé pour réaliser le mur à caractériser.

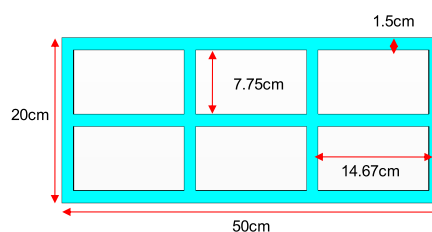


FIGURE 4.57 – Bloc de parpaing

Il est constitué de béton et d'air et le modèle choisi pour le béton est celui proposé par CST et représenté ci-dessous. Dans la suite, ce modèle est considéré comme référence.

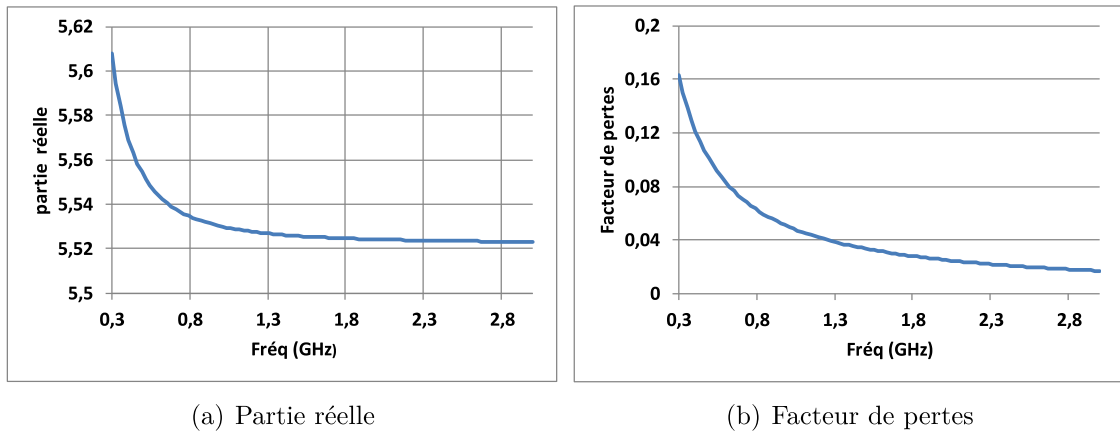


FIGURE 4.58 – Les caractéristiques diélectriques du béton proposé par CST.

La figure 4.59 montre la configuration de simulation électromagnétique choisie pour caractériser le mur en parpaing. Les dimensions sont de  $3\text{ m}$  en largeur et  $3\text{ m}$  en hauteur. Les antennes d'émission et de réception sont placées à  $1,8\text{ m}$  de part et d'autre du mur. L'antenne d'émission est alimentée avec le signal issu du générateur  $g3$ .

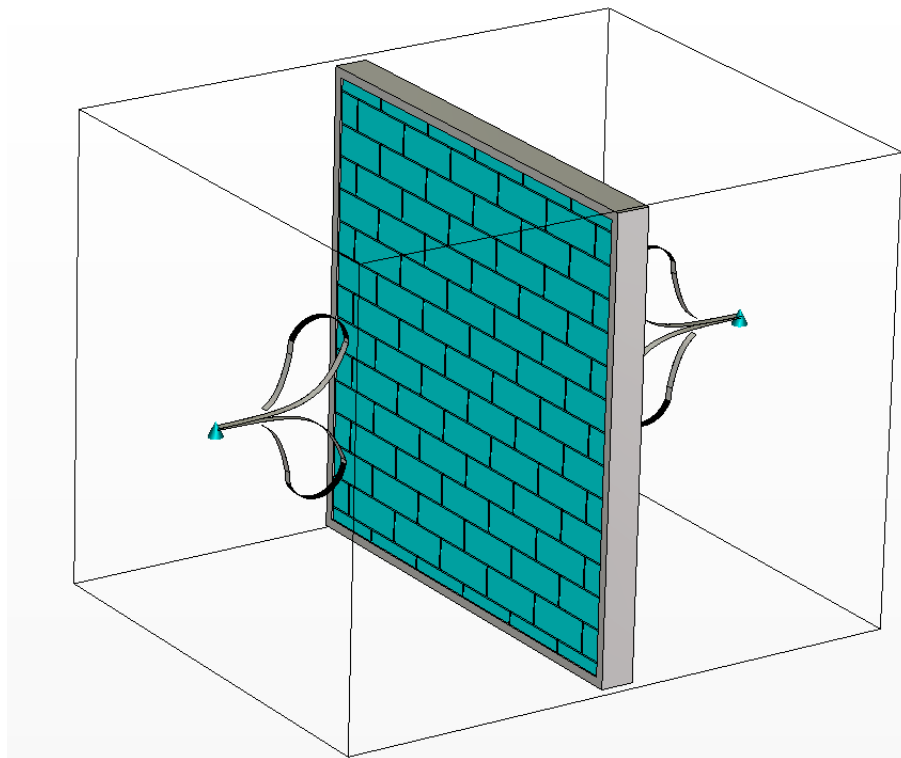
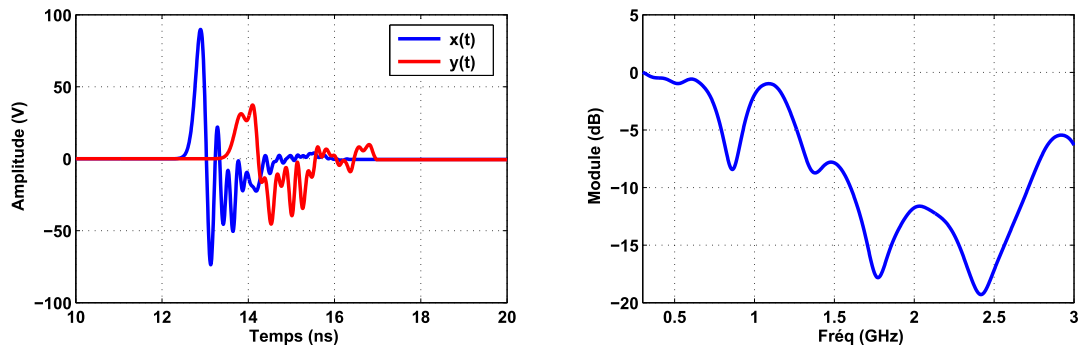


FIGURE 4.59 – Modélisation du mur en parpaing.

Les signaux temporels fenêtrés incident et transmis sont donnés figure 4.60(a) ; ils permettent de déterminer le coefficient de transmission à travers le mur à caractériser

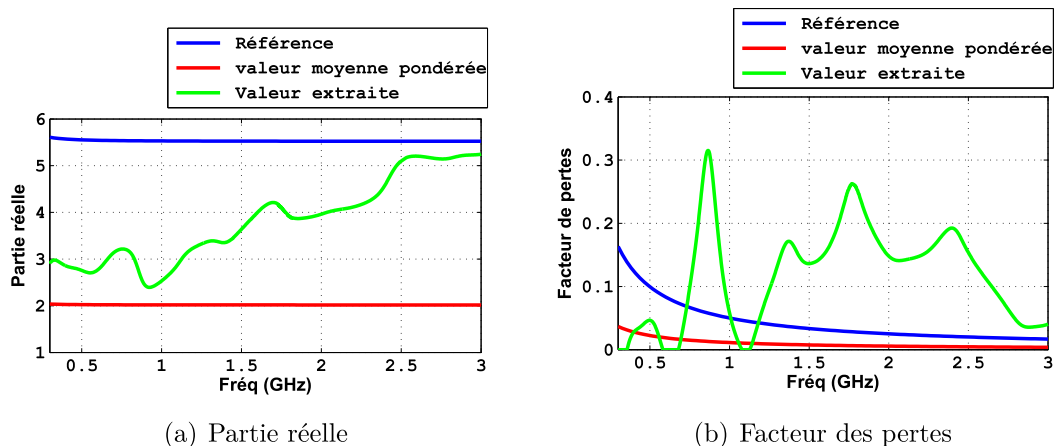
(figure 4.60(b)).



(a) Les signaux temporels incident et transmis fenêtré (b) Module du coefficient de transmission

FIGURE 4.60 – Les signaux temporels incident et transmis et le coefficient de transmission à travers le mur en parpaing.

Les caractéristiques diélectriques extraites comparées aux caractéristiques diélectriques de référence et aux caractéristiques diélectriques moyennes pondérées sont données figure 4.61. Il faut noter que les valeurs moyennes pondérées sont déduites en supposant qu'un bloc de parpaing élémentaire est formé de trois couches. Par comparaison, on constate que les valeurs extraites (partie réelle et facteur de pertes) sont différentes de celles du béton et des valeurs moyennes pondérées tant par les valeurs que par l'allure de variation en fréquence. La partie réelle extraite croît en fonction de la fréquence tout comme en mesure. De plus, le facteur de pertes est plus grand que le facteur de pertes du béton qui le compose et du facteur des pertes moyen pondéré.



(a) Partie réelle

(b) Facteur des pertes

FIGURE 4.61 – Les caractéristiques diélectriques de référence comparées aux caractéristiques diélectriques moyennes pondérées et extraites.

En conclusion, pour un matériau homogène, les caractéristiques diélectriques sont des propriétés intrinsèques. Dans le cas où le matériau est hétérogène, les

caractéristiques diélectriques équivalentes sont liées également à la structure du matériau à caractériser. Dans ce cas, et en fonction de la structure géométrique, il est possible d'extraire des parties réelles qui augmentent en fonction de la fréquence, alors que le matériau qui le compose est de permittivité relative décroissante en fonction de la fréquence.

## 4.8 Conclusion

Les bancs de mesures transitoire ULB de paramètres  $S_{ij}(f)$  de matériaux, associés aux techniques d'extractions des paramètres diélectriques ont été utilisés pour la caractérisation diélectrique de parois de bâtiment.

Avec un fenêtrage temporel classique, la mesure impulsionnelle ULB montre une difficulté d'élimination des échos parasites et de dissociation des trajets multiples en réflexion et en transmission.

Dans le cas d'un matériau dispersif, l'application de l'algorithme CLEAN facilite la dissociation des échos et permet l'extraction des paramètres diélectriques en limitant la fenêtre d'analyse, ce qui est un avantage pour une mesure in-situ.

Par les différentes techniques envisagées dans ce travail, l'extraction des paramètres diélectriques en réflexion est un échec.

Les résultats expérimentaux obtenus sur le mur en parpaing aboutissent à des résultats qui ont pu être justifiés par une modélisation du banc de mesure. Elle montre que dans le cas d'une structure hétérogène la permittivité réelle extraite peut augmenter en fonction de la fréquence confirmant ainsi les tendances observées en pratique.

# Conclusion générale et perspectives

Les travaux menés au cours de cette thèse avait pour objectif la conception d'un moyen de mesure applicable à la caractérisation de matériaux de construction dans la bande de fréquence [300MHz - 3GHz]. Les contraintes de mesures in situ et de non altération du matériau testé dans cette gamme fréquentielle ont conduit au développement de bancs transitoires ULB.

Les lois de propagation des ondes électromagnétiques dans le matériau, distinguant les cas mono-couche et multi-couches, ont fait l'objet du premier chapitre. Les effets de la permittivité diélectriques ont ainsi été appréhendés en distinguant la permittivité réelle et le facteur de pertes diélectriques. Les différents moyens de caractérisation existants dans la bande fréquentielle de l'étude ont été alors présentés en dressant pour chacun d'eux les conditions d'applications et leurs principes de caractérisation. La fin du chapitre 1 expose le principe de la métrologie ULB et les différents développements dont cette technologie a fait l'objet au sein du laboratoire Xlim ces dernières années. Les performances attendues de la métrologie impulsionnelle et son application à la détermination des paramètres  $S_{ij}(f)$  et à la problématique de ces travaux concluent ce premier chapitre.

La mesure devant s'effectuer en espace libre, in situ, le chapitre 2 est consacré aux différentes techniques d'extraction des caractéristiques diélectriques applicables à la configuration expérimentale envisagée. L'outil de simulation CST permet de tester les différents traitements d'informations reçues en réflexion ou en transmission. Le chapitre propose alors les moyens de caractérisation du matériau constituant une paroi suivant sa constitution homogène ou multi-couches, sa permittivité et ses faibles ou fortes pertes. La discussion porte d'une part sur la possibilité d'extraire la permittivité moyenne pour en déduire les caractéristiques diélectriques complexes ; et d'autre part sur la détermination des caractéristiques fréquentielles, à travers les paramètres  $S_{ij}(f)$ , en utilisant soit la réflexion sur l'interface ou la première transmission du signal, soit en conservant les multiples réflexions et transmissions d'un signal à travers le matériau.

L'intérêt de l'identification des trajets multiples d'un signal lorsque qu'il traverse une paroi ayant été montré, le chapitre 3 porte dans un premier temps sur le développement d'un algorithme Matrix Pencil permettant de traduire le comportement du matériau en tenant compte à la fois de sa permittivité et de son facteur de pertes à partir des paramètres  $S_{ij}(f)$ . Cette technique valable dans le cas de paroi dont les caractéristiques diélectriques varient pas ou peu avec la fréquence



ne l'est pas dans le cas de matériaux de construction dans la bande [300MHz-3GHz]. Ceci entraîne l'application et l'adaptation d'un formalisme permettant de faciliter l'identification des trajets multiples. L'algorithme de traitement de signal "CLEAN", est alors décrit dans la deuxième partie du chapitre 3 et son application à différentes natures de matériaux présentée. Son association à la métrologie impulsionnelle est donc envisagée.

Le chapitre 4 est consacré au développement des bancs de mesures impulsionnels ULB, en réflexion et en transmission. Une description détaillée des éléments constitutifs des bancs est présentée puis l'application à la caractérisation expérimentale de différents matériaux "in situ" est décrite.

Il s'avère que, quelle que soit la nature du matériau, l'extraction des caractéristiques diélectriques à partir des résultats en réflexion s'avère problématique, et ne conduit pas toujours à l'élaboration d'un modèle physique sur toute la bande de fréquences de l'étude. En revanche la caractérisation diélectrique à l'aide des mesures en transmission aboutit à des résultats concluant et la contribution de l'algorithme CLEAN développé dans le chapitre précédent s'avère décisive.

Les résultats obtenus sur le mur en parpaing confirme malgré tout qu'il est impossible de définir un matériau homogène traduisant le comportement d'un matériau hétérogène. Une simulation électromagnétique montre alors la pertinence des résultats obtenus sur ce matériau à l'aide du banc de mesure.

Les perspectives de ce travail peuvent être envisagées suivants trois axes principaux :

- Le premier a pour objectif l'amélioration matérielle des conditions de mesures permettant un repérage précis des hauteurs et des distances, incluant un moyen de compenser les défauts de planéité des sols rencontrés in situ.
- Le deuxième concerne la difficulté de déterminer une structure homogène équivalente à un matériau hétérogène sur une large bande de fréquences. En effet, il peut être envisagé de contourner cette difficulté par la modélisation d'une succession de matériaux homogènes de caractéristiques diélectriques différentes.
- Le dernier point consiste à développer la modélisation du banc de mesure,

incluant celle du capteur, pour la caractérisation en réflexion. En effet d'après les différents résultats exposés dans cette étude, il paraît primordial de comprendre à la fois l'influence de la position du capteur vis à vis d'une structure hétérogène et l'interaction de celui-ci avec le matériau.

# Bibliographie

- [1] Nadia MAAREF, “Etude d’un Concept de Radar de détection de personnes à travers les murs et les obstacles,” Ph.D. dissertation, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2009.
- [2] TESSERAULT Guillaume, “Modélisation multi-fréquences du canal de propagation,” Ph.D. dissertation, Université de Poitiers, 2008.
- [3] L F Chen, C K Ong, C P Neo, V V, Vijay and V K Varadan, *Microwave Electronics Measurement and Materials Characterization*, 2004.
- [4] Yarovoy, A. G. and Zhuge, X. and Savelyev, T. G. and Lighthart, L. P., “Comparison of UWB technologies for human being detection with radar,” in *Proc. European Radar Conf. EuRAD 2007*, 2007, pp. 295–298.
- [5] Christophe LIEBE, Alain GAUGUE, “Radar UWB : « Vision à travers les murs »,” *Université de La Rochelle - Laboratoire Informatique Image et Interaction (L3i)*.
- [6] Telmo Santos, “Ultra-Wideband Wireless Channels -Estimation, Modeling and Material Characterization,” Ph.D. dissertation, Department of Electrical and Information Technology Lund University, 2009.
- [7] Ali Hussein Muqaibel, “Characterization of Ultra Wideband Communication Channels,” Ph.D. dissertation, Faculty of The Bradley Department of Electrical and Computer Engineering Virginia Polytechnic Institute and State University, 2003.
- [8] Bilal Filali, Jamal Rhazi, François Boone, Gérard Ballivy, “Caractérisation du béton par ondes électromagnétiques,” *Université de sherbrooke - Département de génie électrique et de génie informatique*.
- [9] [Online]. Available : <http://www.univ-brest.fr/lest/caracterisation>
- [10] Ghodgaonkar, D. K. and Varadan, V. V. and Varadan, V. K., “Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies,” *IEEE*, vol. 39, no. 2, pp. 387–394, 1990.
- [11] Cuinas, I. and Sanchez, M. G., “Building material characterization from complex transmissivity measurements at 5.8 ghz,” *IEEE*, vol. 48, no. 8, pp. 1269–1271, 2000.
- [12] Oral Büyükoztürk, Tzu-Yang Yu, Jose Alberto Ortega, “A methodology for determining complex permittivity of construction materials based on transmission-only coherent wide-bandwidth free-space measurements,” *ScienceDirect*, vol. Volume 28, Issue 4, pp. Pages 349–359, 2006.

- [13] Sagnard, F. and Zein, G. E. , “In situ characterization of building materials for propagation modeling : frequency and time responses,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no. 10, pp. 3166–3173, 2005.
- [14] Stavrou, S. and Saunders, S. R., “Review of constitutive parameters of building materials,” in *Proc. Antennas and Propagation Twelfth Int. Conf. (Conf. Publ. No. 491)*, vol. 1, 2003, pp. 211–215.
- [15] Axiotis, D. I. and Theologou, M. E., “2 GHz outdoor to indoor propagation at high elevation angles,” in *Proc. 13th IEEE Int Personal, Indoor and Mobile Radio Communications Symp*, 2002, pp. 901–905.
- [16] F. Sagnard, G. El Zein, “Characterization of building materials for propagation modelling frequency and time responses,” *AEU - International Journal of Electronics and Communications*, vol. 59, Issue 6, pp. 337–347, 2005.
- [17] “Réflexion et réfraction.” [Online]. Available : <http://www.edu.upmc.fr/physique>
- [18] Al-Qadi I.L. ; Hazim O.A. ; Su W. ; Riad S.M., “Dielectric properties of Portland cement concrete at low Radio frequencies,” *Journal of Material in Civil Engineering*, vol. 7, pp. 192–198, 1995.
- [19] Mourad ADOUS, “CARACTERISATION ELECTROMAGNETIQUE DES MATERIAUX TRAITES DE GENIE CIVIL DANS LA BANDE DE FREQUENCES 50 MHz - 13 GHz,” Ph.D. dissertation, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Nantes - Université de Nantes, 2006.
- [20] Othmane Benilles, “Etude de méthodes de caractérisation diélectrique des matériaux et conception de nouvelles procédures de calcul,” Master’s thesis, Ecole Nationale Supérieur Polytechnique de l’Algerie, 2009.
- [21] Baker-Jarvis, J. and Vanzura, E. J. and Kissick, W. A., “Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflection method,” *Trans. Microwave Theory Tech*, vol. 38, no. 8, pp. 1096–1103, 1990.
- [22] Bakhtiari, S. and Qaddoumi, N. and Ganchev, S. I. and Zoughi, R., “Microwave noncontact examination of disbond and thickness variation in stratified composite media,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 42, no. 3, pp. 389–395, 1994.
- [23] Chew, W. C. and Olp, K. J. and Otto, G. P. , “Design and calibration of a large broadband dielectric measurement cell,” *IEEE*, vol. 29, no. 1, pp. 42–47, 1991.
- [24] Millard S. G., Al-Qadi I. L., Haw M. R., Riad S. M., Shaari A., et Bungey J. H., “Design and evaluation of a coaxial transmission line fixture to characterization Portland cement concrete,” *Journal of Materials in Civil Engineering*, 2001.

- [25] Stuchly, M. A. and Athey, T. W. and Samaras, G. M. and Taylor, G. E., “Measurement of Radio Frequency Permittivity of Biological Tissues with an Open-Ended Coaxial Line : Part II - Experimental Results,” *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, *MTT-30*, vol. 30, no. 1, pp. 87–92, 1982.
- [26] Ghodgaonkar, D. K. and Varadan, V. V. and Varadan, V. K. , “A free-space method for measurement of dielectric constants and loss tangents at microwave frequencies,” *IEEE TRANSACTIONS ON INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT*, vol. 38, no. 3, pp. 789–793, 1989.
- [27] Ali Muqaiabel, Ahmad Safaai-Jazi, “Characterization of wall dispersive and attenuative effects on UWB radar signals,” *Journal of the Franklin Institute*, vol. 345, pp. 640–658, 2008.
- [28] H. Alenkowicz, B. Levitas, “MEASUREMENT OF COMPLEX PERMITTIVITY AND COMPLEX PERMEABILITY OF MATERIALS.”
- [29] F. SAGNARD, C. VIGNAT, V. MONCOURTOIS, E. ROLLAND, “DETERMINATION DE LA PERMITTIVITE COMPLEXE DE MATERIAUX DE CONSTRUCTION DANS LE DOMAINE MICROONDE : COMPARAISON DES METHODES DE FRESNEL ET D’ELLIPSOMETRIE PAR REFLEXION,” *Laboratoire Systèmes de Communication, Université de Marne-La-Vallée*.
- [30] Malek G.M. Hussain, “Ultra-Wideband Impulse Radar - An Overview of the Principles,” *Kuwait University*.
- [31] E. MARTINOD, “Contribution à l’analyse du comportement de connectiques en terme de compatibilité électromagnétique. Conception d’une expérimentation large bande en régime impulsionnel.” Ph.D. dissertation, Université de Limoges, 2000.
- [32] MUTZIG J.P. , LABARTHE C , HAMIEH Hamzeh , MARTINOD Edson , FEIX Noël , ANDRIEU Joël , LALANDE Michèle , BERTRAND Valérie , JECKO Bernard , DENOUAL J.M. , LE FLOCH Jean-Michel , VERGNAULT R , MINVIELLE P. , DUCASSE F, “Ultra-Wideband Radar concept for the detection of Buried Victims Beneath Building Rubble,” in *International Radar Conference* , 2009.
- [33] Le Goff, M. and Guillerey, R. and Gallais, F. and Andrieu, J. and Beillard, B. and Jecko, B., “Ultra wide band synthetic aperture radar for the detection of mined areas,” in *Proc. RADAR 2002*, 2002, pp. 526–530.
- [34] Yvan DUROC, “CONTRIBUTION AU DEVELOPPEMENT DE MODELES ORIENTES SYSTEME POUR LES ANTENNES DES COMMUNICATIONS

- ULTRA LARGE BANDE,” Ph.D. dissertation, INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 2007.
- [35] Sarkar, T. K. and Pereira, O. , “Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials,” *Antennas and Propagation Magazine, IEEE*, vol. 37, no. 1, pp. 48–55, 1995.
- [36] Sagnard, F. and Quiniou, T. and El Zein, G. , “Characterization of construction materials for the prediction of UWB propagation : frequency and temporal responses,” in *Proc. IEE Seminar Ultra Wideband Communications Technologies and System Design*, 2004, pp. 129–134.
- [37] F. SAGNARD, T. QUINIOU, C. VIGNAT, G. EL ZEIN, “Identification for multipath phenomena from wide-band electromagnetic interactions with construction materials,” *URSI International Symposium on Electromagnetic Theory*, vol. 23-27 May 2004, pp. pp. 627–629, EMT 2004, Pisa (Italy).
- [38] Marsh, K. A. & Richardson, J. M., “The objective function implicit in the CLEAN algorithm,” *Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)*, vol. 182, pp. 174–178, 1987.
- [39] Akhdar, O. and Mouhamadou, M. and Carsenat, D. and Decroze, C. and Monediere, T. , “A New CLEAN Algorithm for Angle of Arrival Denoising,” *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE* , vol. 8, pp. 478–481, 2009.

***Publications et communications relatives à ce travail***

Publications :

- [1] H. Hamieh, M. Jouvét, N. Feix, B. Beillard, E. Martinod1, M. Lalande, C. Labarthe, “Contribution to the Characterization of Rubble on the Frequency Band [300MHz-3GHz]”, *International Journal on Communications Antenna and Propagation (IRECAP)*.

Communications internationales :

- [2] H. Hamieh, E. Martinod, M. Lalande,” Characterization of rubble on the frequency band [300MHz-3GHz]” *Antennas and Propagation (EUCAP 2011), Proceedings of the 5th European Conference. Rome-Italie.*
- [3] MUTZIG J.P., LABARTHE C, HAMIEH Hamzeh, MARTINOD Edson, FEIX Noël, ANDRIEU Joël, LALANDE Michèle, BERTRAND Valérie, JECKO Bernard, DENOUAL J.M., LE FLOCH Jean-Michel, VERGNAULT R, MINVIELLE P., DUCASSE F, “Ultra-Wideband Radar concept for the detection of Buried Victims Beneath Building Rubble” , *International Radar Conference RADAR 2009. bordeaux - FRANCE.*

Communications nationales :

- [4] H. HAMIEH, N. FEIX, B. JECKO, M. LALANDE, E. MARTINOD, S. VAUCHAMP, “CARACTERISATION TRANSITOIRE EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES DIELECTRIQUES DE CLOISONS DANS LA BANDE [300MHz-3GHz]” , *11èmes Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux - Brest - 31 mars au 2 avril.*



# Annexe 1 : Expression de la différence de marche entre deux rayons

L'expression de  $\varphi = k_0 n d \cos \theta_1$  correspond à une différence de marche entre deux rayons comme illustré sur la figure 4.62.

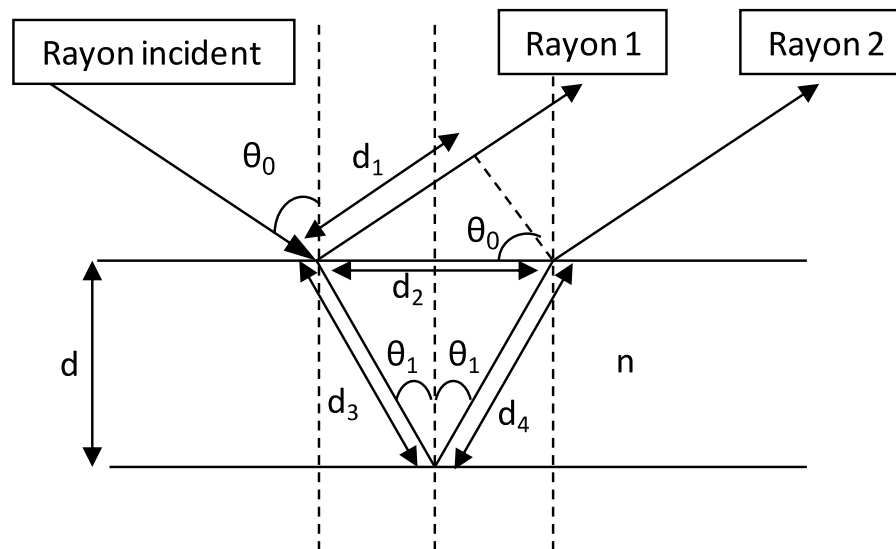


FIGURE 4.62 – La différence de marche entre deux rayons.

La différence de marche s'exprime par :

$$\delta = (d_3 + d_4) - d_1 \quad (4.6)$$

En effet :

$$d_3 = d_4 = \frac{d}{\cos \theta_1} \quad (4.7)$$

$$d_1 = d_2 \sin \theta_0 = d_2 n \sin \theta_1 = 2 d \tan \theta_1 n \sin \theta_1 \quad (4.8)$$

En terme de déphasage dû à la propagation de chaque rayon, on peut exprimer la différence de phase par :

$$\Delta\varphi = k_g (d_3 + d_4) - k_0 d_1 = k_0 n (d_3 + d_4) - k_0 d_1 \quad (4.9)$$

En d'autre terme :

$$\Delta\varphi = 2k_0 n \frac{d}{\cos \theta_1} - 2 d k_0 n \tan \theta_1 \sin \theta_1 = 2k_0 n \cos \theta_1 \quad (4.10)$$

Soit  $\varphi = k_0 n d \cos \theta_1$ . De la même manière pour le déphasage en transmission.



## Annexe 2 : Calcul du coefficient $t_i t_{i+1}$ dans les cas des polarisations TE et TM

Considérons deux milieux diélectriques semi-infinis comme indiqué dans la figure 4.63, homogènes et isotropes ayant respectivement les indices des réfractons  $n_i$  et  $n_{i+1}$ .

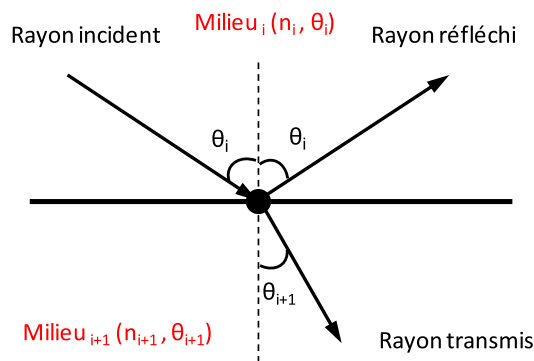


FIGURE 4.63 – Les deux demi espaces.

En mode TE, les coefficients de réflexion et de transmission s'écrivent de la manière suivants :

$$r_{(i)TE} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_{i+1} \cos \theta_{i+1}}{n_i \cos \theta_i + n_{i+1} \cos \theta_{i+1}} \quad (4.11)$$

$$t_{(i)TE} = \frac{2 n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_{i+1} \cos \theta_{i+1}} \quad (4.12)$$

Soit  $m_i = \frac{\cos \theta_{i+1}}{\cos \theta_i}$  et  $\rho_i = \frac{n_{i+1}}{n_i}$ .

Les équations 4.13 et 4.14 résument les phénomènes de réflexion et de transmission à l'interface entre les deux milieux en mode TE.

$$r_{(i)TE} = \frac{1 - \rho_i m_i}{1 + \rho_i m_i} \quad t_{(i)TE} = \frac{2}{1 + \rho_i m_i} \quad (4.13)$$

$$r_{(i+1)TE} = \frac{\rho_i m_i - 1}{1 + \rho_i m_i} \quad t_{(i+1)TE} = \frac{2 \rho_i m_i}{1 + \rho_i m_i} \quad (4.14)$$

En mode TM :

$$r_{(i)TM} = \frac{n_i \cos \theta_{i+1} - n_{i+1} \cos \theta_i}{n_{i+1} \cos \theta_i + n_i \cos \theta_{i+1}} \quad (4.15)$$

$$t_{(i)TM} = \frac{2 n_i \cos \theta_i}{n_{i+1} \cos \theta_i + n_i \cos \theta_{i+1}} \quad (4.16)$$

De la même manière qu'en polarisation TE, les équations 4.17 et 4.18 résument les phénomènes de réflexion et de transmission à l'interface en mode TM.

$$r_{(i)TM} = \frac{m_i - \rho_i}{m_i + \rho_i} \quad t_{(i)TM} = \frac{2}{\rho_i + m_i} \quad (4.17)$$

$$r_{(i+1)TM} = \frac{\rho_i - m_i}{m_i + \rho_i} \quad t_{(i+1)TM} = \frac{2 \rho_i m_i}{\rho_i + m_i} \quad (4.18)$$

Quelle que soit la polarisation on a :

$$t_{(i)} t_{(i+1)} = 1 - (r_{(i)})^2 \quad (4.19)$$

$$r_{(i)} = -r_{(i+1)} \quad (4.20)$$



## Annexe 3 : Modélisation de parois diélectrique multi-couches

Considérons deux milieux diélectrique comme indiqué dans la figure 4.64, homogènes et isotropes ayant respectivement les indices des réfractons  $n_i$  et  $n_{i+1}$ . Cette figure montre les phénomènes de réflexion et de transmission à l'interface entre deux milieux.

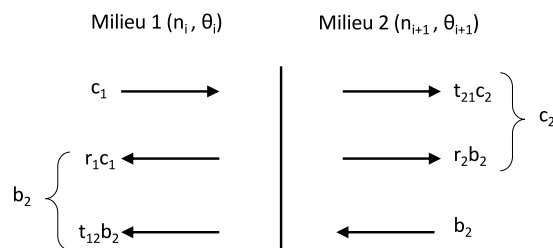


FIGURE 4.64 – phénomènes de réflexion et de transmission à l'interface entre deux milieux.

On a :

$$\begin{cases} b_1 = r_1 c_1 + t_{12} b_2 \\ c_2 = r_2 b_2 + t_{21} c_1 \end{cases} \quad (4.21)$$

$$\begin{bmatrix} c_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{12}} \begin{bmatrix} 1 & -r_2 \\ r_1 & t_{12} t_{21} - r_1 r_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

Soit la matrice d'interface  $I^i$  :

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{t_i} & \frac{r_i}{t_i} \\ \frac{r_i}{t_i} & \frac{1}{t_i} \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

Matrice de transfert :

$$a_1 = a_2 e^{j\varphi} \quad (4.24)$$

$$b_1 = b_2 e^{-j\varphi} \quad (4.25)$$

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

La matrice de transfert est :

$$\begin{bmatrix} e^{j\varphi_i} & 0 \\ 0 & e^{-j\varphi_i} \end{bmatrix} \quad (4.27)$$





## Annexe 4 : Estimation de la tache de rayonnement d'une antenne

Afin de s'assurer que la tache de rayonnement d'une antenne n'est pas plus large que la dimension de la cloison testée, des simulations ont été menées via CST comme le montre la figure 4.65.

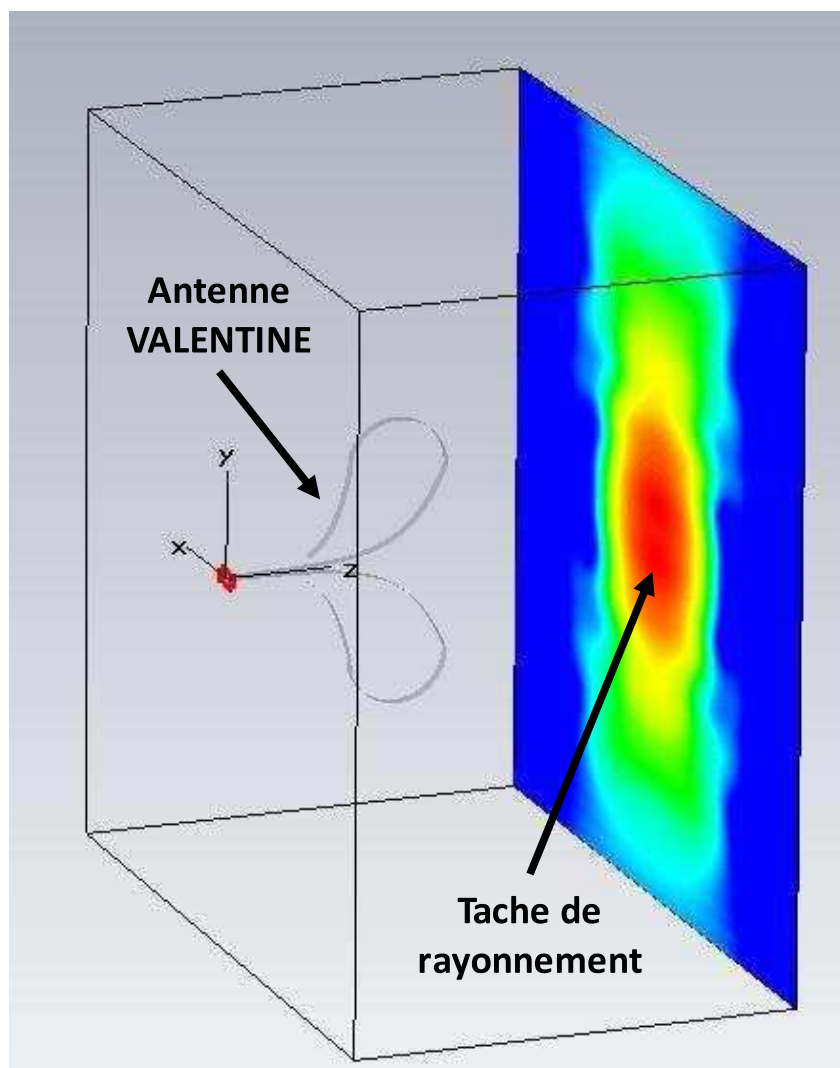


FIGURE 4.65 – Estimation de la tache de rayonnement de l'antenne VALENTINE.

L'antenne VALENTINE a été alimentée par un signal couvrant la bande de

fréquences [300 MHz-3 GHz] et les champs ont été évalués dans un plan vertical face à l'antenne à différentes distances du point d'alimentation : 1.4 m, 1.6 m, et 1.8 m (figure 4.66).

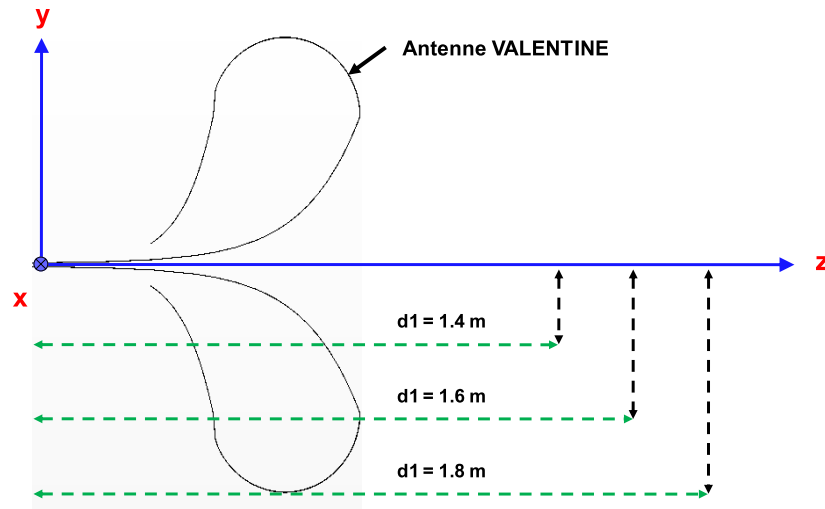


FIGURE 4.66 – Les différentes distances prises en compte permettant d'estimer la tache de rayonnement dans le plan vertical de l'antenne VALENTINE.

Les cartographies de champs obtenus pour 3 fréquences : 300 MHz, 1.65 GHz et 3 GHz sont reportées figures 4.67, 4.68, 4.69. On constate, qu'à ces distances, la tache est contenue sur une surface 3 m \* 3 m. Si la dimension de la tache de rayonnement peut être estimée d'après le diagramme de rayonnement à la fréquence 3 GHz, il n'en est pas de même pour les fréquences plus basses. A 300 MHz par exemple, la distance 1.8 m ne répond pas au critère de zone de champs lointains ; la tache ne peut donc pas être déduite du diagramme de rayonnement.

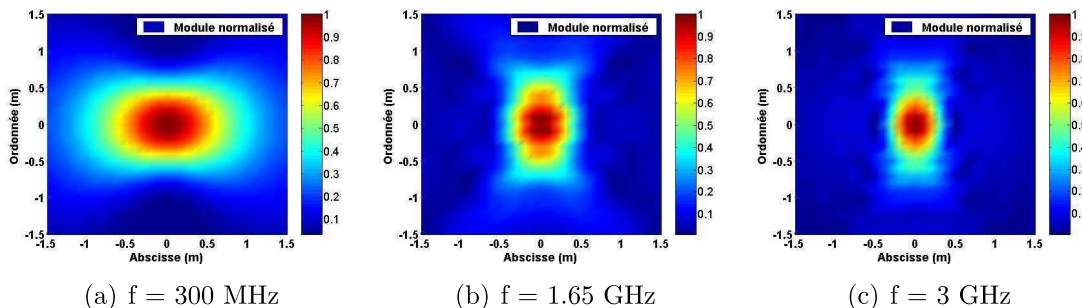


FIGURE 4.67 – La tache de rayonnement de l'antenne VALENTINE à la distance  $d = 1.4$  m.

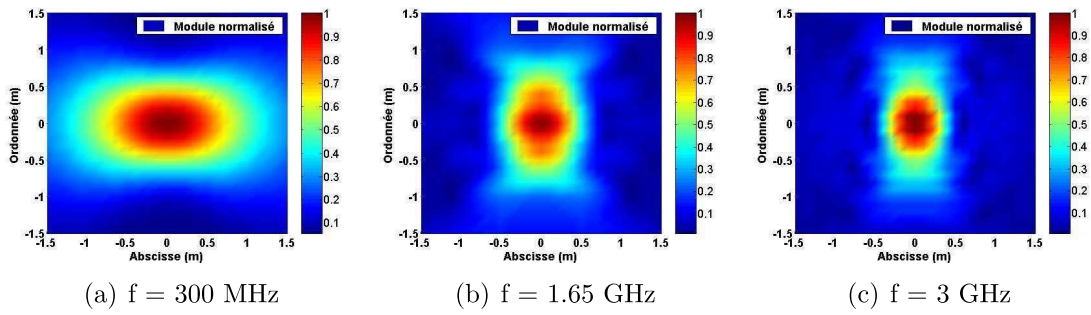


FIGURE 4.68 – La tache de rayonnement de l’antenne VALENTINE à la distance  $d = 1.6 \text{ m}$ .

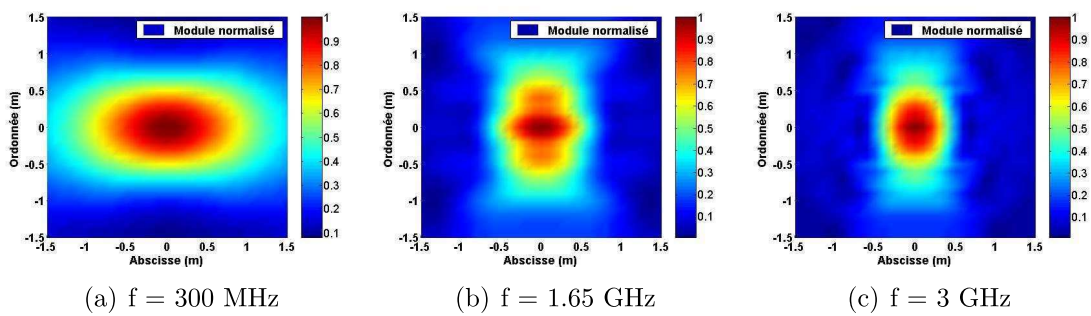


FIGURE 4.69 – La tache de rayonnement de l’antenne VALENTINE à la distance  $d = 1.8 \text{ m}$ .

**Caractérisation diélectrique de parois de bâtiments : conception d'un banc de mesure impulsionnel Ultra Large Bande (ULB) et détermination des paramètres pertinents de diverses parois**

**Résumé :** Ce mémoire présente la mise en œuvre d'un banc de mesure in-situ en espace libre, ULB transitoire, associé à des techniques d'extraction des propriétés diélectriques dans le but de caractériser les parois de bâtiments. Les techniques de mesure développées au sein de l'équipe OSA d'XLIM sont appliquées et adaptées à la mesure de la réflexion et de la transmission à travers les parois. Associées à des techniques d'extraction élaborés durant l'étude, les propriétés des matériaux sont déduites. Les moyens mis en œuvre pour caractériser les matériaux sont présentés et validés via des simulations électromagnétiques rigoureuses. Deux matériaux font enfin l'objet de caractérisation expérimentales : la pierre et la parpaing.

**Mots clés :** propriétés diélectriques, mesure en espace libre, mesure impulsionnelle ULB, identification des trajets multiples, Matrix Pencil, Algorithme de CLEAN.

**Dielectric characterization of buildings walls : conception of transient Ultra Wide Band (UWB) bench and determination of pertinent parameters for various walls**

**Abstract :** This thesis presents the implementation of a measurement bench, in free space, UWB transient, associated with extraction techniques of dielectric properties in order to characterize the walls of buildings. The measurement techniques developed within the team of OSA XLIM are applied, adapted and improved for measuring the reflection and transmission through the walls. Associated with extraction techniques developed during the study, the material properties are obtained. The means used to characterize the materials are presented and validated through rigorous electromagnetic simulations. Finally, two materials are subject to experimental characterization : the natural rock and the concrete blocks.

**Keywords :** dielectric properties, free space measurement, transient ULB measurement, identification of multipath, Matrix Pencil, CLEAN algorithm.

**XLIM - UMR CNRS n°6172**  
123, avenue Albert Thomas - 87060 LIMOGES CEDEX